

ÉCOLE DOCTORALE ENERGIE, MATERIAUX, SCIENCES DE LA TERRE ET DE L'UNIVERS

LABORATOIRE PRISME

THÈSE présentée par :
Jérôme VIAL

soutenue publiquement le : **24 octobre 2013**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université d'Orléans**

Discipline : Mécanique

Etude expérimentale et numérique des modes de déformation d'un explosif comprimé

THÈSE dirigée par :
Patrice BAILLY
Didier PICART

Professeur, ENSIB, Bourges
Docteur HDR, CEA Le Ripault, Monts

RAPPORTEURS :
Fabrice BREMAND
Laurent DAUDEVILLE

Professeur, Université de Poitiers
Professeur, Université Joseph Fourier, Grenoble

JURY :
Fabrice GATUINGT
Fabrice BREMAND
Laurent DAUDEVILLE
Patrice BAILLY
Didier PICART
Franck DELVARE
Bertrand WATTRISSE
Alain GASSER

Professeur, ENS Cachan, Président du jury
Professeur, Université de Poitiers
Professeur, Université Joseph Fourier, Grenoble
Professeur, ENSIB, Bourges
Docteur HDR, CEA Le Ripault, Monts
Professeur, Université de Caen – Basse Normandie
Professeur, Université de Montpellier 2
Professeur, Université d'Orléans

REMERCIEMENTS

Ce travail de thèse a été réalisé dans le cadre d'un contrat CFR du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) et en collaboration avec le laboratoire PRISME à Bourges.

Mes premiers remerciements vont naturellement à mes directeurs de thèse, Patrice Bailly et Didier Picart ainsi qu'à Franck Delvare qui a participé à mon encadrement.

J'adresse ma profonde reconnaissance à Patrice et Didier, qui m'ont permis d'effectuer cette thèse en m'accordant toute leur confiance, une grande autonomie et les moyens financiers nécessaires à la réalisation de mes projets au sein du laboratoire à Bourges la première année, puis au CEA les deux années suivantes. Leurs conseils avisés m'ont aidé dans l'aboutissement de mes travaux.

Pour avoir pris le temps nécessaire à la participation au jury de cette thèse et m'honorer de leur présence, je tiens à témoigner mes plus sincères remerciements à mes deux rapporteurs, Fabrice Brémand et Laurent Daudeville ainsi qu'aux différents membres du jury.

J'adresse mes remerciements à tous mes collègues de laboratoire à Bourges et au Ripault en particulier aux deux doctorants, Julien et Bastien, qui ont débuté au même moment que moi. Je remercie également tous les autres doctorants de Bourges qui ont su rendre l'atmosphère du laboratoire joyeuse et agréable durant ma première année : Robin, Steve, Pierre-Emmanuel, Pawel, Léo et Hélène. Au Ripault, je remercie tous mes collègues de laboratoire, en particulier les ex-LME qui s'identifieront, pour la folle ambiance et les bons moments passés pendant ces deux dernières années. Je tiens à remercier également particulièrement Maxime Biessy qui a réalisé les essais présentés au dernier paragraphe du chapitre 2 et Hervé Trumel pour le polissage des échantillons du chapitre 3.

D'une façon générale, je remercie tous ceux avec qui j'ai pu passer de bons moments durant ces trois années de thèse ! Il restera, au-delà du souvenir de dures et enrichissantes journées de travail (avec parfois des rendez-vous dès 7h00 du matin au labo avec Didier...), de nombreux agréables moments. En résumé : C'était une belle expérience !

Je souhaite enfin adresser vivement toute ma reconnaissance à mes parents, mon frère et Nathaly pour leur soutien.

SOMMAIRE

ABREVIATIONS ET NOTATIONS.....	7
INTRODUCTION GENERALE.....	9
CHAPITRE 1 : ETAT DE L'ART	13
1. CONTEXTE	13
2. LE MATERIAU ET SES CONSTITUANTS.....	17
2.1. <i>Données expérimentales</i>	17
2.2. <i>Modèles de comportement du PBX9501</i>	24
2.3. <i>Propriétés mécaniques du HMX</i>	30
3. LES MECANISMES D'ALLUMAGE ET DE POINTS CHAUDS.....	36
3.1. <i>Le problème d'emballement thermique</i>	36
3.2. <i>Température et durée du chauffage pour l'allumage</i>	38
3.3. <i>Les mécanismes dissipatifs à l'origine des points chauds</i>	42
3.4. <i>Bilan</i>	48
4. LES MODELES D'ALLUMAGES.....	48
4.1. <i>Dans le modèle SCRAM</i>	48
4.3. <i>Les modélisations du CEA</i>	49
5. CONCLUSION.....	51
CHAPITRE 2 : COMPORTEMENT MACROSCOPIQUE A HAUTE PRESSION ET A GRANDE VITESSE	55
1. MOTIVATION.....	55
2. LE MATERIAU INERTE	57
3. L'ESSAI TRIAXIAL DYNAMIQUE.....	58
4. RESULTATS ET DISCUSSION POUR LE MATERIAU INERTE.....	68
5. RESULTATS ET DISCUSSION POUR L'EXPLOSIF	75
CHAPITRE 3 : ESSAI DE COMPRESSION DANS LA TRANCHE ET OBSERVATIONS EN TEMPS REEL	79
1. INTRODUCTION	79
2. CONCEPTION DE L'ESSAI	80
3. MODE OPERATOIRE POUR LA REALISATION D'UN ESSAI.....	85
4. ESSAIS REALISES ET OBSERVATIONS	88
4.1. <i>Les essais réalisés</i>	88
4.2. <i>Endommagement</i>	89
4.3. <i>Les traces de « plasticité » des cristaux</i>	99
4.4. <i>Les interfaces entre grains et matrice</i>	101
4.5. <i>Comportement de la matrice</i>	104
4.6. <i>Observations de phénomènes particuliers</i>	105
4.7. <i>Conclusion</i>	108
CHAPITRE 4 : DEMARCHE ET MISE EN PLACE DE L'OUTIL DE SIMULATION	111
1. DEMARCHE	111
2. GENERATION DES MESOSTRUCTURES.....	115
3. « SURFACE ELEMENTAIRE REPRESENTATIVE » DU MATERIAU	120
4. DETERMINATION DU COMPORTEMENT DES GRAINS DE HMX	122
4.1. <i>Introduction</i>	122
4.2. <i>Premières identifications du comportement de la matrice</i>	124
4.3. <i>Confrontation entre le modèle numérique et l'expérimentation</i>	125
4.4. <i>Conclusion</i>	132
5. AMELIORATION DE LA LOI DE COMPORTEMENT DE LA MATRICE.....	132
5.1. <i>Objectifs</i>	132
5.2. <i>Propriétés élastiques</i>	133
5.3. <i>Modèle CDP du composite</i>	135
5.4. <i>Modèle CDP avec dépendance à la vitesse</i>	140

5.5.	<i>Modèle CDP avec ou sans dépendance à la vitesse et endommagement</i>	143
5.6.	<i>Remarques sur les identifications à l'aide du modèle CDP</i>	145
CHAPITRE 5 : CONFRONTATION ENTRE SIMULATIONS ET ESSAIS		149
1.	METHODE DE SIMULATION DES ESSAIS DE COMPRESSION DANS LA TRANCHE.....	149
2.	INFLUENCE DE LA LOI DE COMPORTEMENT DE LA MATRICE.....	151
3.	RECHERCHE DU MECANISME DISSIPATIF	158
3.1.	<i>Endommagement : comparaison calcul / expérience</i>	158
3.2.	<i>Etude des zones échauffées</i>	162
4.	COMPARAISON DES CALCULS AVEC MATERIAU HOMOGENE ET AVEC MATERIAU HETEROGENE.....	168
5.	BILAN ET DISCUSSION DES SIMULATIONS	174
6.	CONCLUSION.....	176
CONCLUSION GENERALE.....		181
BIBLIOGRAPHIE		183
TABLE DES FIGURES		193
ANNEXE : UTILISATION DE LA TECHNIQUE DE CORRELATION D'IMAGES LORS D'UN ESSAI QUASI-STATIQUE		197

ABREVIATIONS ET NOTATIONS

C

λ, μ – Coefficients de Lamé

ν – Coefficient de Poisson

CDP – « Concrete Damaged Plasticity »

σ_e – Contrainte équivalente de Von Mises

Q – Contrainte octaédrique

D

γ – Déformation de cisaillement

ε_{el} – Déformations élastiques

ε_{pl} – Déformations plastiques

$\Delta V/V$ – Déformation volumique

M

G - Module de cisaillement

K - Module de compressibilité

E - Module d'Young

P

P – Pression hydrostatique

T

σ – Tenseur des contraintes

ε – Tenseur des déformations

I – Tenseur unité

t_{ig} – Temps d'ignition

V

d – Variable d'endommagement (t en traction, c en compression)

$\dot{\varepsilon}$ – Vitesse de déformation

$\dot{\gamma}_{pl}$ – Vitesse de déformation plastique de cisaillement

INTRODUCTION GENERALE

De nos jours, l'utilisation des explosifs pour des applications industrielles ou militaires est largement répandue. Depuis de nombreuses années, la recherche de la performance énergétique a été visée, et plus récemment, la sécurité est devenue un axe majeur. Dans ce contexte l'ignition involontaire des explosifs contenant des cristaux de HMX (cyclotetramethylene tetranitramine, $C_4H_8N_8O_8$, octogène) est un problème très étudié dans le cadre des dossiers de sûreté du CEA. En effet, des réactions pyrotechniques violentes peuvent être enregistrées lors d'impacts à des vitesses très inférieures au seuil de transition choc-détonation, comme le rapporte la littérature pour plusieurs compositions pressées à l'octogène. Le CEA développe actuellement les outils numériques, théoriques et expérimentaux qui permettront de prédire les conditions d'allumage lorsqu'un explosif pressé est soumis à des sollicitations dynamiques ne conduisant pas directement à une transition choc-détonation. Le travail de cette thèse s'intéresse donc aux impacts à basse vitesse où la vitesse d'impact est de l'ordre de 10 à 100 m/s, la pression macroscopique dans l'explosif est de l'ordre de la centaine de mégapascals, et où la vitesse de déformation se situe entre 1000 à 10000 s^{-1} .

Les simulations numériques, utilisant un modèle de comportement macroscopique pour le matériau et un critère d'allumage ne se révèlent pas à même de prévoir des amorçages accidentels lors de différents cas de chargements dynamiques car tout semble indiquer que l'apparition de point chaud se fait à une échelle où le matériau doit être vu comme hétérogène. Dans ce contexte, l'objectif de cette thèse est de contribuer à la compréhension des mécanismes dissipatifs à l'origine des échauffements locaux dans le matériau. Il est alors nécessaire d'aborder le comportement du matériau énergétique comme celui d'un composite, et, de connaître le comportement mécanique de chaque constituant du matériau et leurs interactions respectives à l'échelle de la microstructure. La stratégie de recherche s'appuie sur deux idées fortes :

- Si plusieurs modèles de formations de points chauds peuvent être postulés, seuls des expériences et des observations permettront de faire progresser notre compréhension, à l'image des informations recueillies jusqu'ici par l'observation post-mortem d'échantillons.

- Il faut nécessairement décrire comment les sollicitations macroscopiques se localisent dans la microstructure.

Le premier chapitre de ce manuscrit comprend une compilation des données bibliographiques sur le comportement mécanique du matériau en régime quasi-statique avec ou sans confinement et en régime dynamique non confiné. Une étude bibliographique du comportement du HMX, le principal constituant est également menée. Ensuite, les différents mécanismes d'allumage et la problématique des points chauds sont détaillés. Enfin, les différents modèles d'allumage actuels y sont présentés.

Le deuxième chapitre s'inscrit dans la recherche du comportement dynamique sous pression de l'explosif. En effet, tous les modèles qui sont présentés dans le premier chapitre sont identifiés sur des essais quasi-statiques et dynamiques non confinés. Il est alors nécessaire d'enrichir la connaissance du comportement dans la gamme de pression et de vitesse de déformation des impacts à basse vitesse. Cela est mené via des essais sur matériau confiné avec des barres d'Hopkinson. Ce chapitre présente la méthode mise en œuvre et les résultats obtenus.

Le troisième chapitre présente l'essai de compression dans la tranche développé durant cette thèse. Il s'agit d'un essai avec observation en temps réel et à une échelle proche de celle de la taille des grains de l'explosif. Les essais réalisés et les observations associées sont présentés ainsi que les conclusions sur les comportements des constituants et de leurs interactions.

Le quatrième chapitre concerne la démarche et la mise en place de l'outil de simulation utilisé. Une représentation numérique biphasique de toute la microstructure du matériau est considérée. Celui-ci est donc supposé être constitué d'une part des grains de HMX d'une taille supérieure à 200 μm (diamètre équivalent), et d'autre part d'un matériau homogène dont le comportement n'est pas connu et qui sera appelé « matrice », formé des plus petits grains, du liant et de la porosité. D'abord, la méthode de génération des géométries est décrite ainsi que la méthode d'identification du comportement des constituants. Puis le comportement des grains et la matrice sont identifiés. Une des originalités de cette approche est de coupler fortement les simulations avec les données de la bibliographie et les résultats expérimentaux obtenus tant à l'échelle macroscopique qu'à l'échelle de la mésostructure. Enfin, le comportement de la matrice est identifié plus finement pour prendre en compte l'effet de vitesse déterminé dans le deuxième chapitre et l'endommagement observé dans le troisième chapitre.

Le cinquième chapitre confronte les essais réalisés, qui sont présentés dans le troisième chapitre, avec les simulations de ces mêmes essais. Les simulations utilisent les lois de comportement déterminées dans le quatrième chapitre. Les effets de l'endommagement et de la vitesse de déformation sont discutés puis les zones d'échauffements annoncées par les calculs sont étudiées plus en détails à partir des images des essais. Une étude portant sur les relations entre les grandeurs mécaniques issues des simulations sur matériaux homogène et hétérogène est ensuite menée de façon à estimer le rôle des hétérogénéités.

Enfin, une conclusion générale met en relief les principaux résultats obtenus et les perspectives qu'ouvre ce travail de recherche.

CHAPITRE 1 : Etat de l'art

1. Contexte

L'utilisation des explosifs pour des applications industrielles ou militaires est largement répandue. Le principe nominal de fonctionnement s'appuie sur le choc généré par un détonateur. Si cette sollicitation est suffisamment intense, le matériau se décompose rapidement et la réaction transite en un temps caractéristique d'une microseconde vers une détonation. En dehors de ce mode de fonctionnement (choc puis détonation), il est cherché à garantir la sécurité de l'édifice pyrotechnique. Or, des réactions pyrotechniques violentes peuvent être enregistrées lors d'impacts à des vitesses très inférieures au seuil de transition choc-détonation, comme le rapporte la littérature pour plusieurs compositions pressées à l'octogène [47; 59; 84; 128; 148]. Le travail de cette thèse s'intéresse à ces sollicitations que nous appellerons « impacts à basse vitesse ». Le scénario physique envisagé lors de ces impacts est le suivant :

- 1- impact du projectile à basse vitesse (de l'ordre de 10 à 100 ms⁻¹) sur l'édifice pyrotechnique,
- 2- déformation de la structure, sous l'effet de l'impact, à des vitesses de déformations comprises entre 10³ et 10⁵ s⁻¹, et une pression de quelques centaines de mégapascals,
- 3- les déformations induisent des mécanismes irréversibles dégageant une énergie sous forme de chaleur à l'échelle de la microstructure avec création de points chauds (ces mécanismes peuvent dépendre de l'hétérogénéité locale),
- 4- début de décomposition chimique de l'explosif sous l'accroissement de température,
- 5- libération rapide de la chaleur produite notamment au-delà de la capacité du matériau à l'évacuer par conduction,
- 6- explosion.

Cette thèse concerne essentiellement les trois premiers points.

Pour étudier les explosifs soumis à ces sollicitations, plusieurs essais ont été utilisés depuis de nombreuses années notamment le « Susan test », le « Skid test », le « drop-weight test » ou encore le « Steven test ». Une brève description est donnée ici.

Le « Susan test » est un essai d'impact de projectile. La tête du projectile contient environ 0,45 kg d'explosif (Figure I - 1) et la cible est un blindage en acier. Les résultats de ces essais sont exprimés par une courbe de sensibilité, sur laquelle l'énergie de détonation libérée par l'explosion lors de l'impact est tracée en fonction de la vitesse du projectile. L'énergie de détonation est déduite d'une mesure du temps de transit du choc dans l'air à partir du point d'impact jusqu'au manomètre situé à trois mètres de celui-ci. Ces résultats obtenus sont subjectifs, particulièrement lorsque le niveau de réaction montre une augmentation importante mais relativement lente avec le temps. La voie préférée pour déterminer l'énergie de détonation est alors de mesurer la surpression à l'aide de jauges de pression placées sur la cible en acier. Cette méthode donne beaucoup plus de données reproductibles et n'est pas soumise aux erreurs possibles dans les mesures du temps de transit.

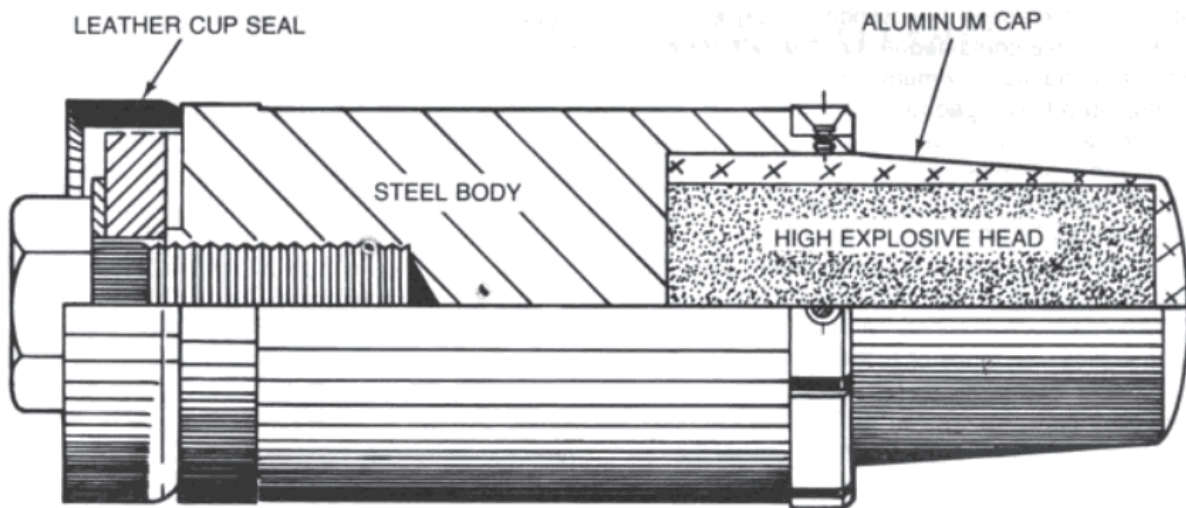


Figure I - 1 : Projectile utilisé lors d'un Susan Test [6].

Le « skid test » s'intéresse au frottement. Un exemple de cas d'accident est celui où un bloc d'explosif pourrait tomber de quelques mètres et venir frotter sur la surface qu'il rencontre. Ceci motive l'utilisation du « skid test » qui mesure la sensibilité d'un explosif lorsqu'il vient frapper une surface rigide non perpendiculaire à l'axe de la chute. Une configuration de l'essai consiste à lâcher verticalement l'explosif sur une surface plus dure inclinée de 45 degrés. Dans une autre configuration de l'essai, l'explosif est attaché à l'extrémité d'un pendule. Celui-ci est autorisé à osciller à partir d'une hauteur déterminée.

Ensuite, lors d'un essai de chute appelé « drop-weight test » [142; 152; 153], une masse de plusieurs kilogrammes (5,545 kg dans [153]) tombe d'une hauteur de l'ordre du mètre (1,3 m

dans [153]) sur l'échantillon (Figure I - 2). Peu de temps avant l'impact, un miroir à l'intérieur de la masse vient s'aligner pour compléter le trajet optique d'un flash qui est la source de lumière qui va passer à travers les enclumes et l'échantillon pour arriver à la caméra rapide. Cette méthode permet une observation, en temps réel et à une échelle macroscopique, de la déformation de l'échantillon. Dans d'autres configurations, seule la lumière émise par la réaction est analysée. Dans [153], la vitesse d'impact est d'environ 4,5 m/s avec une pression maximale de l'ordre du gigapascal. Les observations réalisées avec ce dispositif restent macroscopiques. Il existe également différentes configurations de cet essai, notamment au niveau de la position des enclumes où une inclinaison de celles-ci favorise le cisaillement [152].

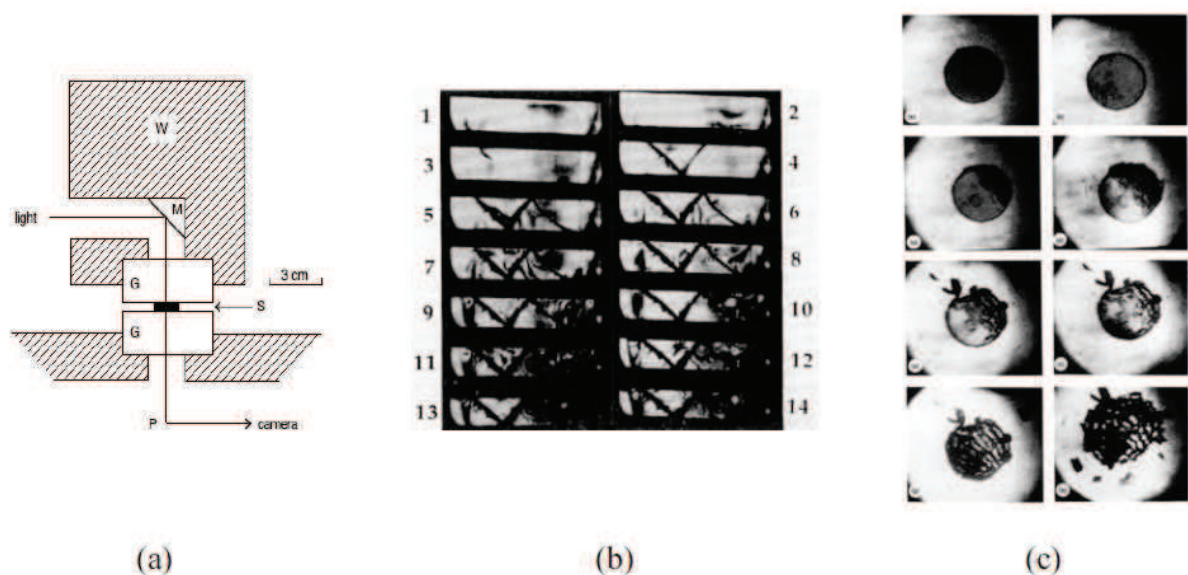


Figure I - 2 : (a) Schéma de l'essai de chute avec visualisation par caméra rapide : w désigne la masse, M le miroir, G les enclumes transparentes, S l'échantillon, P le prisme et le chemin de la lumière va de « light » à « camera » ; (b) images latérales (observation par le côté et non par-dessous) espacées de 20 microsecondes montrant le cisaillement et la rupture d'un échantillon de polystyrène et (c) Images à différents instants d'un disque de PBS (matériau inerte américain) de 5 mm de diamètre et 1mm de hauteur. Source des images : [153]

Enfin, le « Steven-test » [148] (Figure I - 3) développé au Lawrence Livermore National Laboratory (USA) a aussi permis de mettre en évidence ces réactions pyrotechniques violentes. Un disque d'explosif est disposé entre une plaque avant métallique d'épaisseur environ 3 mm et une plaque arrière métallique d'épaisseur 20 mm. Un projectile de 1 kg en acier, et d'un diamètre de 60 mm, impacte le centre de la cible. La pression est mesurée à l'aide de jauges placées au sein de la cible. Lors de ces essais, la pression est de l'ordre de 10 à 200 MPa, avec un premier pic de pression enregistré moins de 100 μ s après l'impact. Ensuite, le régime réactif conduit à des pressions bien supérieures. Le Steven-test ne permet

que des observations extérieures à la cible. Depuis ces travaux, le CEA a développé un essai plus instructif durant lequel la face arrière de l'explosif est visualisée. Cet essai permet notamment d'estimer le temps d'allumage via l'apparition de lumière.

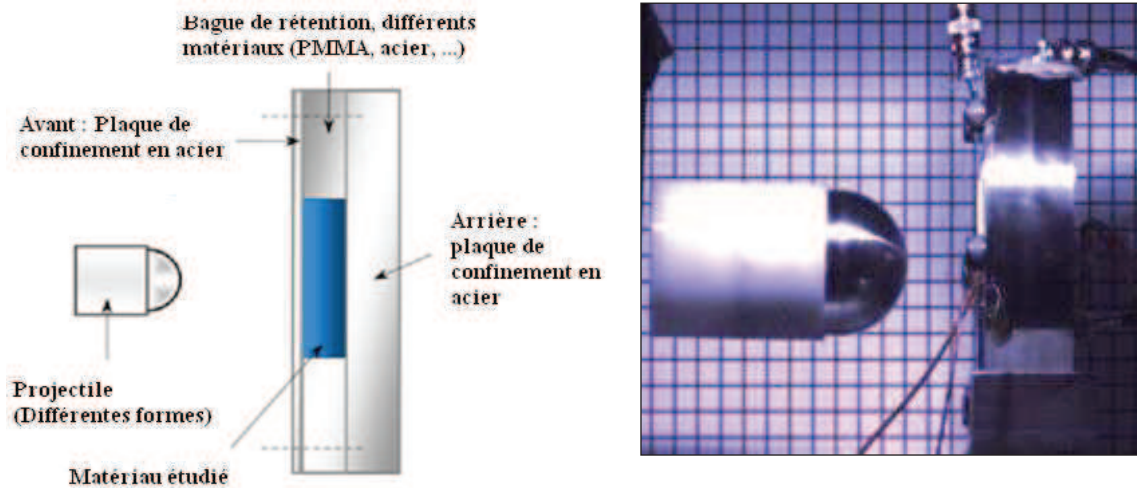


Figure I - 3 : « Steven Test » permettant de caractériser le seuil d'ignition des explosifs durant des impacts à basse vitesse.

Les essais qui viennent d'être présentés n'apportent pas de renseignement sur le mécanisme d'allumage de l'explosif mais permettent de déterminer les conditions d'impact qui engendrent l'allumage. L'ignition involontaire des explosifs contenant des cristaux de HMX (cyclotetramethylene tetranitramine, $C_4H_8N_8O_8$, octogène) reste donc un problème ouvert.

Les simulations numériques utilisant un critère d'allumage basé sur la dissipation à l'échelle macroscopique conduisent à la prédiction d'un échauffement de l'ordre de $50^{\circ}C$. Cet échauffement est largement insuffisant pour allumer le matériau. Tout semble indiquer que l'apparition de points chauds se fait à une échelle où le matériau doit être vu comme hétérogène. Cette constatation rejoint le concept de point chaud largement utilisé dans le cadre de la transition choc-détonation [88]. Aujourd'hui, le schéma d'un échauffement par dissipation (visco)plastique aux bords de porosités est le plus probable mais n'a pas actuellement de preuve expérimentale [23]. Il sera montré plus loin dans ce document que ce schéma d'échauffement ne semble pas pertinent dans le cas des impacts à basse vitesse.

Nous souhaitons donc contribuer à la compréhension des mécanismes dissipatifs à l'origine des échauffements locaux dans le matériau. Il est alors nécessaire d'aborder le comportement du matériau énergétique comme celui d'un composite où le comportement mécanique de chaque constituant du matériau a son importance ainsi que leurs interactions respectives à l'échelle de la microstructure.

2. Le matériau et ses constituants

Le matériau étudié a une microstructure hétérogène. Il appartient à la classe des explosifs pressés. Il est fabriqué par pressage d'un mélange de grains de HMX (Figure I - 4 à gauche) avec un liant polymère. Ce procédé de fabrication permet de densifier l'agrégat. Dans son état final, le matériau contient environ 95% de HMX en masse, quelques pourcents de liant et environ 2% de porosité (Figure I - 4 à droite). Les grains de HMX ont une distribution allant du micron de diamètre équivalent à plus de 500 μm . Ce matériau appartient au groupe des matériaux granulaires cohésifs. En effet, la texture de ces matériaux est constituée d'un assemblage dense de particules et d'une matrice solide remplissant quasi-entièrement les espaces interstitiels et assurant la cohésion des particules entre elles. Les matériaux granulaires cohésifs peuvent être aussi considérés comme des composites renforcés contenant une fraction volumique élevée de particules.

Dans cette partie, nous détaillons les propriétés mécaniques du matériau composite et du cristal de HMX.



Figure I - 4 : Poudre de HMX (à gauche) et échantillon de diamètre 10 mm et de hauteur 20 mm obtenu après pressage et usinage (à droite).

2.1. Données expérimentales

2.1.1. Comportement élastique en quasi-statique

Le comportement du composite en quasi-statique a été exploré principalement à l'aide d'essais triaxiaux. Les expériences consistent à soumettre l'échantillon cylindrique à une

compression hydrostatique puis, alors que cette dernière est maintenue, à appliquer un effort uniaxial selon l'axe du cylindre. On enregistre l'évolution de la contrainte uniaxiale en fonction des déformations longitudinale et transversale de l'échantillon. Une partie des essais triaxiaux a été détaillée par Le *et al.* [94] pour les basses pressions de confinement (0 à 10 MPa). Une seconde série d'essais réalisée à plus fort confinement a été publiée dans [71].

Concernant les basses pressions, Le *et al.* ont montré une dépendance du module d'Young à la pression de confinement. Des essais de traction, de compression simple et des essais triaxiaux avec des pressions de confinement de 5 et 10 MPa ont montré la diminution du module d'Young avec la contrainte relaxée. La Figure I - 5 issue de [94] présente l'évolution du module d'Young sécant pour les essais qui viennent d'être cités. L'extrapolation à l'origine des données pour un type d'essai donne le module d'Young initial du composite (par exemple 2,9 GPa en compression simple – ronds sur la Figure I - 5). La dépendance du module d'Young initial à la pression de confinement est due à la porosité résiduelle ou au mécanisme de microfissuration qui peut intervenir lors des essais (Celui-ci devient moins influant avec l'augmentation de la pression de confinement.). De plus, il faut rappeler que le composite est obtenu par pressage. Ainsi, en contrepartie des pressions appliquées lors de la fabrication, de nombreuses microfissures apparaissent dans la microstructure [146].

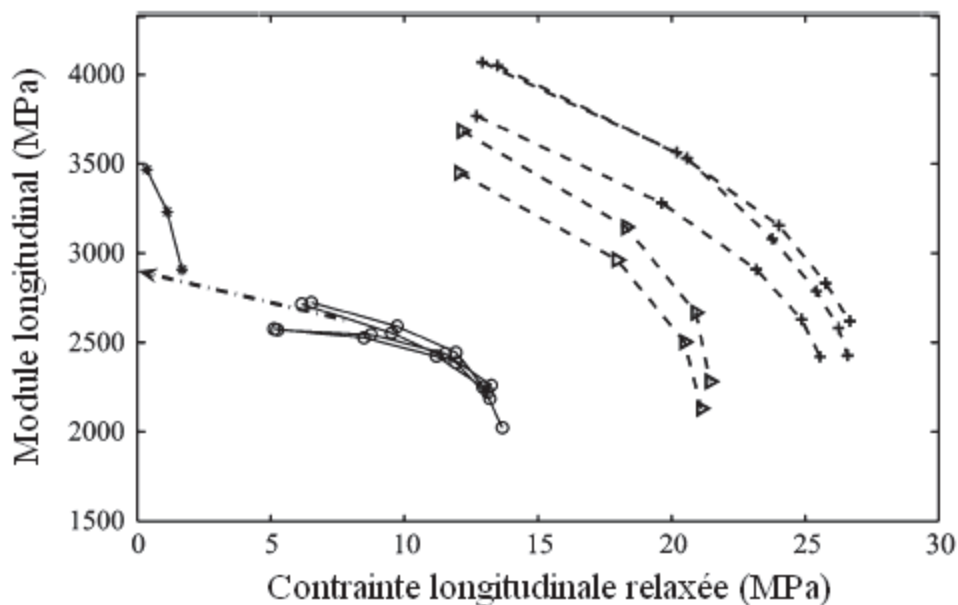


Figure I - 5 : Evolution du module d'Young sécant pour des essais de traction (étoiles), de compression simple (ronds) et des essais triaxiaux avec une pression de confinement de 5 MPa (triangles) et de 10 MPa (croix) [94].

Dans cette même étude, les auteurs proposent un modèle visco-élastique plastique de type Maxwell où, pour chaque branche du modèle, un coefficient de Poisson constant de 0,42 est choisi. Ceci n'est pas expérimentalement exact car le coefficient de Poisson connaît des variations dues à l'anisotropie d'endommagement induite par la sollicitation. Cette élasticité anisotrope ne sera pas considérée car le problème est plus complexe et est actuellement étudié.

Dans les essais triaxiaux avec un plus fort confinement, le coefficient de Poisson mesuré jusqu'à des pressions de confinement de 300 MPa est proche de 0,42 (Figure I - 6).

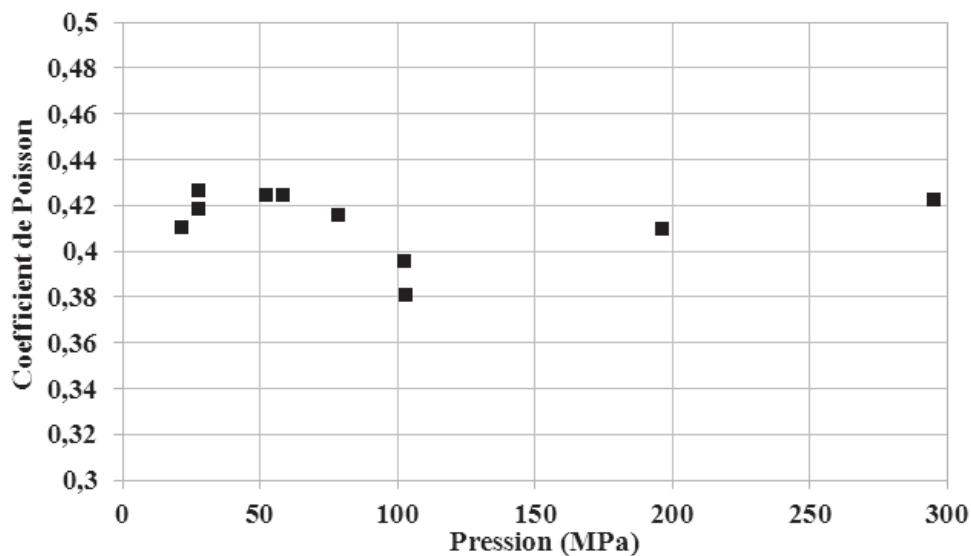


Figure I - 6 : Coefficient de Poisson mesuré lors d'essais triaxiaux à différentes pressions de confinement.

Ces essais triaxiaux montrent également que le module de compressibilité tangent K augmente avec la pression de confinement (le matériau contient initialement une faible porosité.). Une manière de prendre en compte cette élasticité non linéaire est de conserver le formalisme de l'élasticité isotrope classique et de considérer que le module K (ou le module d'Young E) est une fonction de la pression. Lors d'un essai de compression hydrostatique, le module de compressibilité est constant de 10 MPa jusqu'à 100-150 MPa puis il augmente de façon non linéaire tant que la pression est inférieure à 400 MPa. Au-delà, la croissance du module est linéaire avec la pression. En dessous de 10 MPa, le module de compressibilité augmente avec la pression comme cela a été expliqué précédemment. Ceci est dû à son état initial endommagé, et durant cette phase, les microfissures dues au procédé de fabrication se referment.

En adoptant cette valeur de 0,42 pour le coefficient de Poisson et en considérant l'évolution expérimentale du module de compressibilité du composite (carré blanc sur la Figure I - 7), l'évolution du module d'Young E (rond noir sur la Figure I - 7) peut être déduite [150]. Les valeurs expérimentales données dans Le *et al.* [94] s'accordent avec les valeurs calculées (Figure I - 7 zoom en haut et à gauche).

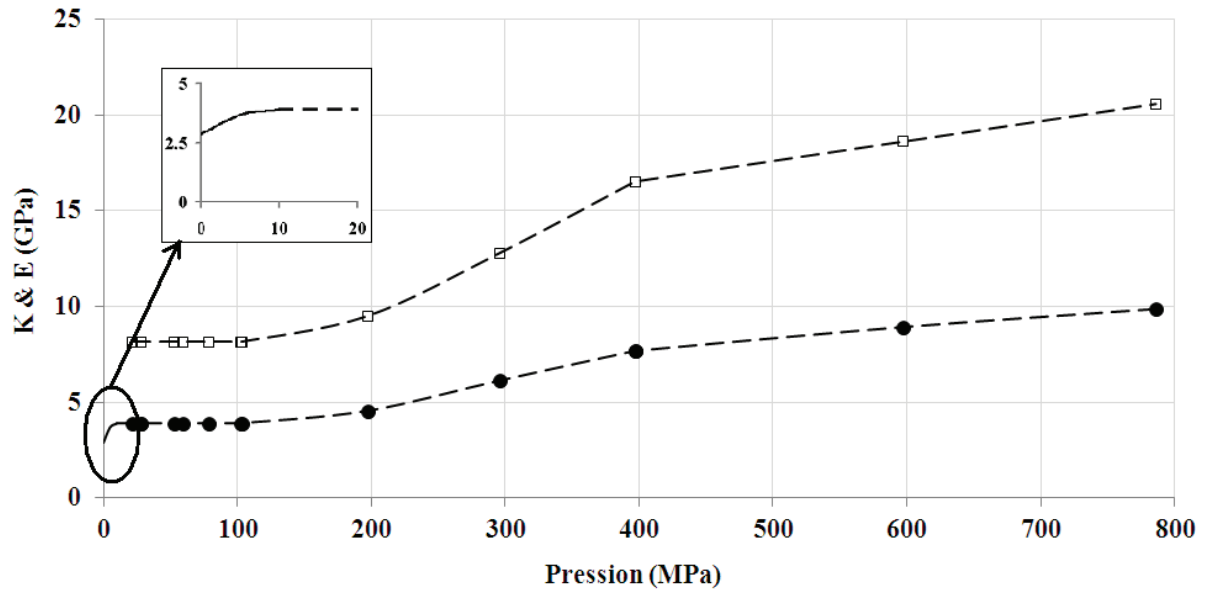


Figure I - 7 : Evolution du module de compressibilité K (traits pointillés avec carrés blancs) et du module d'Young E (traits pointillés avec ronds noirs) avec la pression. Ce dernier est calculé avec l'hypothèse d'un coefficient de Poisson de 0,42 [150]. La courbe calculée correspond, pour les plus faibles pressions, aux mesures publiées dans [94].

2.1.2. Comportement élastique en dynamique

Le comportement élastique du composite en dynamique sans confinement a été exploré à l'aide d'essais DMA (Dynamic mechanical analysis) [117]. Les fréquences utilisées sont comprises entre 0,1 Hz et 40 Hz, ce qui correspond à des vitesses de déformation comprises entre $3,77 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ et $1,5 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$. Le principe d'équivalence temps-température est utilisé par ces auteurs. Ce principe permet de préciser la dépendance à la température des grandeurs viscoélastiques linéaires telles que le module de relaxation qui permet de rendre compte de la relaxation de contrainte (la déformation étant constante). Dans ce cas d'essais périodiques, l'effet de la fréquence de sollicitation est inverse à celui de la température et les deux effets sont dépendants. Ceci est à l'origine du principe d'équivalence temps-température en viscoélasticité linéaire.

Les auteurs, après avoir déterminé des courbes isothermes module-fréquence et ceci à plusieurs températures, ont utilisé ce principe, en faisant intervenir un facteur de translation a , pour corréliser ces grandeurs dans toute la gamme de température et de fréquence de mesure. La courbe maîtresse avec l'évolution du module d'Young est donnée sur la Figure I - 8.

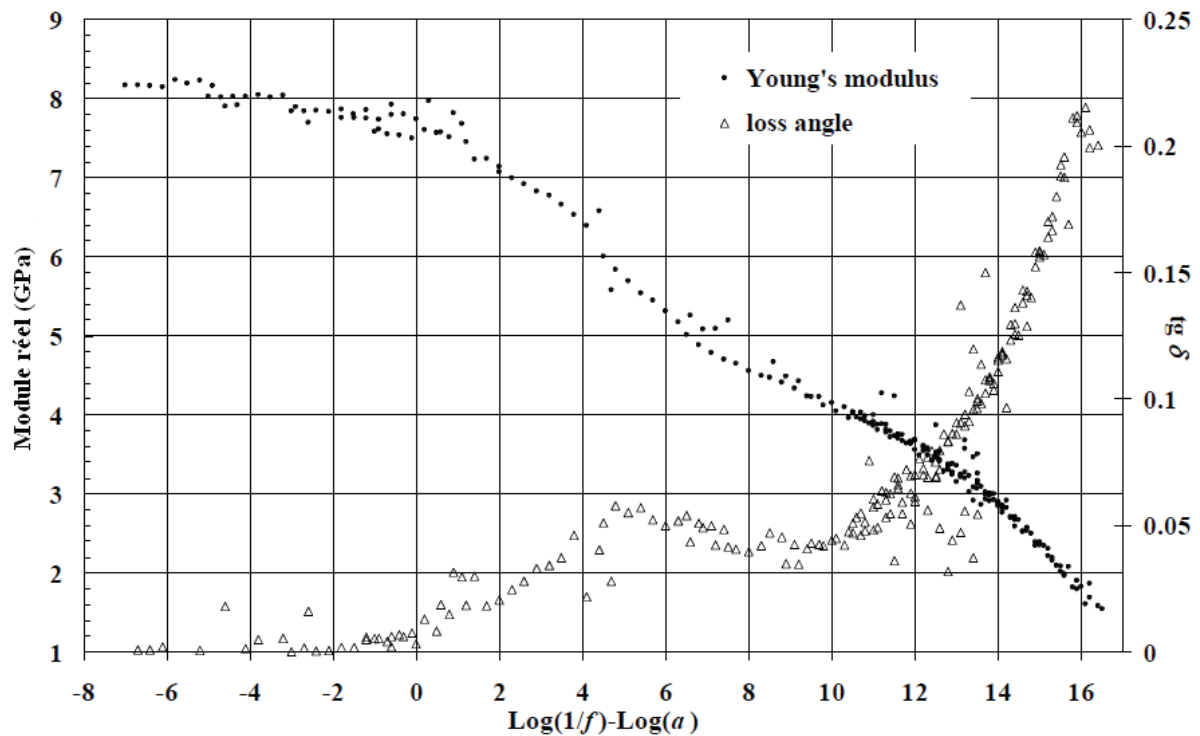


Figure I - 8 : Courbe maîtresse du module réel et angle de phase (ou de perte) du composite [117].

2.1.3. Comportement plastique en quasi-statique

Le comportement plastique du composite a été exploré à l'aide des essais triaxiaux évoqués précédemment [71; 94]. Les résultats pour les pressions de confinement les plus élevées sont donnés sur la Figure I - 9. Les limites actuelles de ces expériences concernent :

- Le confinement maximum atteignable (il est limité à 800 MPa pour des raisons de sécurité pyrotechnique).
- La déformation maximale mesurable à l'aide des jauges de déformation. Ces dernières ne permettent pas de dépasser 0,2 ce qui n'est pas suffisant pour observer un pic de contrainte pour les essais les plus confinés.

Les essais réalisés sur le composite montrent :

- un comportement fortement non linéaire, le pic de contrainte devenant de plus en plus difficile à déterminer au fur et à mesure que la pression de confinement augmente,
- une forte dépendance de la contrainte maximale uniaxiale au confinement,
- une transition de comportement fragile-ductile pour un confinement de l'ordre de 10 MPa,
- un comportement d'autant moins dilatant que le confinement augmente.

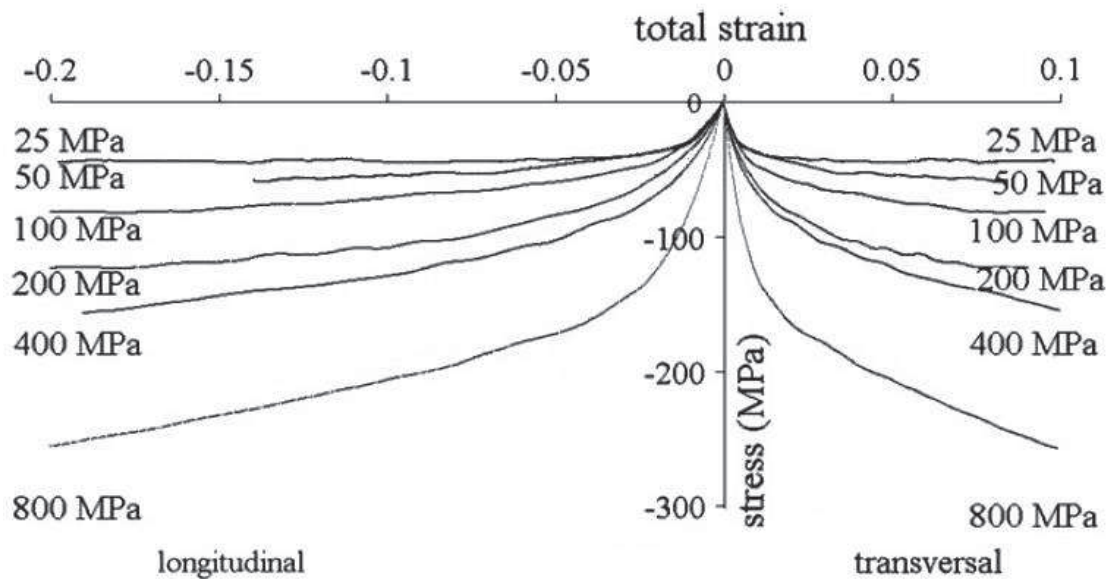


Figure I - 9 : Essais triaxiaux sur l'explosif à différentes pressions de confinement [71].

2.1.4. Comportement plastique en dynamique

Le comportement du composite en dynamique sans confinement a été exploré à l'aide d'essais DMA (Dynamic Mechanical Analysis) [69; 117], avec une machine hydraulique [119] pour des vitesses de déformation de 1 à 200 s^{-1} et avec des barres d'Hopkinson pour des vitesses de déformation de 200 à environ 2000 s^{-1} . Pour ces essais, la contrainte maximale est d'environ 60 MPa pour une vitesse de déformation de 10^3 s^{-1} alors qu'elle se situe à 18 MPa en quasi-statique non confiné (Figure I - 10). En revanche, la déformation atteinte lors de ce pic reste comprise entre 1 et 3% que la sollicitation soit quasi-statique ou dynamique.

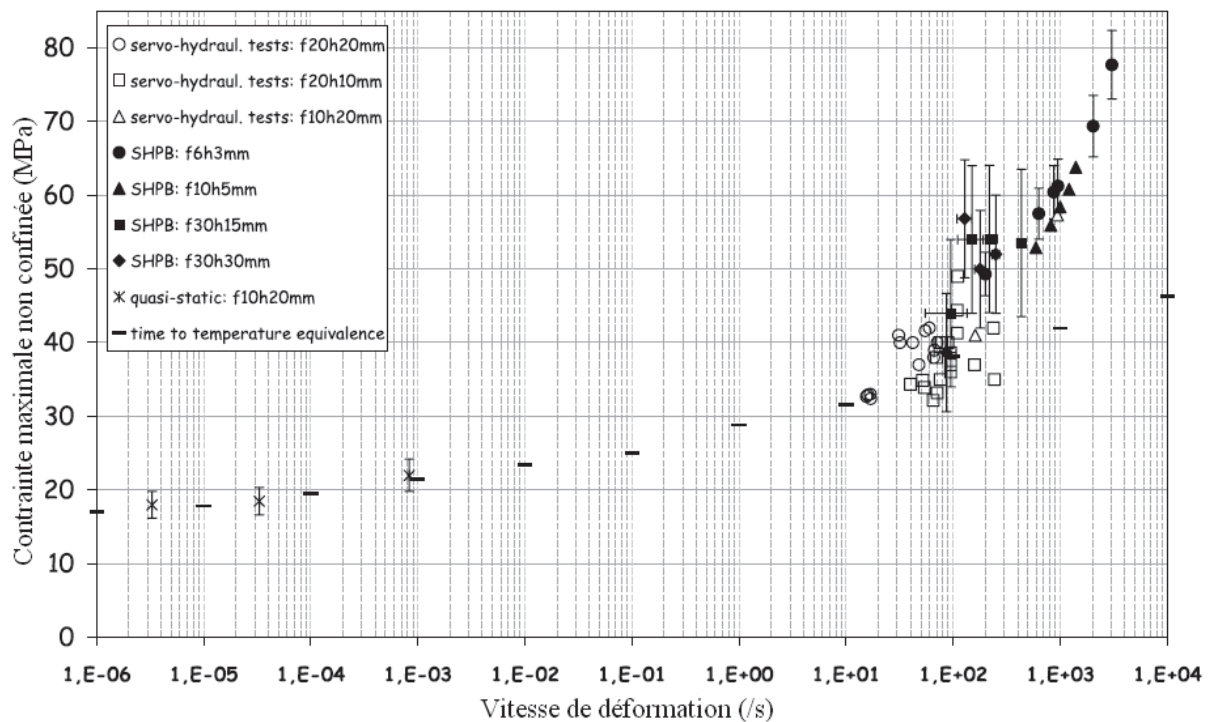


Figure I - 10 : Contrainte maximale atteinte lors d'essais sans confinement à température ambiante en fonction de la vitesse de déformation [119]. Taille des échantillons : f diamètre, h hauteur.

2.1.5. Bilan des données expérimentales

Il a été montré dans les paragraphes précédents que des données sont disponibles en quasi-statique avec ou sans confinement et en dynamique sans confinement. Il n'existe donc pas de données expérimentales couplant à la fois des pressions élevées et des vitesses de déformations élevées. Pour combler ce manque, le second chapitre de ce document proposera une méthode expérimentale à l'aide du système des barres d'Hopkinson sur des échantillons confinés. Des résultats concernant le comportement du composite en dynamique à des pressions importantes seront alors apportés. Ceci étant, les trois paragraphes précédents tendent à montrer que l'effet de la pression serait du 1^{er} ordre par rapport à l'effet de la vitesse de déformation comme cela a déjà pu être observé sur des bétons.

2.2. Modèles de comportement du PBX9501

Dans cette partie, plusieurs modèles de comportement des explosifs pressés vont être présentés. Ces modèles peuvent aussi porter sur la modélisation du PBX9501, matériau voisin de celui étudié durant cette thèse.

2.2.1. Le modèle SCRAM (Statistical CRACK Mechanic)

Le modèle SCRAM [50; 52-54] est une approche macroscopique du comportement mécanique des matériaux fragiles qui tient compte de l'influence d'un ensemble de microfissures (ouverture, cisaillement, influence de la taille). Du point de vue mécanique, le comportement est modélisé directement en utilisant le principe de superposition des vitesses de déformation. Il suppose que le tenseur des vitesses de déformation est la somme des tenseurs de vitesse de déformation (1) élastique du matériau, (2) due à la fissuration anisotrope, (3) due à l'écoulement plastique aux hautes pressions.

Chaque tenseur de vitesse de déformation est ensuite relié au tenseur de contrainte, et/ou au taux de contrainte, et aux variables internes.

Concernant le mécanisme de fissuration, deux fonctions de distributions sont introduites. La première $N(c, \Omega, t)$ représente le nombre de fissures isolées par unité de volume, ayant une orientation Ω et dont le rayon excède c . On a ici la seconde hypothèse de SCRAM sur la forme des microfissures : elles sont admises comme planes, circulaires et sans interaction. Le modèle considère alors, pour chaque famille de microfissures, les contraintes normales au plan de la microfissure et les contraintes de cisaillement dans le plan de la microfissure. Les orientations des fissures sont définies à l'aide d'un nombre donné de directions permettant de décrire la sphère unité.

Ensuite, puisque le nombre total de fissures isolées diminue avec la croissance des fissures et leur coalescence, une seconde fonction de distribution est alors introduite $M(c, \Omega, t)$ représentant, sur le même principe, les fissures connectées. Cette fonction est discutée par Dienes [53] car les fissures qui se sont intersectées sont considérées comme inactives et ne pouvant plus se propager.

Ce modèle SCRAM s'appuie sur une statistique de distribution de fissures dans un matériau considéré homogène. Il ne tient pas compte explicitement de la microstructure. Peu de

comparaison avec des expériences ont été proposées ce qui ne permet pas vraiment de juger de la pertinence de ce modèle. Il a permis de reproduire un comportement macroscopique proche des expériences sur un essai.

2.2.2. Les évolutions de SCRAM

Le modèle SCRAM présenté dans le paragraphe précédent a connu un grand nombre d'évolutions qui sont présentées ci-dessous par ordre chronologique :

- Une version isotrope nommée ISO-SCRAM est proposée par Addessio et Johnson [3]. Cette version a été motivée par l'idée que l'anisotropie n'a plus vraiment de sens quand le matériau est fragmenté et pulvérisé lors des impacts.
- Formulation du modèle SCRAM en grandes déformations [53].
- Une version nommée Visco-SCRAM [24; 73] combine un modèle général visco-élastique de type Maxwell à cinq branches avec l'approche SCRAM de Dienes. La viscosité et l'anélasticité ne porte que sur la partie déviatorique du comportement, la partie sphérique restant élastique. L'endommagement est lié à la taille moyenne des microfissures dont la croissance n'est liée qu'à la contrainte de cisaillement sans surface seuil. La Figure I - 11 représente le modèle visco-SCRAM. Les cinq composantes de Maxwell ont été ajustées aux données expérimentales pour déterminer les constantes viscoélastiques. Les valeurs du module d'Young sont obtenues à partir d'ultrasons [112], d'essais aux barres d'Hopkinson et de mesures quasi-statiques. Les données s'étendent sur environ huit décades de vitesse de déformation. Ensuite, la réponse contrainte-déformation a été simulée par les auteurs avec DYNA3D pour un échantillon de PBX-9501 soumis à une charge uniaxiale à différentes vitesses de déformation. Les courbes obtenues correspondent assez bien aux données expérimentales disponibles pour les PBX 9501 à ces vitesses de déformation. Bennet *et al.* [24] ont alors appliqué le modèle visco-SCRAM au « punch-test ». Dans cet essai (Figure I - 12), l'échantillon rectangulaire de PBX 9501 est impacté sur une face. Les déplacements dans le plan sont mesurés par une méthode de photographie speckle appliquée par Asay *et al.* [7] au Los Alamos. Une comparaison macroscopique entre le champ de déplacement expérimental et celui simulé 18 μ s après l'impact est réalisée et conduit à des résultats proches. Ces observations et simulations restent à l'échelle macroscopique.

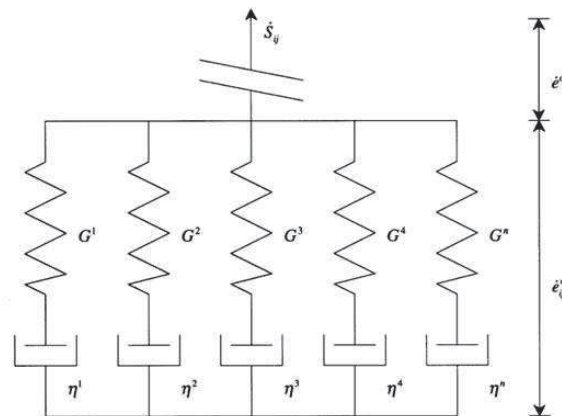


Figure I - 11 : Modèle Visco-SCRAM composé d'un ensemble viscoélastique de type Maxwell en série avec une partie endommagée par microfissuration (source figure : [24]).

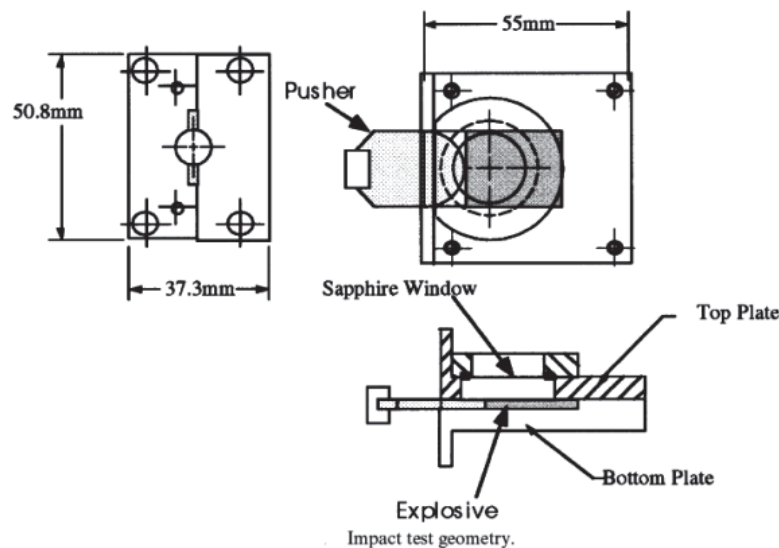


Figure I - 12 : Schéma du « punch-test » (source figure : [24])

- Zuo et Dienes [168] travaillent sur la stabilité de la propagation des microfissures lorsque le frottement est considéré notamment pour son rôle stabilisant. Ceci permet d'améliorer la surface seuil d'endommagement. L'année qui suit ces travaux, en 2006, le modèle d'Addessio et Johnson est modifié avec une correction de la surface d'endommagement [169].

Parmi toutes ces évolutions de SCRAM, seul visco-SCRAM a été appliqué au cas des impacts à basse vitesse et a conduit à la conclusion que le comportement macroscopique était retrouvé par comparaison avec des mesures de champs de déplacements. Par contre, ce modèle néglige

complètement les déformations plastiques et se concentre uniquement sur les mécanismes d'endommagement. Il est donc au regard des observations post-mortem proposées dans [146] utilisable que pour de faibles confinements.

2.2.3. Modèle de Drucker-Prager

Le comportement du matériau peut être décrit dans le cadre assez simple d'un modèle élasto-plastique parfait avec un critère de plasticité de Drucker-Prager. La courbe contrainte-déformation est fortement non linéaire lors des essais triaxiaux. Il est supposé que le seuil de « plasticité » du composite correspond à la contrainte maximale atteinte. Cette démarche visant à appeler « seuil de plasticité » un état qui est proche d'un état de rupture est couramment employée comme première approximation en mécanique des sols. En notant P la pression hydrostatique et σ_e la contrainte équivalente de von Mises, et, en considérant les contraintes maximales atteintes pour des pressions de 5 à 200 MPa, il est possible de définir un critère dans le plan P - σ_e par la relation $\sigma_e = 0,42.P + 27,3$ (MPa) [150]. Les essais réalisés à des confinements supérieurs ne permettent plus d'observer la contrainte maximale compte tenu de la déformation limite des jauges. A des pressions inférieures, de nombreuses observations post-mortem confirment la prédominance d'un mécanisme d'endommagement par microfissuration qui n'est pas pris en compte dans le modèle de Drucker-Prager. Ces observations indiquent aussi qu'à plus forte pression (donc dans la gamme qui nous intéresse) et sous l'action d'un cisaillement, la plasticité des cristaux devient le micromécanisme majeur de déformation, tout du moins tant que les déformations n'excèdent pas 0,2 en compression [146].

2.2.4. Modèle d'endommagement et de plasticité pour les matériaux quasi-fragiles

Le modèle « Concrete Damaged Plasticity » (CDP) proposé dans le code ABAQUS permet de représenter plus finement le comportement du matériau. Ce modèle sert à l'analyse des matériaux tels que les bétons ou d'autres matériaux quasi-fragiles. Le modèle CDP a été développé historiquement pour l'étude des chargements cycliques et/ou dynamiques des structures de béton [101]. Il a été depuis étendu aux autres matériaux quasi-fragiles. Le

comportement de notre matériau est influencé par l'endommagement par microfissuration sous faibles pressions ; ce comportement fragile tend à disparaître quand la pression de confinement est suffisamment grande pour l'empêcher. La réponse macroscopique devient celle d'un matériau ductile avec écrouissage. Cette observation motive l'intérêt pour le modèle CDP qui permet également de tenir compte, si besoin, de la sensibilité du matériau à la vitesse de déformation ou encore à la température.

Le modèle est basé sur un certain nombre d'éléments :

- La décomposition de la vitesse de déformation considérée comme la somme de la vitesse de déformation élastique $\dot{\epsilon}^{el}$ et de la vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}^{pl}$:

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}^{el} + \dot{\epsilon}^{pl}$$

- Les relations entre contraintes σ et déformations ϵ sont gouvernées par un scalaire d'endommagement :

$$\sigma = (1 - d)D_0^{el} : (\epsilon - \epsilon^{pl}) = D^{el} : (\epsilon - \epsilon^{pl})$$

avec D_0^{el} la rigidité élastique initiale du matériau (non endommagé), D^{el} la rigidité dégradée et d la variable d'endommagement qui peut prendre des valeurs de 0 (matériau non endommagé) à 1 (matériau complètement endommagé). La dégradation de la rigidité du matériau est isotrope et est caractérisé exclusivement par la variable d . On définit la contrainte effective par :

$$\bar{\sigma} \stackrel{\text{def}}{=} D_0^{el} : (\epsilon - \epsilon^{pl})$$

La contrainte de Cauchy est donc donnée par la relation :

$$\sigma = (1 - d) \bar{\sigma}$$

En l'absence d'endommagement ($d=0$), la contrainte effective est équivalente à la contrainte de Cauchy. L'évolution de la variable d'endommagement sera décrite un peu plus loin.

- Les états endommagés en tension et en compression sont pilotés indépendamment par deux variables d'écrouissages, $\tilde{\epsilon}_t^{pl}$ et $\tilde{\epsilon}_c^{pl}$, qui sont respectivement les déformations plastiques équivalente en tension et en compression.
- L'écoulement plastique est défini à partir du potentiel G :

$$\dot{\epsilon}^{pl} = \dot{\lambda} \frac{\partial G(\bar{\sigma})}{\partial \bar{\sigma}}$$

Ainsi, dans ce modèle la réponse élasto-plastique est découplée de l'endommagement. De plus, dans ce modèle, le potentiel G est une fonction de Drucker-Prager hyperbolique définie par :

$$G = \sqrt{(e\sigma_{t0} \tan \varphi)^2 + \bar{q}^2} - \bar{p} \tan \varphi$$

avec φ l'angle de dilatation donné par le diagramme pression p – contrainte de Mises q sous fort confinement, e est l'excentricité qui détermine à quelle vitesse la fonction atteint une asymptote et enfin σ_{t0} est la contrainte à rupture en tension.

La variable d'endommagement d est définie par la relation :

$$(1 - d) = (1 - s_t d_c)(1 - s_c d_t)$$

avec d_t et d_c les variables d'endommagement en traction et en compression fonction respectivement des déformations plastiques en traction et en compression. Les variables s_t et s_c sont introduites pour représenter la récupération de rigidité associée au renversement de contraintes (gestion de l'effet unilatéral).

Le critère de plasticité du modèle a été proposé par Lubliner [101] et modifié par Lee et Fenves [95]. Cette dernière version est présente dans le logiciel Abaqus sous la fonction suivante :

$$F(\bar{\sigma}, \bar{\varepsilon}^{pl}) = \frac{1}{1 - \alpha} (\bar{q} - 3\alpha\bar{p} + \beta(\bar{\varepsilon}^{pl})\langle\hat{\bar{\sigma}}_{max}\rangle - \gamma\langle-\hat{\bar{\sigma}}_{max}\rangle) - \bar{\sigma}_c(\bar{\varepsilon}_c^{pl}) \leq 0$$

Avec α et γ sont des constantes sans dimensions propres au matériau.

$$\bar{p} = -\frac{1}{3} \bar{\sigma} : I$$

est la pression hydrostatique effective.

$$\bar{q} = \sigma_e = \sqrt{\frac{3}{2} \bar{S} : \bar{S}}$$

est la contrainte de Mises effective avec $\bar{S} = \bar{p} I + \bar{\sigma}$.

$\hat{\bar{\sigma}}_{max}$ est la valeur propre maximale du tenseur des contraintes effectives

L'évolution de la surface de charge est pilotée par les contraintes de cohésion effective en compression et en traction, elles-mêmes liées aux mécanismes d'endommagement pilotés par les déformations plastiques. La fonction $\beta(\bar{\varepsilon}^{pl})$ est donnée par :

$$\beta(\bar{\varepsilon}^{pl}) = \frac{\bar{\sigma}_c(\bar{\varepsilon}_c^{pl})}{\bar{\sigma}_t(\bar{\varepsilon}_t^{pl})} (1 - \alpha) - (1 + \alpha)$$

avec $\bar{\sigma}_c$ et $\bar{\sigma}_t$ les contraintes de cohésion effective respectivement en compression et en traction,

Le coefficient γ est donné par la relation :

$$\gamma = \frac{3(1 - K_c)}{2K_c - 1}$$

$$K_c = \bar{q}(TM)/\bar{q}(CM)$$

L'état de contrainte doit évoluer en respectant deux conditions :

- TM (« tensile meridian ») où $\hat{\sigma}_{max} = \hat{\sigma}_1 > \hat{\sigma}_2 = \hat{\sigma}_3$
- CM (« compressive meridian ») où $\hat{\sigma}_{max} = \hat{\sigma}_1 = \hat{\sigma}_2 > \hat{\sigma}_3$

avec $\hat{\sigma}_1, \hat{\sigma}_2$ et $\hat{\sigma}_3$ les valeurs propres du tenseur des contraintes effectives.

Ce modèle de comportement a déjà été utilisé pour le matériau étudié [71] avec notamment un angle de frottement de 20°, un angle de dilatance de 1° et une excentricité de 0,1.

2.2.5. Modèle microplan

Ces travaux se fondent notamment sur le fait que de grandes déformations plastiques des grains de HMX ont été observées lors d'étude post-mortem [146]. Ceci soulève l'hypothèse d'une forte anisotropie plastique des grains de HMX et donc du comportement du composite. Si on y ajoute la possibilité de développer un endommagement anisotrope lui aussi, cela a conduit le CEA à se tourner vers les modèles microplans [118]. Le modèle est à nouveau calé sur les essais triaxiaux de référence, la dépendance à la vitesse de déformation n'étant toujours pas considérée.

2.3. Propriétés mécaniques du HMX

2.3.1. Comportement élastique

Le cristal est constitué d'un assemblage anisotrope de molécules de HMX. Le comportement réversible qui en résulte dépend donc fortement de la direction de sollicitation. Dans une première approche, nous choisissons de ramener les données de la littérature à des valeurs isotropes en utilisant les règles suivantes [135] :

$$K = \lambda + \frac{2}{3}\mu = \frac{1}{9} \sum_{i,j}^3 C_{ij} \quad G = \mu = \frac{3(K - \lambda)}{2} = \frac{3}{2}K - \frac{1}{6}(C_{12} + C_{13} + C_{23})$$

$$E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu} \quad \nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}$$

avec λ , μ , K et G respectivement les coefficients de Lamé et les modules de compressibilité et de cisaillement. Les paramètres C_{ij} (avec i et j compris entre 1 et 3) correspondent aux coefficients du tenseur d'élasticité de Hooke.

Nous ne nous intéressons, dans un premier temps, qu'aux valeurs des modules à la température ambiante et à très faible pression. La méthode de diffusion Brillouin et la méthode ISTS (Impulsive Stimulated Thermal Scattering) sont deux techniques utilisées pour mesurer l'élasticité du cristal de HMX [135; 141; 164] (Tableau 1). Pour Zaug [164], seules les valeurs expérimentales ont été reportées. Dans ce cas, la module de compressibilité est calculé comme la moyenne de C_{11} et de C_{33} . Les modules de compressibilité de Zaug [164] et de Sun *et al.* [141] sont proches. Par contre, les autres modules diffèrent entre ces deux publications car Zaug ne fournit pas toutes les constantes élastiques permettant un calcul complet. Une différence importante est observée entre les constantes élastiques issues de Stevens et Eckhart [135] et de Sun *et al.* [141]. Les constantes issues de cette dernière publication sont quasi-systématiquement supérieures à celles données dans [135] sans que nous puissions en donner une explication. Les écarts entre Stevens et Eckhart [135] et Zaug [164] peuvent s'expliquer par les tailles différentes des cristaux utilisés. Ces cristaux sont souvent coupés et polis pour accéder aux orientations souhaitées ce qui pourrait induire des déformations internes affectant l'analyse. En outre, dans de nombreux cas de cristaux moléculaires, la diffusion Brillouin peut fournir des propriétés mécaniques en contradiction avec la méthode ISTS. À cet égard, Stevens *et al.* [136] ont récemment mené une étude comparative de ces méthodes pour tenter d'expliquer ces différences. Des essais de micro-indentation réalisés par Palmer et Field [114] en 1982, et des essais de nano-indentation en 2009 par Li *et al.* [97] peuvent être ajoutés aux données précédentes. Ils ont obtenus respectivement un module d'Young de 31 GPa (une seule face d'un cristal a été testée) et de 24,6 GPa (moyenne des modules mesurés sur les deux faces d'un même cristal). Le module d'Young semble surestimé dans [97; 114] par rapport aux autres modules de la littérature. Il convient aussi de souligner que dans [97] seulement deux orientations ont été testées, alors la

caractérisation de l'anisotropie est incomplète ce qui nuit à la détermination du module isotrope équivalent.

Tableau 1 : Constantes élastiques du HMX (en GPa) à 298K [135; 141; 164].

Réf.	C ₁₁	C ₂₂	C ₃₃	C ₄₄	C ₅₅	C ₆₆	C ₁₂	C ₁₃	C ₂₃	C ₁₅	C ₂₅	C ₃₅	C ₄₆
[135]	18,4	14,4	12,4	4,8	4,8	4,5	6,4	10,5	6,4	-1,1	0,8	1,1	2,8
[164]	20,8		18,5		6,1			12,5		-0,5		1,9	
[141]	20,6	19,7	18,2	9,9	7,7	10,7	9,7	9,8	12,9	-0,6	4,9	1,6	4,4

Quelques études couplant des approches théorique, expérimentale et numérique ont été menées [41; 45; 72; 113; 134; 163; 165]. Contrairement aux simulations moléculaires où sont utilisés des champs de forces classiques, Chen *et al.* [41] déterminent les constantes de réseau à partir de l'équation d'état du HMX en utilisant le premier principe. Il s'agit d'une méthode voisine des simulations utilisées par Conroy *et al.* [45] et par Zerilli *et al.* [165]. Le point faible de ces simulations est l'absence des forces de dispersion qui sont loin d'être négligeables pour ce type de molécules. Sorescu *et al.* [134] utilise un modèle plus spécifique des explosifs. Malheureusement, l'hypothèse de molécule rigide qu'ils utilisent reste très simple ce qui incite à considérer plutôt la méthode détaillée par Conroy *et al.* [45]. Les valeurs des constantes élastiques calculées dans [41] sont proches des valeurs expérimentales de Olinger *et al.* [113] dont les courbes pression-changement de volume coïncident avec Conroy *et al.* [45]. Les modules de compressibilité obtenus respectivement dans [45; 72; 113; 134; 163; 165] sont de 13,5 (12,5 d'après [41]), 16,7, 21, 14,5, environ 14 et 9,8 GPa (10,1 GPa d'après [41]). La plupart de ces auteurs s'accordent sur un module de compressibilité se situant autour de 12 GPa.

Enfin, on relève dans la bibliographie des simulations moléculaires plus classiques [46; 102; 122; 130; 161; 162]. Suivant la technique de simulation utilisée et les champs de forces choisis, on constate une dispersion des propriétés mécaniques. S'il est difficile de juger de la pertinence d'un résultat par rapport aux autres, on constate que toutes ces simulations, à part celles de Sewell *et al.* [130] et Ma *et al.* [102], aboutissent à des modules de compressibilité du HMX assez faibles. Cela peut s'expliquer par l'utilisation du champ de force COMPASS qui n'est pas optimisé pour les solides et qui a tendance à sous-estimer les densités. Sewell *et al.* [130] utilisent un champ de force issu de la chimie quantique calé sur les gaz et extrapolé aux solides. Le module de compressibilité du HMX qui en découle est de 15,7 GPa.

Il reste maintenant à choisir le comportement le plus plausible à faible pression et à température ambiante. Pour des raisons de tailles d'échantillons, les données de Stevens *et al.* [135] semblent meilleures que celles de Zaug [164]. Elles se rapprochent de celles de Sun *et al.* [141]. Dans les études basées sur la dynamique moléculaire, les champs de forces utilisés par Xiao *et al.* [161; 162], Qui *et al.* [122], Cui *et al.* [46] ou Ma *et al.* [102] sont classiques. Les modules d'Young obtenus sont proches des valeurs expérimentales de Stevens *et al.* [135] et Sun *et al.* [141]. Conroy *et al.* [45] sous-estiment le module de compressibilité par rapport à Olinger *et al.* [113] mais s'accordent avec les valeurs de Stevens et Eckhart [135]. Ces constatations nous amènent à retenir les résultats de Stevens et Eckhart [135], Sun *et al.* [141] et de Conroy *et al.* [45] (Tableau 2). Les valeurs moyennes de ces résultats assez proches seront considérées comme les propriétés élastiques isotropes du HMX.

Tableau 2 : Moyennes et écart-types des modules élastiques et du coefficient de Poisson pour les publications que nous retenons.

Réf.	E (GPa)	K (GPa)	G (GPa)	ν
[135]	9,78	10,20	3,65	0,34
[141]	11,82	13,69	4,36	0,36
[45]	8,27	10,12	3,03	0,36
Moyenne	9,96	11,34	3,68	0,353
Ecart-type	1,45	1,66	0,54	0,01

A plus forte pression, quelques estimations du module de compressibilité sont disponibles. Les données de Sewell *et al.* [130], souvent considérées comme référence, indiquent un module de compressibilité plus élevé que celui choisit dans le Tableau 2 ou mesuré par Olinger *et al.* [113] sous forte pression. Un autre point de vue peut être adopté en faisant deux hypothèses. La première stipule que pour le composite et aux pressions élevées, le mouvement des grains les uns par rapport aux autres est limité par le frottement interne. La seconde hypothèse concerne le rôle du liant. Présent en faible pourcentage dans la composition globale, nous supposons qu'à fort confinement son influence est négligeable. Ainsi, la réponse du composite pourrait s'apparenter au comportement moyen et isotrope du cristal de HMX. Pour comparaison, les valeurs théoriques basées sur les expériences d'Olinger *et al.* [113] et Yoo *et al.* [163] sont reportées sur la Figure I - 13. Ces auteurs proposent respectivement une évolution linéaire du module telle que $K=13,5+9,3P$ et $K=12,4+10,4P$ (GPa). Un bon accord entre ces valeurs et les mesures obtenues lors d'essais de compression hydrostatique entre 400 et 800 MPa est constatable. On peut alors considérer

(1) la valeur déterminée pour l'explosif à 800 MPa comme étant égale à la valeur du module de compressibilité du HMX à cette pression et (2) une évolution linéaire du module de compressibilité moyen K entre 11,34 GPa à la pression ambiante et 20,8 GPa. Ainsi, il est obtenu l'évolution de K avec la pression rapportée sur la Figure I - 13.

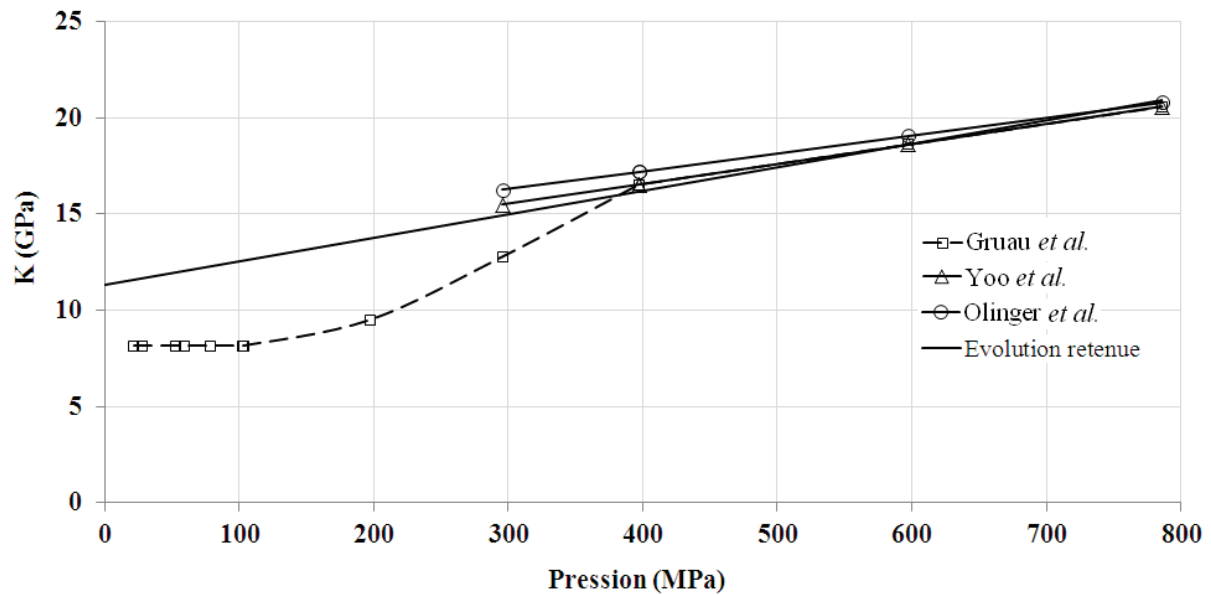


Figure I - 13 : Evolution du module de compressibilité K en fonction de la pression. Celui du composite est rappelé en pointillés. Celui du HMX adopté est donné en trait plein sans marqueurs.

2.3.2. Comportement plastique

Nous nous intéressons ici au comportement irréversible du cristal de HMX lorsqu'il est soumis à une sollicitation mécanique. Contrairement à la démarche adoptée pour le composite, le seuil de plasticité du cristal doit être défini comme le début du processus d'écrouissage irréversible et donc du processus dissipatif qui pourrait participer à l'échauffement local de l'explosif soumis à une grande vitesse de déformation. Très peu de données sont disponibles dans la littérature. Menikoff et Sewell [107] mentionnent des expériences d'impact dans lesquelles un cristal de HMX est soumis à un choc à 1,4 GPa [48; 49]. Menikoff et Sewell suggèrent qu'un modèle élasto-visco-plastique de type Hohenemser-Prager [82] pourrait alors décrire le comportement du HMX. L'identification des paramètres

conduit à une forte surestimation du module de cisaillement ($G=12$ GPa), au regard des valeurs reportées dans le tableau 2, et à un seuil de plasticité de 0,26 GPa.

Le seuil de plasticité a aussi été estimé par mesure de dureté [114]. Palmer et Field obtiennent une valeur de 0,13 GPa, bien inférieure à la valeur précédente. Cette différence pourrait provenir des champs de déformation et des gammes de sollicitations qui diffèrent dans ces deux séries d'essais.

Une étude [108] s'est également intéressée à l'anisotropie plastique du cristal de HMX. Ainsi, en considérant un écoulement uniaxial et en utilisant un modèle élasto-plastique dont les paramètres ont été calés sur des données expérimentales de choc, deux seuils de plasticité ont été déterminés : 0,18 MPa et 0,31 MPa pour respectivement les directions normales aux plans (011) et (010). Cette étude trouve également des modules de cisaillement importants (ce sont des paramètres du modèle utilisé) montrant une incertitude sur cette identification. L'objectif était avant tout de mettre en évidence le caractère très anisotrope. La moyenne des deux valeurs de seuil obtenues est proche de 0,26 GPa.

Nous proposons une troisième hypothèse. En considérant que lors des essais triaxiaux fortement confinés, le frottement interne bloque les déplacements relatifs des grains et inhibe le rôle du liant, le comportement global du composite est alors proche de celui du comportement moyen et isotrope d'un grain de HMX. Pour le comportement du composite fortement confiné, on observe un début de plasticité (perte de linéarité sur la courbe contrainte-déformation) vers 75 MPa. Ensuite, une courbe à écrouissage positif se développe pour atteindre 0,26 GPa. Cette contrainte, relative à une déformation de 0,2, pourra vraisemblablement être dépassée en améliorant la mesure de déformation.

Les trois hypothèses sont représentées sur la Figure I - 14.

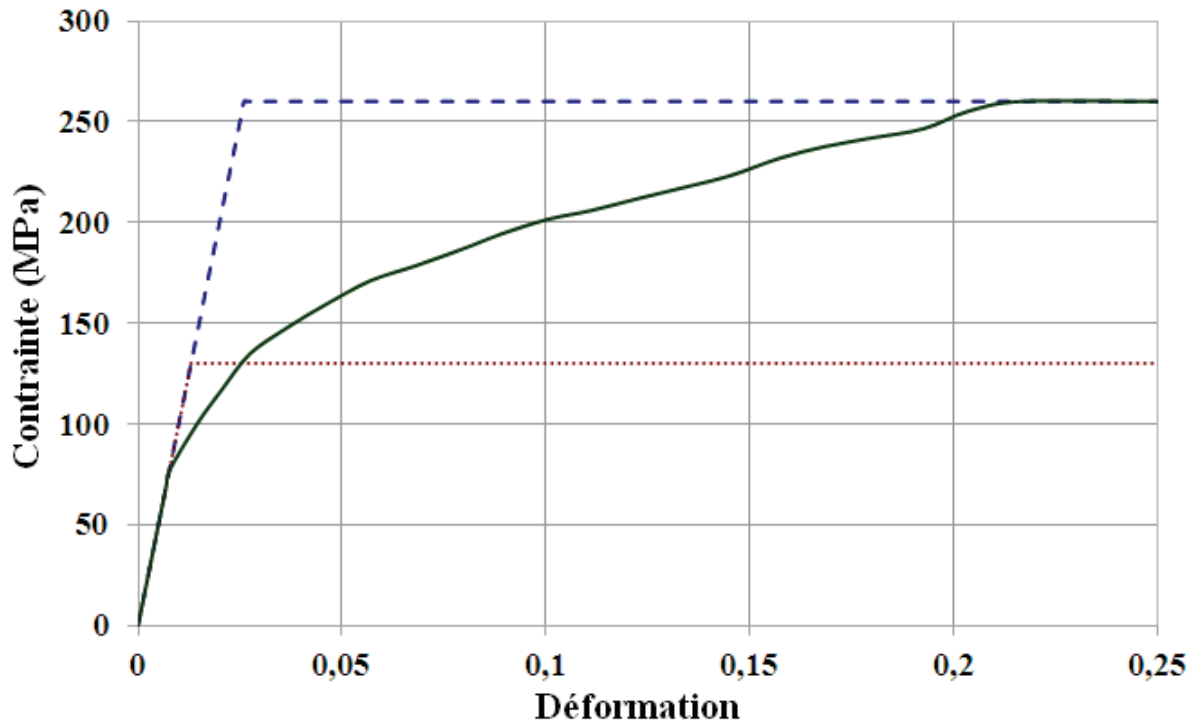


Figure I - 14 : Les trois possibilités que nous étudions. Hypothèses H1 (pointillés rouges) et H2 (tiret bleus) : comportement élastique parfaitement plastique (seuil respectivement de 0,13 et 0,26 GPa). Hypothèse H3 (trait plein vert) : comportement élastique à écrouissage isotrope non linéaire déterminé lors des essais triaxiaux confinés à 0,8 GPa. Pour les trois modèles $E=9,96$ GPa et $\nu=0,35$.

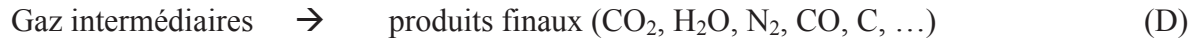
3. Les mécanismes d'allumage et de points chauds

3.1. Le problème d'emballlement thermique

L'allumage local est un problème d'emballlement thermique c'est-à-dire que si la température est suffisante alors le matériau se décompose chimiquement et libère un terme source issue de la chimie qui va augmenter de façon exponentielle (loi d'Arrhenius) la température. La conduction devient alors insuffisante pour abaisser la température qui devient si grande, qu'elle entraîne la vaporisation de la phase solide.

Lors des impacts, les réactions chimiques ont donc une importance vis-à-vis des phénomènes violents qui peuvent être observés. Un certain nombre d'études ont été menées sur les cinétiques de décomposition du HMX. Bien qu'il ne s'agisse pas du sujet de recherche présenté dans ce document, des schémas de décomposition chimique peuvent être cités. Des

schémas de type Arrhenius existent avec des réactions en une étape [106], trois étapes [105], quatre étapes [143; 144] ou encore des schémas plus complexes avec multiples étapes [78]. [143; 144] propose un modèle, utilisé au CEA, à quatre réactions et cinq espèces chimiques dont le scénario de réaction est :



Chaque terme source $\dot{q}_X$ (avec $X=A, B, C$ ou D) suit une loi cinétique d'Arrhenius :

$$\dot{q}_X = \alpha^{m_X} Q_X Z_X \exp\left(-\frac{E_X}{RT}\right)$$

Avec α la fraction massique de l'espèce, m l'ordre de réaction, Q la chaleur de réaction par unité de volume, Z le facteur de fréquence, E l'énergie d'activation, R la constante des gaz parfaits et T la température.

Les fractions massiques évoluent de telle façon que :

$$\begin{cases} \dot{\alpha}_A = -\alpha_A Z_A \exp\left(-\frac{E_A}{RT}\right) \\ \dot{\alpha}_B = \alpha_A Z_A \exp\left(-\frac{E_A}{RT}\right) - \alpha_B Z_B \exp\left(-\frac{E_B}{RT}\right) \\ \dot{\alpha}_C = \alpha_B Z_B \exp\left(-\frac{E_B}{RT}\right) - \alpha_C Z_C \exp\left(-\frac{E_C}{RT}\right) \\ \dot{\alpha}_D = \alpha_C Z_C \exp\left(-\frac{E_C}{RT}\right) - \alpha_D Z_D \exp\left(-\frac{E_D}{RT}\right) \\ \dot{\alpha}_E = \alpha_D^2 Z_D \exp\left(-\frac{E_D}{RT}\right) \end{cases}$$

De plus, l'équation de conservation de la masse vérifie :

$$\alpha_A + \alpha_B + \alpha_C + \alpha_D + \alpha_E = 1$$

Les paramètres thermique et chimique du modèle de Tarver sont donnés dans le tableau 3.

Tableau 3 : Paramètres des vitesses de réaction du schéma de décomposition chimique de Tarver *et al* [144].

Réaction	$\ln(Z)$	E (kJ/mol)	Ordre de réaction	Chaleur de réaction Q (MJ/m ³)
A	48,13	202,60	1	-77,33
B	48,7	220,29	1	-463,98
C	37,8	185,17	1	1028,49
D	28,1	142,54	2	10339,02

3.2. Température et durée du chauffage pour l'allumage

Pour enclencher la réaction chimique et allumer l'explosif, il est nécessaire d'avoir un échauffement pendant une certaine durée. La difficulté est d'estimer cette température nécessaire et la durée qui lui est associée. Plusieurs auteurs ont cherché à établir une relation entre ces deux grandeurs. Un grand nombre d'essais ODTX (One Dimension Time to eXplosion) avec des températures appliquées allant de 463 à 523 K ont montrés des temps d'allumage compris entre 100 et 1000 s. Ces valeurs sont très éloignées des ordres de grandeur qui nous intéressent où les temps d'allumage sont de l'ordre de quelques microsecondes. Henson *et al.* [77; 79] se sont intéressés à un domaine température/temps plus large. Ils concluent qu'une droite peut être tracée dans le graphe $t=f(1/T)$ ou t est le temps et T la température (Figure I - 15).

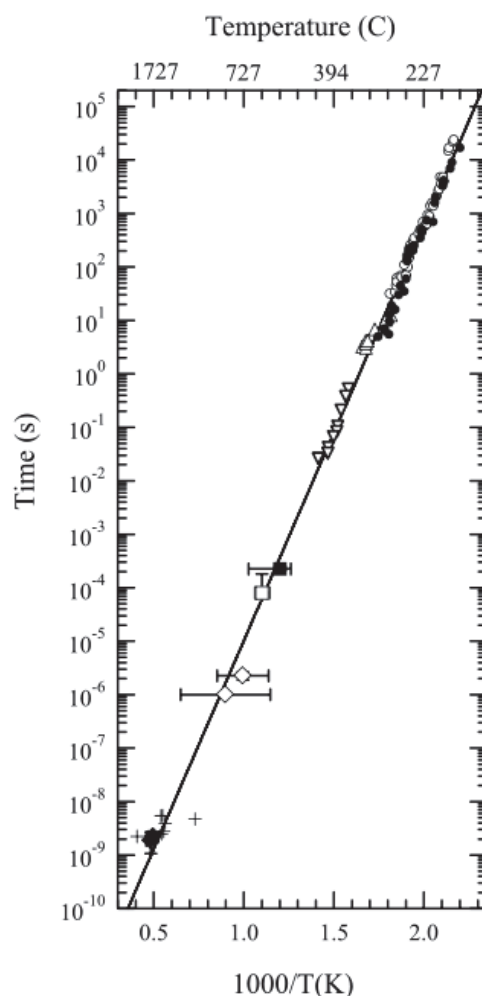


Figure I - 15 : Droite de Henson [77] – Temps d'allumage en fonction de la température.

Les données expérimentales collectées pour construire cette droite ont des origines variées. Pour les temps t les plus longs ($t > 20$ s), les données correspondent aux essais ODTX où un échantillon est placé entre deux enclumes dont la température est imposée. Le temps mesuré est celui pour lequel l'explosion a lieu. Les températures mesurées sont les températures imposées aux parois des enclumes c'est-à-dire inférieures à la température locale à l'endroit où l'allumage a lieu (par exemple, pour des chauffages lents, l'allumage intervient au centre de l'échantillon et non aux bords). La température relevée est donc une température minorée. Ces données, très répandues dans la littérature, sont notamment utilisées pour caler les paramètres des schémas de décomposition chimique [144].

Pour les temps plus courts ($0,01 < t < 1$ s), l'utilisation d'un laser permet d'obtenir indirectement la sollicitation thermique. La température imposée à la surface de l'échantillon est mesurée par un thermocouple. Malheureusement, la taille du thermocouple ($50\ \mu\text{m}$ [80]) moyenne le gradient de température locale. La température locale est sans doute plus élevée.

Enfin, les températures les plus élevées ($t < 10^{-3}$ s) sont déduits des mesures effectuées au cours d'essais mécaniques (friction, cisaillement, compression). Les températures ont été mesurées par des capteurs infrarouges dont la base de mesure est approximativement de $50 \times 50 \mu\text{m}$. La mesure moyenne donc aussi la température qui serait probablement plus forte localement. Cette droite donnée par Henson *et al.* a été discutée plus en détail dans le rapport de stage de Catry [38].

Browning et Scammon [34] ont proposé une relation entre le temps d'ignition t_{ig} et un flux constant imposé φ sur une micro-surface de rayon constant R . Pour déterminer les paramètres de la relation, des tailles de points chauds de $0,25 - 2,5 - 25$ et $250 \mu\text{m}$ ont été considérées. De plus, le schéma de décomposition chimique de McGuire et Tarver [105] a été utilisé. Plus récemment, la relation établie par Browning et Scammon a été reprise [71] et les paramètres ont été recalés sur le schéma de décomposition chimique de Tarver [143; 144] et en considérant que les rayons des surfaces où le flux est émis sont de $12,5 - 25 - 50$ et $100 \mu\text{m}$. La relation est donnée par :

$$\varphi R = \frac{Q \lambda^n}{\rho^{n-1} C_p^n} A \left[\frac{t_{ig}}{R^2} \right]^{n-1}$$

Avec Q l'énergie globale de réaction par unité de volume, λ la conductivité, C_p la chaleur spécifique, ρ la masse volumique et A une constante sans dimension.

Les paramètres n et A obtenus sont 0,777 et 0,0034 pour [34], et, 0,447 et 5,6234 pour [71] avec des paramètres matériaux différents.

D'autres études paramétriques ont essayé de relier la température, au temps et à la taille des points chauds telle que celle de Nichols et Tarver dans le domaine des chocs [110].

Il est compréhensible que la connaissance des propriétés thermiques du matériau (conductivité et chaleur spécifique) est nécessaire pour mener des simulations réalistes. Un grand nombre d'études visent à étudier ces grandeurs. Par exemple, la chaleur spécifique C_p a été mesurée par calorimétrie [90; 132] ou par une méthode d'échauffement instantanée [76] qui consiste à chauffer rapidement une face de l'échantillon et à mesurer la chaleur sur la face opposée. A la pression atmosphérique, la chaleur spécifique varie linéairement de $1000 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à 294K jusqu'à $1400 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à 438K qui est la température de transition vers la phase δ .

La conductivité λ dans le HMX a également été mesurée [76; 132]. A température ambiante, la conductivité du HMX est d'environ $0,4 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et il a été montré qu'elle décroît linéairement mais lentement jusqu'à $0,36 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ au moment du changement de la phase solide à la phase liquide.

Dans ce document, quand ces grandeurs seront nécessaires, elles seront considérées constantes quelques soient la pression et la température, avec une conductivité de $0,4 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et une chaleur spécifique de $1074 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ce qui constitue certainement l'hypothèse la plus importante.

Le problème thermique initial est soit volumique soit surfacique. Pour l'approche surfacique, connaissant la solution analytique de l'équation de la chaleur et avec la relation donnée par la droite de Henson, le terme source mécanique surfacique nécessaire pour allumer le matériau peut être estimé à l'endroit où le flux est imposé.

Ainsi la solution analytique d'un massif infini avec un flux imposé $\dot{q}^S$ sur sa face ($x = 0$) est donnée par :

$$T(0, t) = T_0 + \frac{2\dot{q}^S\sqrt{t}}{\sqrt{\pi\lambda\rho C_p}}$$

Et la droite de Henson donne :

$$\log t^* = \frac{7778}{T} - 12,89$$

Soit, par exemple, un allumage en $10 \mu\text{s}$ pour une température imposée de 500°C .

Le terme source $\dot{q}^S$ peut alors être déterminé pour différents temps d'allumage (Tableau 4).

Tableau 4 : Terme source surfacique nécessaire pour différents temps d'allumage déterminé avec la droite de Henson.

Temps d'allumage t^* (en μs)	1	10	100	1000
terme source $\dot{q}^S$ (en MW.m^{-2})	210	55	14	4

Une autre méthode pour estimer ce terme source $\dot{q}^S$ est d'utiliser la loi de puissance issue de Browning et Scammong [34] qui a été recalée sur le schéma de Tarver. Ici, il va y avoir une dépendance à une taille de point chaud (Tableau 5).

Tableau 5 : Terme source surfacique nécessaire pour différents temps d'allumage et pour différentes tailles de points chauds.

Temps d'allumage t^* (en μs)	1			10			100		
Rayon du point chaud (en μm)	0,1	1	10	0,1	1	10	0,1	1	10
terme source $\dot{q}^S$ (en MW.m^{-2})	434	554	707	121	155	198	34	43	55

3.3. Les mécanismes dissipatifs à l'origine des points chauds

Dans ce paragraphe, nous explorons plus particulièrement les mécanismes de conversion d'énergie qui sont à l'origine des points chauds.

Historiquement, en 1958, Bowden et Yoffe [30] ont montré que, dans la plupart des cas, l'échauffement macroscopique du volume soumis à un impact n'était pas suffisant pour permettre d'allumer l'explosif. Récemment, des simulations numériques d'essais de type Steven-test ont confirmé la constatation de Bowden et Yoffe [71]. Ces calculs d'impacts conduisent à un échauffement seulement d'environ 50°C. Partant de leur constatation, Bowden et Yoffe ont proposé l'existence de régions localisées où l'échauffement devait être supérieur à l'échauffement macroscopique. La notion de « points chauds » a alors été introduite et est reliée aux hétérogénéités locales. Field a introduit la notion de point chaud « critique » comme étant le lieu où la température augmente suffisamment pour permettre un début de réaction. A l'inverse, il y a des points chauds « sous-critique » : ce sont ceux qui apparaissent puis disparaissent par perte de chaleur (la production de chaleur est inférieure au flux évacué par conduction dans le matériau). Les travaux de Bowden et Yoffe ont également permis de définir des valeurs approximatives concernant la taille (de 0,1 à 10 μm), la durée (de 10 μs à 1 ms) et la température nécessaire (d'environ 700 K) à un point chaud pour être considéré critique. Ces trois paramètres sont bien entendu dépendants les uns des autres (un point chaud de plus grande taille peut compenser une température un peu moins élevée par exemple). Ces valeurs ont été confirmées par des modèles tels que celui de Tarver *et al.* [145] pour le HMX. Plusieurs mécanismes de création de points chauds ont été proposés dans la littérature [60]. Il s'agit :

- De l'échauffement dû au frottement de lèvres de microfissures,
- de l'échauffement de bandes de cisaillement avec déformations plastiques des grains de HMX,
- de l'échauffement en pointe de microfissure,
- de l'échauffement par compression adiabatique de gaz piégés dans la porosité,
- de l'échauffement par dissipation viscoplastique au bord de la porosité,
- de l'échauffement par des impacts de jets très rapide d'un bord à l'autre des porosités,
- de l'échauffement par instabilité moléculaire, dislocation.

Un bref aperçu de chacun des mécanismes pertinents est effectué ci-dessous :

- L'échauffement par frottement : Le frottement a été l'un des premiers mécanismes considérés pour la localisation de la chaleur dans les matériaux énergétiques. Bowden et Gurton [29] ont mené des expériences pour étudier l'influence de la nature chimique des grains sur l'allumage par frottement. Ils ont démontré que le point de fusion du grain est une caractéristique plus importante que la dureté ou la conductivité thermique du grain. Ils concluent qu'une température de 700 K est nécessaire à l'allumage des explosifs secondaires. Cependant, Chaudhri [39] a démontré que, pour de nombreux explosifs secondaires, le point de fusion est inférieur à la température d'inflammation. Le frottement « sec » envisagé au début comme le mécanisme dissipatif se transforme alors en un frottement « lubrifié » (par une couche fondue) bien moins producteur de chaleur. Le frottement seul ne suffirait donc pas à générer des points chauds critiques pour ces matériaux. Par contre, le point de fusion de nombreux matériaux augmente avec la pression. Le point de fusion du HMX à pression ambiante est de 276°C. Il serait de 480°C pour une pression d'un gigapascal [51]. Ces incertitudes montrent que le rôle du frottement sur l'échauffement n'est pas clairement prouvé. La Figure I - 16 schématise le problème.

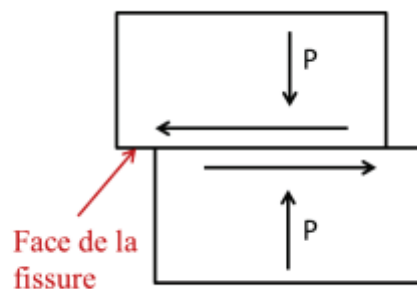


Figure I - 16 : Schéma du frottement de microfissure.

L'échauffement par frottement d'une microfissure fermée peut être approximé en considérant l'équation de la chaleur à une dimension. Ainsi, on obtient que :

$$\Delta T = 2\mu\sigma_N v \sqrt{t/\pi\lambda\rho C_V}$$

avec μ le coefficient de frottement, σ_N la contrainte normale à la microfissure (proportionnelle à la pression macroscopique mais le coefficient de proportionnalité est inconnu), v la vitesse de glissement (qui peut être approximée localement par le produit de la vitesse de déformation locale par une longueur caractéristique) et λ la conductivité thermique. Le flux surfacique $\dot{q}^S$ est donc égal à $\mu\sigma_N v$. Pour estimer celui-ci, il peut être considéré que localement au niveau de la microfissure le

coefficient de frottement est de 0,4 et que la contrainte normale peut être de 300 MPa. La grandeur dont l'influence est observée dans le Tableau 6 est la vitesse de glissement. Par exemple, avec une vitesse de déformation de 10^3 s^{-1} et avec une longueur caractéristique où s'effectue le frottement de 100 μm , la vitesse de glissement est de $0,1 \text{ m.s}^{-1}$. Les valeurs exprimées dans le tableau montrent que ce mécanisme peut être responsable de l'allumage.

Tableau 6 : Estimation de l'échauffement par frottement			
Vitesse de glissement (m.s^{-1})	0,1	1	10
Terme source (MW.m^{-2})	12	120	1200
Augmentation de la température en $10\mu\text{s}$ ($^{\circ}\text{C}$)	48	480	4800

- L'échauffement par compression adiabatique de gaz piégés : Des bulles de gaz peuvent se trouver emprisonnées dans les grains. Il peut s'agir de produits de fabrication (solvant) ou d'air. Ces gaz peuvent aussi être piégés entre les grains. Dans les deux cas, si un front de compression passe à travers la matière, de telles cavités sont susceptibles de s'effondrer et de produire un échauffement local par compression de gaz. La compression adiabatique de gaz piégé dans les matériaux énergétiques a d'abord été étudiée par Krishna Mohan *et al.* [91]. Une étude paramétrique de l'influence de la taille des bulles de gaz et de leur composition a été étudiée dans un essai où ces bulles sont formées dans de l'eau [40]. En envoyant un choc dans l'eau, Chaudhri et Field ont montré que l'échauffement adiabatique était suffisant pour former un point chaud critique dans l'explosif et que même des bulles de l'ordre du micromètre pourrait avoir un effet important. Ils ont montré que les grandes bulles sont les meilleures candidates pour la création de points chauds car le rapport de la surface sur le volume diminue la perte de chaleur au bord.
- L'échauffement par dissipation viscoplastique : La déformation que connaît le matériau entourant un pore en cours d'effondrement se traduit par l'apparition d'une zone plastique (et donc d'une dissipation associée) au bord de la cavité (Figure I - 17).

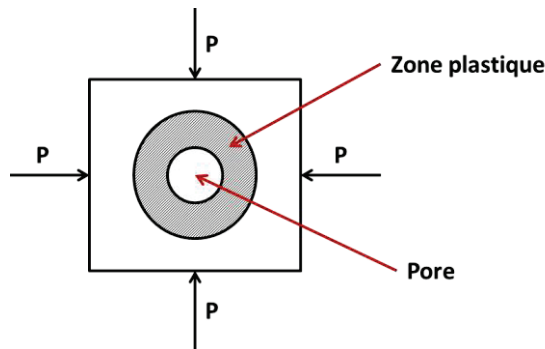


Figure I - 17 : Schéma d'effondrement d'un pore.

Les pores ne sont pas les seuls sites possibles pour l'échauffement causé par le travail viscoplastique. En effet, une partie de cristal qui subit un écoulement plastique à des vitesses élevées peut chauffer. Dans le cas des impacts de cristaux, il est plus susceptible que cela se produise proche ou au niveau de contact entre cristaux. Dans ces lieux, le matériau connaît des phénomènes de compression et de cisaillement intense. Winter et Field [159] ont résumé les types de concentration de cisaillement qui pourraient se produire au contact de particules, démontrant que des possibilités de travail viscoplastique existent dans les matériaux granulaires.

L'échauffement dans des bandes de cisaillement : Les matériaux ne se déforment pas de manière uniforme lorsqu'ils sont soumis à des impacts ou à des chocs. Il a été observé, d'abord dans les métaux [159] et plus tard dans les matériaux énergétiques [59], que la déformation plastique peut être localisée en bandes étroites jusqu'à 100 μm de largeur et quelques millimètres de longueur (Figure I - 18).

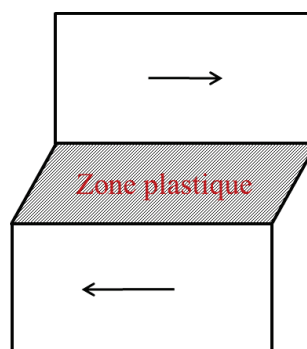


Figure I - 18 : Schéma d'une bande de cisaillement plastique.

Pour que les déformations se localisent dans une bande de cisaillement, il faut qu'un adoucissement du comportement apparaisse (pente négative dans le graphe contrainte-déformation) ce qui est par exemple le cas quand la température ramollie plus vite le matériau que l'écrouissage ne le durcit. Dans un matériau granulaire pressé, ces

bandes de cisaillement sont souvent des phénomènes traversant de nombreuses frontières intergranulaires. Krishna Mohan *et al.* [92] ont calculés la largeur d'une bande de cisaillement et de leurs espacements dans les matériaux énergétiques en utilisant des équations venant de Grady et Kipp [68]. Ils ont montré que leurs résultats expérimentaux étaient en accord avec les prédictions théoriques pour plusieurs explosifs, et ont conclu que les bandes de cisaillement pourraient fournir suffisamment d'augmentation locale de température pour l'allumage. L'augmentation de la température dans une bande de cisaillement adiabatique peut être estimée en l'absence de contribution chimique par :

$$\Delta T = (\sigma_Y \dot{\epsilon} t) / (\rho C_V)$$

avec σ_Y le seuil de plasticité du matériau que l'on suppose plastique parfait pour les estimations, $\dot{\epsilon}$ la vitesse de déformation, ρ la masse volumique et C_V la capacité thermique massique. Pour l'estimation, un seuil de plasticité à 260 MPa peut être choisi (valeur bibliographique la plus répandue pour le HMX), la masse volumique est prise à 1850 kg.m⁻³ et la chaleur spécifique à 1074 J.kg⁻¹.K⁻¹. Durant un essai d'impact à basse vitesse, on peut atteindre macroscopiquement des vitesses de déformations de l'ordre de 10³ à 10⁴ s⁻¹ mais la vitesse de déformation locale n'est pas connue. Le Tableau 7 donne l'estimation de l'échauffement en 50 µs suivant différentes vitesses de déformations.

Tableau 7 : Estimation de l'échauffement dans une bande de cisaillement plastique suivant différentes vitesses de déformation.

Vitesse de déformation (s ⁻¹)	10 ³	10 ⁴	10 ⁵
Augmentation de la température en 50µs (°C)	7	66	660

- L'échauffement par jet très rapide dans les porosités : Bourne et Field [26; 27] ont mis en évidence que lors des chocs, des éjections de matière à haute vitesse peuvent avoir lieu. La formation de points chauds se fait lorsque ce jet à grande vitesse impacte la cavité intérieure d'une porosité. Plus la pression est élevée et la cavité est petite (moins de quelques micromètres de diamètre), plus ce phénomène produirait des points chauds dans la porosité inter ou intra-granulaire. Roberts [125] a également montré que ces jets peuvent se former au contact entre les grains sous certaines

conditions de géométrie. Notre domaine d'étude n'étant pas celui des chocs, ce mécanisme semble peu plausible.

- L'échauffement par rupture : Bowden et Field en 1964 [31] se sont intéressés à l'énergie libérée lors de la rupture et aux différentes façons dont la rupture pourrait se produire lors de l'impact. Toutefois, l'énergie surfacique de rupture des explosifs secondaires est faible, de l'ordre de $0,1 \text{ Jm}^{-2}$ [40]. Elle est insuffisante pour former un point chaud critique dans les explosifs secondaires.
- L'échauffement par instabilité moléculaire, dislocations : Le mouvement des dislocations a été proposé comme un mécanisme de point chaud critique depuis de nombreuses années. Coffey [43], Armstrong *et al.* [4; 5] et Sharma *et al.* [131] ont étudié le mouvement des dislocations pendant de nombreuses années. Ils démontrent que les dislocations sont concentrées dans de petites régions après l'impact mécanique [92], mais que pour des explosifs peu sensibles comme le HMX, ces régions sont certainement trop petites et que la production de chaleur ne compense pas les pertes thermiques ce qui conduit à l'extinction des points chauds qui auraient pu se former.

De ceci, on comprend que le mécanisme dominant pour la production de points chauds n'a pas reçu l'assentiment général d'autant qu'à l'heure actuelle, aucune observation expérimentale ne permet de choisir le ou les mécanisme(s) de formation de point chaud. Cela s'explique par le fait que ce phénomène est intense, rapide et très localisé spatialement. Il n'est donc pas observable avec les moyens métrologiques actuels. Pour explorer expérimentalement ces mécanismes, les recherches scientifiques se sont orientées vers les analyses post-mortem. Ces analyses consistent à observer après différents types de sollicitations les échantillons de façon à lister les mécanismes locaux apparents et dans certains cas à extrapoler sur l'histoire du matériau durant la sollicitation qu'il a subi. Ces études d'observations se déroulent à l'échelle de la microstructure [133; 146] et cherche à expliquer l'allumage. De premières conclusions ont évoqué que la plasticité des cristaux de HMX semblait être très bonne candidate pour expliquer l'allumage sous un impact à basse vitesse [146]. Des échauffements locaux ont été observés avec par endroit un changement de phase du HMX et des traces de décomposition. Cependant ces techniques post-mortem présentent comme point faible de ne pas connaître l'état initial de l'échantillon étudié (l'état initial est caractérisé par observation d'autres échantillons vierges) et nécessite donc d'être très prudent sur les conclusions.

Ces applications numériques, qui viennent d'être présentées, permettent de mettre en évidence que dans le cas de l'échauffement dans une bande de cisaillement avec déformations plastiques des grains de HMX et dans le cas du frottement d'une microfissure, les ordres de grandeurs des échauffements pourraient expliquer l'allumage de l'explosif. Une des incertitudes majeures concerne l'amplitude des champs locaux de vitesse, de vitesse de déformation et de contrainte quand seuls les champs macroscopiques peuvent être connus. Les grandeurs des dissipations des autres mécanismes [51] ne permettent pas d'allumer le matériau dans le cas des impacts à basse vitesse.

3.4. Bilan

Finalement, il vient d'être montré qu'il y a beaucoup d'incertitudes sur les mécanismes d'allumage. D'abord, la réaction chimique est seulement traitée de façon phénoménologique alors qu'elle s'avère très complexe. Ensuite, il a été montré que les propriétés thermiques du HMX varient avec la température mais nous les considérons constantes. Enfin, la température locale est mal connue car les propriétés mécaniques à cette échelle le sont également. Malgré ces difficultés, différents modèles d'allumage ont été proposés et vont être présentés dans le prochain paragraphe.

4. Les modèles d'allumages

4.1. Dans le modèle SCRAM

Précédemment, le modèle SCRAM a été présenté comme une approche macroscopique du comportement mécanique des matériaux fragiles qui tient compte de l'influence d'un ensemble de microfissures (ouverture, cisaillement, influence de la taille).

Toutefois, Dienes *et al.* [55] se sont également intéressés à l'ignition des explosifs. Dienes *et al.* [51], dans leur analyse des ordres de grandeurs de dissipation, considèrent que le mécanisme contribuant le plus à la production de chaleur lors d'impacts modérés est le frottement de deux lèvres d'une microfissure. Ils ont montré qu'inclure l'effet de la chaleur par frottement dans le cadre du modèle SCRAM peut conduire à l'allumage [53]. Connaissant

la direction principale de déformation, la distribution statistique des fissures, présentée dans la partie sur le comportement mécanique de SCRAM, indique le nombre et la position des points chauds. L'équation de la chaleur est ensuite résolue en une dimension à l'échelle locale avec comme termes sources la dissipation mécanique par frottement et l'énergie dégagée par la décomposition chimique du matériau (terme source de type Arrhenius). En effet, la zone échauffée adjacente à une fissure fermée est normalement très mince, ils considèrent que la propagation de chaleur se fait uniquement dans la direction normale au plan de la microfissure. Le schéma de décomposition chimique utilisé est une loi d'Arrhenius d'ordre 1 associée au critère d'allumage de Linan et Williams [99] qui se réfèrent à une température critique.

4.3. Les modélisations du CEA

Les travaux de modélisation du CEA s'effectuent également sur le matériau considéré comme homogène. Le comportement mécanique est décrit soit par le modèle CDP décrit dans le paragraphe 2.1.2.2, soit par un modèle microplan dédié à la description des phénomènes anisotropes [118]. Ensuite la prédiction de l'allumage est réalisée avec le modèle d'allumage de Browning. Mais il existe alors beaucoup de paramètres incertains à identifier. Sachant que ce critère s'appuie sur une mésostructure irréaliste, une alternative est proposée où le terme de dissipation est recalé directement. Ce paragraphe présente ces deux méthodes.

4.3.1. Modélisation par couplage du modèle CDP et du modèle d'allumage de Browning

Dans la littérature, plusieurs critères d'allumage ont été proposés en s'appuyant sur la pression macroscopique p et la vitesse macroscopique de déformation plastique de cisaillement $\dot{\gamma}_{pl}$. Par exemple, Partom [115] compare simplement la valeur instantanée du produit de ces deux grandeurs $p\dot{\gamma}_{pl}$ à une valeur seuil (dans son cas $2,35 \cdot 10^{13} \text{ Pa.s}^{-1}$). Browning [33] et ses co-auteurs [128] ont d'abord proposé, en introduisant la notion de temps d'ignition t_{ig} basé sur une hypothèse de flux thermique constant, un premier critère :

$$p^{2/3} \dot{\gamma}_{pl}^{1,27} t_{ig}^{1/4}$$

Les travaux de Browning et Scammon ont conduit à un nouveau critère [34] qui intègre l'historique de la pression et des vitesses de cisaillement plastique de façon à faire varier les conditions de flux :

$$\frac{1}{c * } \int_0^{t_{ig}} \left(\frac{t_{ig} - \tau}{t * } \right)^{-n} \left(\frac{\langle p(\tau) \rangle}{p * } \right)^{2n/3} \dot{\gamma}_{pl}(\tau) d\tau = 1$$

avec $c *$ la valeur seuil, $t *$ est un temps caractéristique, $p *$ est une pression caractéristique, $\langle p \rangle$ est la partie positive de la pression et l'exposant n vient des cinétiques chimiques de décomposition du HMX. C'est ce dernier critère de Browning qui a été utilisé et couplé à la loi CDP [71]. L'exposant n a été déterminé pour le matériau considéré à partir de calculs thermocinétiques avec la cinétique chimique de Tarver et Tran [144] et vaut 0,447. La valeur seuil du critère a été déterminée à partir des simulations de quatre essais d'impacts de type Steven Test. La simulation d'essais avec cette fois une observation en face arrière des cibles du lieu d'allumage a permis de retrouver les observations expérimentales. Par contre, la simulation conduisait à un allumage beaucoup plus rapide que ce qui se produit expérimentalement.

Par la suite, le critère de Browning a été abandonné. En effet, ce critère repose sur l'hypothèse d'un empilement de sphères pour permettre de relier la pression locale à la pression macroscopique. De plus, le critère tient compte des propriétés mécaniques (module d'Young, coefficient de Poisson, coefficient de frottement, ...) qui sont inconnues et qu'il faut identifier. Enfin, le calcul du critère nécessite un algorithme sophistiqué dû à une intégration non entière qui oblige à stocker beaucoup de grandeurs au point de Gauss. Ceci rend par exemple très difficiles et douteuses les techniques de remaillage avec notamment la perte de certaines cartographies comme la concentration des espèces. Ainsi, les travaux se sont orientés par la suite sur l'utilisation d'un terme dissipatif plus simple qui est modulé par un coefficient. Ceci est présenté dans le paragraphe suivant.

4.3.2. Modélisation par couplage d'un modèle microplan à un critère d'allumage

Concernant l'allumage, dans le plan comprimé (la contrainte normale est de compression) qui connaît la plus forte vitesse de cisaillement, il est considéré que [118] :

- La contrainte locale tangente à la microfissure est proportionnelle à la contrainte locale normale elle-même considérée proportionnelle à la contrainte normale macroscopique au niveau du plan considéré,
- La vitesse de cisaillement locale est considérée proportionnelle à la vitesse de cisaillement du plan multipliée par une longueur caractéristique constante.

Ainsi, en considérant que la dissipation locale est le produit de la contrainte locale tangente à la microfissure par la vitesse de cisaillement locale, la dissipation locale obtenue est directement proportionnelle au produit de la pression macroscopique par le taux de cisaillement macroscopique. Il reste à déterminer le coefficient de proportionnalité.

Une seconde idée est de considérer que ce coefficient de proportionnalité n'est pas constant mais dépend de la vitesse de déformation pour traiter de façon approchée l'équation de la chaleur en modulant la dissipation. Le coefficient est alors recalé à l'aide d'essais où la vitesse de déformation varie de 10^{-5} à 10^5 s^{-1} . Plusieurs essais du CEA ont été simulés et un assez bon accord est obtenu entre les calculs et les essais.

5. Conclusion

Notre objectif est de contribuer à la compréhension des mécanismes dissipatifs à l'origine des échauffements locaux dans le matériau lors des impacts à basse vitesse. Ceci passe par la compréhension de la nature des points chauds et par l'estimation des lois de localisation permettant d'estimer la dissipation locale connaissant les champs mécaniques macroscopiques. La stratégie de recherche s'appuie sur les idées fortes suivantes :

- Si plusieurs modèles de formations de points chauds peuvent être postulés, seuls des expériences et des observations en temps réel de la déformation au cœur de la microstructure permettront de faire progresser notre compréhension, à l'image des informations recueillies jusqu'ici par l'observation post-mortem d'échantillons. Expérimentalement, un essai d'impact sur tranche a été développé dans le cadre de

cette thèse. Il permet l'observation en temps réel et à une échelle proche de celle de la taille des grains de HMX. Ce dispositif permet, par exemple, l'emploi des méthodes de mesure de champs de déplacement ou, dans le futur, de détection thermique. Ces observations se situent jusqu'à présent à une échelle macroscopique. L'essai développé durant cette thèse sera présenté dans le chapitre 3.

- Il faut nécessairement décrire comment les sollicitations macroscopiques se localisent dans la microstructure. A cette fin, une approche numérique est choisie. Numériquement, les simulations doivent considérer la microstructure. Les méthodes de création des géométries pour les simulations de microstructures se répartissent en deux catégories: la construction d'une géométrie artificielle et l'utilisation de données de tomographie. Dans la première catégorie, la méthode la plus simple consiste à utiliser des particules arrangées pour créer une géométrie artificielle [10] en utilisant une simple distribution de la taille des particules comme par exemple dans [123]. Il existe différentes méthodes de génération de microstructures qui seront décrites au chapitre 4. Des méthodes de Monte-Carlo ont été utilisées, par exemple, par Bardenhagen [19] et par Baer [9; 10] avec des distributions granulométriques réalistes. Les méthodes de géométries artificielles traitent souvent les cristaux de HMX comme sphériques ou circulaires (en 2D), ce qui n'est pas réaliste notamment pour la modélisation des interactions inter-granulaires comme le frottement. Une technique pour s'assurer que les microstructures de calcul sont aussi réalistes que possible est d'utiliser des données microstructurales. Deux solutions peuvent alors être utilisées pour construire des géométries de microstructure : les micrographies 2D [25; 44] ou des données de tomographie 3D [36; 104]. Ces méthodes sont capables de produire des distributions granulométriques représentatives, en fonction évidemment de la résolution des données, et il n'y a pas vraiment de restriction sur la forme des cristaux explosifs. Pour le matériau étudié durant cette thèse, seule la nano-tomographie [36] permettrait de représenter le matériau du fait de la polydiversité des tailles de grains de HMX. Ne disposant pas de cette technique, elle a été écartée. Une représentation numérique biphasique de toute la microstructure du matériau va être considérée. Celui-ci est donc supposé constitué d'une part des grains de HMX d'une taille supérieure à 200 μm (diamètre équivalent) qui représentent 50% du matériau en volume, et d'autre part par un matériau homogène qui sera appelé « matrice ». Cette matrice est formée des plus petits grains, du liant et de la porosité. Son comportement n'est pas connu. Une des originalités de cette approche et de coupler fortement les

simulations avec les données de la bibliographie et les résultats expérimentaux obtenus tant à l'échelle macroscopique qu'à l'échelle de la mésostructure. Le comportement de la matrice sera identifié à partir de la connaissance du comportement macroscopique du matériau et du comportement de l'autre constituant que sont les grains de HMX. Il conviendra également de déterminer quelles sont les interactions entre les deux constituants à l'échelle de la microstructure.

Ceci amène une inconnue à laquelle sont confrontés tous les auteurs travaillant dans le domaine des impacts à basse vitesse : le comportement dynamique sous pression de l'explosif. En effet, il a été montré précédemment que tous les modèles présentés sont calés sur des données quasi-statiques et non dynamiques. Durant cette thèse, un effort d'enrichissement de la connaissance du comportement dans la gamme de pression et de vitesse de déformation concernée sera fait via des essais à l'aide du système des barres d'Hopkinson sur le matériau confiné. La méthode mise en œuvre et les résultats obtenus seront l'objet du chapitre 2. Le comportement dynamique de la matrice pourra alors être aussi identifié.

La pression locale dans le matériau considéré hétérogène est plus importante que la pression macroscopique appliquée. Un des objectifs est donc d'essayer de déterminer, ou du moins d'estimer, quel est l'ordre de grandeur des données mécaniques à l'échelle microscopique. La modélisation du comportement à l'échelle des grains peut nous aider également pour la localisation des phénomènes à observer. Cette modélisation doit permettre de comprendre comment s'active le mécanisme dissipatif.

La plupart des travaux de modélisation à l'échelle mésoscopique sont réalisés dans le domaine des chocs dans la littérature. Un effort particulier est alors accordé à la porosité. La modélisation des PBX à des sollicitations plus faibles sont plus rares. Quelques autres travaux dans la littérature s'intéressent tout de même depuis quelques années à étudier les phénomènes mécaniques se produisant à l'échelle de la microstructure du PBX9501. Ceci est motivé par l'intérêt porté aux hétérogénéités du matériau, par le fait que les études analytiques de changement d'échelle sont des problèmes mathématiques complexes dès lors que les comportements ne sont pas linéaires et aussi parce que les moyens de calculs actuels peuvent permettre de réaliser des simulations en considérant la microstructure.

Dans un objectif proche de celui visé durant cette thèse, Barua [20-22] a cherché également à localiser la formation de points chauds. Dans ces études, le matériau est considéré biphasique. Cependant le choix des phases est différent de notre approche : les grains de HMX représentant suivant les cas 69 à 82% du matériau, le reste étant considéré être uniquement le

liant alors qu'on sait qu'en réalité celui représente à peine quelques pourcents. De plus, le comportement des grains de HMX est décrit par une loi hyperélastique. Ce choix de ne pas considérer la plasticité du HMX a déjà été rencontré dans la littérature [17; 42]. Ces travaux de Barua sont ceux les plus proches de notre démarche numérique, cependant le choix des proportions des constituants, l'absence de discussion sur les propriétés mécaniques du HMX et l'absence de recherche de confrontation à des données expérimentales constituent des différences fortes par rapport aux travaux qui sont présentés dans ce document.

Notre approche de matériau avec microstructure idéalisée engendre une nouvelle question : celle de la localisation dans la matrice et/ou les grains des échauffements. Un des objectifs des travaux présentés dans ce document sera de répondre à cette question.

CHAPITRE 2 : Comportement macroscopique à haute pression et à grande vitesse

1. Motivation

Il a été montré, dans le chapitre 1, que les paramètres des modèles de comportement ont été déterminés sur des données quasi-statiques ou des essais dynamiques sans confinement (compression simple). Dans ce chapitre, nous cherchons à mettre en évidence l'influence de la vitesse sur le comportement du matériau lorsque celui-ci est soumis aussi à un fort confinement (avec une pression de l'ordre de la centaine de mégapascals).

Les barres d'Hopkinson (SHPB) sont maintenant largement utilisées pour caractériser le comportement dynamique des matériaux. Une compression uniaxiale est générée dans une longue barre (appelée barre entrante) à l'aide d'un projectile. Cette onde est partiellement transmise à l'échantillon qui a été placé entre les barres d'entrée et de sortie. Lorsque les forces d'entrée et de sortie sont équilibrées (c'est-à-dire égales), la courbe contrainte-déformation est déduite des mesures. Cette technique sera détaillée plus loin dans ce chapitre. Des exemples peuvent être trouvés dans la littérature pour les bétons, les roches et autres géomatériaux [89; 124], mais également pour les explosifs soumis à une sollicitation avec des vitesses de déformation de quelques milliers par seconde [70].

Les essais quasi-statiques triaxiaux sont largement utilisés pour déterminer la dépendance du comportement à la pression. Dans un essai triaxial classique, le chargement d'un échantillon se décompose en deux phases. Durant la première phase de l'essai, un échantillon baigne dans un fluide (eau, huile) lui-même comprimé par une machine hydraulique. L'échantillon est alors soumis à une charge hydrostatique. Ensuite, une charge uniaxiale de compression est appliquée en utilisant un piston pour imposer une contrainte déviatorique. Des données obtenues sur les explosifs sont proposées dans [93; 147; 155-157].

Malheureusement, il existe peu d'études à ce jour durant lesquelles les deux techniques ont été appliquées simultanément pour étudier le couplage de la pression et de la vitesse de déformation. Dans les quelques exemples que l'on trouve dans la littérature, où l'essai de

compression avec les barres d'Hopkinson est réalisé sur un échantillon confiné, deux types de dispositif ont été utilisés pour obtenir le confinement. Le premier dispositif utilise une "cellule de pression", semblable à celle de l'essai triaxial classique. L'échantillon est introduit dans une cellule de pression quasi-statique cylindrique. Les barres agissent comme des pistons et sont introduites dans la cellule par le biais de bague d'étanchéité [103]. La pression latérale peut être appliquée à l'aide d'huile ou d'eau (jusqu'à 50 MPa) ou à l'aide d'air (jusqu'à 10 MPa) [32; 66]. Avec un confinement par air, la pression reste à peu près constante pendant l'essai, mais cette technique ne permet que de faibles pressions. Avec de l'huile, la pression n'est pas constante, en raison de l'effet transitoire du fluide. Il n'est pas sûr que la mesure de la pression de l'huile pendant l'essai à un endroit du dispositif donne une mesure exacte de la pression appliquée à l'échantillon. Le second dispositif repose sur le principe d'un confinement « passif ». La pression de confinement est obtenue en plaçant l'échantillon dans une bague métallique. Il y a deux façons d'effectuer l'essai de compression : la bague métallique peut être comprimée avec l'échantillon [32; 66]. Cette première méthode nécessite une préparation minutieuse de l'échantillon et l'utilisation d'une jauge de déformation sur la bague. Elle permet la mesure simultanée de la pression radiale et la déformation de l'éprouvette. Malheureusement, il est impossible de vérifier la pression latérale. Ce procédé est limité au cas des bagues métalliques minces pour lesquelles la force de compression agissant sur l'échantillon est beaucoup plus grande que la force agissant sur la bague. Par conséquent, ce procédé est limité aux basses pressions de confinement et aux matériaux ayant un coefficient de Poisson supérieur à celui du métal constituant la bague. La seconde méthode consiste à appliquer directement sur l'échantillon la contrainte de compression. La bague métallique est alors soumise à une pression interne due à l'expansion latérale de l'échantillon. Cette technique a été utilisée pour des essais quasi-statiques [37; 61] et des essais dynamiques [62; 64; 67]. Le comportement élastique de la bague et la solution analytique d'un cylindre creux soumis à une pression intérieure permettent de déduire la pression sur la surface intérieure connaissant les déformations du cylindre enregistrées sur sa surface extérieure. Cette technique n'est pas directement utilisable ici parce qu'en utilisant une bague élastique, l'écoulement plastique du matériau confiné n'est pas atteint.

Le dispositif proposé dans ce chapitre permet de résoudre cette difficulté.

Pour cette expérience durant laquelle on cherche à approcher les conditions mécaniques qui conduisent à l'allumage d'un explosif, un matériau inerte a été utilisé pour la mise au point de l'essai. Les propriétés mécaniques de ce matériau sont assez semblables à celles des

matériaux énergétiques [93; 94; 117]. Une description de ce matériau est proposée dans le paragraphe 2. Ensuite, le dispositif expérimental est détaillé dans le paragraphe 3, suivi dans le paragraphe 4 par une discussion des principaux résultats obtenus sur le matériau inerte. Enfin, le paragraphe 5 sera dédié à la présentation des résultats issus de l'application de la méthode sur l'explosif. Nous aurons alors à l'issue de ce chapitre des données permettant de connaître le comportement de notre matériau quand il est soumis à de forts confinements, à des déformations limitées et à des vitesses de déformation élevées.

2. Le matériau inerte

Le matériau inerte est un matériau granulaire fabriqué par moulage à chaud avec une presse isostatique. Il est constitué de 29,3% en masse de sulfate de baryum (BaSO_4) et 65,2% en masse de mélamine. Le liant est en faible quantité (5,5% en masse). Il est constitué d'une résine époxy et d'un pigment bleu. Le matériau final est obtenu en trois étapes. La première étape permet le mélange des constituants dans un solvant. Un agent chimique est ajouté de façon à granuler les particules en petites sphères de 1 mm de diamètre. Ces billes sont ensuite mises dans un sac souple. La matière est pressée à l'aide d'une cellule hydrostatique, par l'intermédiaire de trois cycles de compression à une pression de 150 MPa, à une température constante de 80 °C. Enfin, l'échantillon est chauffé à une température de 120 °C pendant plusieurs heures pour réticuler le liant. Le produit fini a une densité moyenne de 1,73 avec une grande porosité résiduelle de l'ordre de 28%.

Les propriétés mécaniques de ce matériau sont illustrées par la Figure II - 1 pour la compression quasi-statique et des essais de traction. Les expériences ont été effectuées en utilisant une vitesse de déformation proche de 10^{-4} s^{-1} pour l'état de compression (respectivement 10^{-5} s^{-1} pour l'état de traction). Une résistance à la compression de 27 MPa est enregistrée correspondant à une déformation de 2,5%. Pour la traction, la force ne dépasse pas 5 MPa pour une déformation de 0,4%. Ce matériau présente un rapport entre les maxima de contraintes en compression simple et en traction proche de 5. Un adoucissement en compression est observé. La contrainte ultime en compression simple augmente avec la vitesse de déformation (Figure II - 1). Une évolution brusque de la pente est observée autour de $10\text{-}100 \text{ s}^{-1}$, avec un rapport 5 entre les valeurs à 1000 s^{-1} et celles à 10^{-4} s^{-1} . La même observation a été faite pour les comportements d'explosifs [119; 158]. Une comparaison des propriétés du matériau inerte et de celles de l'explosif est proposée dans le Tableau 8.

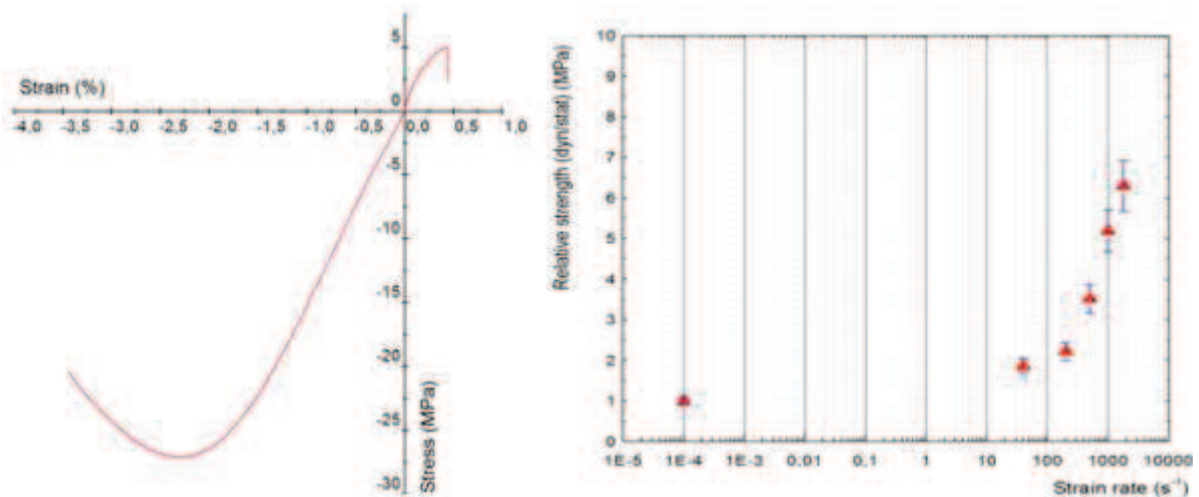


Figure II - 1 : Comportement du matériau inerte en compression simple et tension quasi-statique (à gauche) et dépendance à la vitesse de déformation de la contrainte ultime en compression non confinée. (source figure : [15])

Tableau 8 : Eléments de comparaison du matériau inerte et du matériau explosif.

	Inerte	Explosif
Module d'Young à pression ambiante	3 GPa	2,9 GPa
Coefficient de Poisson	0,42	0,42
Contrainte maximale en compression simple	27 MPa	18 MPa
Rapport entre contrainte maximale à 10^3 s^{-1} et à 10^{-4} s^{-1}	5	3
Porosité	28%	2 à 3%
Taille des grains (diamètre)	1 à $50 \mu\text{m}$	1 à $500 \mu\text{m}$

3. L'essai triaxial dynamique

Des essais d'impact et des simulations numériques ont permis de préciser le domaine de chargement qui doit être approché expérimentalement. Une pression de confinement allant de 100 à 500 MPa est visée, ainsi que des déformations de plus de dix pour cent. Des vitesses de déformation dépassant 10^4 s^{-1} étant plus difficilement accessibles en utilisant le système SHPB, notre attention s'est focalisée, dans un premier temps, sur des vitesses de déformations de 10^3 s^{-1} . L'essai proposé est conçu pour provoquer de grandes déformations de glissement

pendant la phase où la pression de confinement et la vitesse de déformation sont à peu près constantes.

Si le confinement est réalisé avec une bague épaisse en acier, les déformations radiales sont négligeables par rapport aux déformations axiales car la bague reste élastique. Ce test est considéré comme quasi-œdométrique (pas de déplacement transversal) et le chemin de chargement est donné par la relation suivante :

$$Q = \sqrt{2} P \left(\frac{1 - 2\nu}{1 + \nu} \right)$$

où P et Q désignent respectivement la pression hydrostatique et la contrainte de cisaillement octaédrique. Si $\mathbf{S}$ est la partie déviatorique du tenseur des contraintes $\boldsymbol{\sigma}$, P et Q sont donnés par les relations suivantes :

$$P = \frac{1}{3} \text{trace}(\boldsymbol{\sigma}) \quad \mathbf{S} = \boldsymbol{\sigma} - P\mathbf{I} \quad Q = \sqrt{\frac{1}{3} \mathbf{S} : \mathbf{S}} \quad \left\{ \begin{array}{l} P = \frac{1}{3} (\sigma_1 + 2\sigma_2) \\ Q = \frac{\sqrt{2}}{3} (\sigma_1 - \sigma_2) \end{array} \right\}$$

avec la contrainte axiale notée σ_1 et la contrainte radiale notée σ_2 . $\mathbf{I}$ est le tenseur unité et l'opérateur *trace* est la somme des termes diagonaux d'un tenseur. La connaissance du coefficient de Poisson ν du matériau (environ 0,42) permet la détermination du chemin de chargement pour une compression uniaxiale : $Q = 0,22 P$. D'autre part, à faible vitesse de déformation, le comportement du matériau a été étudié sous haute pression de confinement (essais triaxiaux) et conduit au critère suivant :

$$Q = 12 + 0,3 P \text{ (MPa)}$$

Ce critère est déterminé à partir du relevé des contraintes maximales pour chaque confinement. Un faible coefficient de frottement interne est obtenu sans doute en raison de la présence du liant. Les deux égalités précédentes montrent que le critère de résistance au cisaillement ne peut pas être atteint lors d'un essai quasi-œdométrique. En supposant maintenant une bague élastiquement déformable, le chemin de chargement est donné par les relations suivantes :

$$\varepsilon_2 = -S_c \sigma_2 \quad S_c = \frac{(1 - \nu_c)R_1^2 + (1 + \nu_c)R_2^2}{E_c(R_2^2 - R_1^2)}$$

$$\frac{Q}{P} = \frac{\sqrt{2}(1 - 2\nu + ES_c)}{1 + \nu + ES_c}$$

où l'indice c représente les paramètres du matériau de la bague et S_c représente la rigidité de la bague. ε_i est la déformation enregistrée dans la i -ème direction. E est le module d'Young du

matériau inerte et E_C celui du matériau de la bague. Pour une bague en acier avec un rayon intérieur $R_1 = 5$ mm et un rayon extérieur $R_2 = 10$ mm, la pente de la courbe Q - P est encore inférieure au coefficient de frottement. Afin d'obtenir un essai triaxial conventionnel, l'idée est d'utiliser une bague de confinement constituée d'un matériau élasto-plastique sans écrouissage. Avec l'accroissement de la pression interne, une zone plastique apparaît sur le rayon interne de la bague et se propage jusqu'à la surface extérieure. Lorsque toute la bague est plastifiée, celle-ci se déforme à la pression interne donnée. Ainsi une pression de confinement constante peut être maintenue à la surface latérale de l'échantillon. La Figure II - 2 donne les différents trajets de chargement. OC est le chemin de charge habituel suivi lors d'un essai de compression uniaxiale. ODB est le trajet suivi lors d'un essai triaxial conventionnel (OD correspond à la mise en pression hydrostatique puis DB correspond à l'application de l'effort uniaxial). OA correspond au trajet suivi lors d'une déformation élastique de la bague. Cette ligne est proche d'un chemin de chargement œdométrique (non tracé ici). AB correspond à la partie utile de l'essai c'est-à-dire lorsque la bague est entièrement plastifiée.

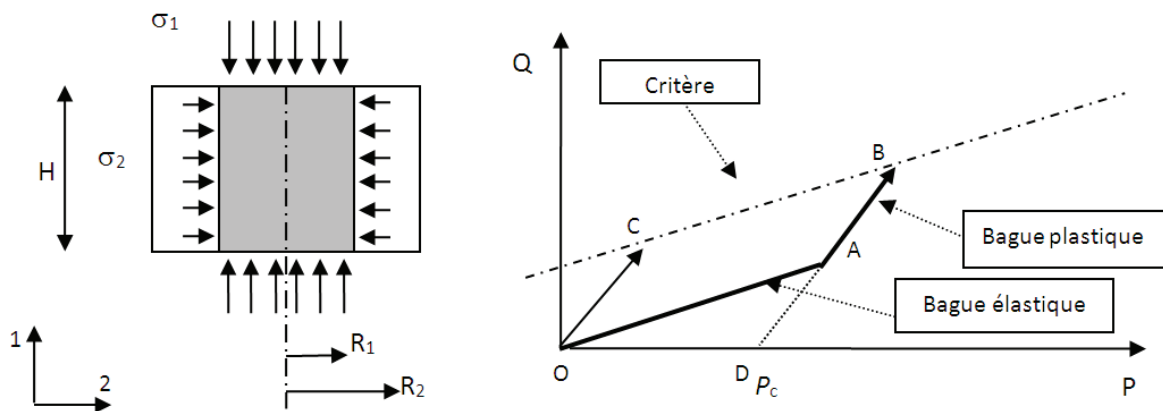


Figure II - 2 : Echantillon cylindrique confiné dans une bague (à gauche) et les différents trajets de chargement en fonction du comportement de la bague (à droite).

Pour chaque essai, une bague en laiton à usage unique est utilisée [151]. Le laiton a été choisi en raison de son comportement élasto-plastique parfait et de son indépendance à la vitesse de déformation [154]. Des essais de compression ont permis de mesurer ce comportement (Figure II - 3) notamment pour des vitesses de déformation comprises entre 50 s^{-1} et 100 s^{-1} représentatives de celles subies par la bague lors de son expansion. En effet, lorsque la vitesse de déformation axiale dans le matériau testé est d'environ 1000 s^{-1} , la vitesse de déformation circonférentielle est d'environ 50 s^{-1} . On constate un module d'Young constant, une petite

dépendance du seuil de plasticité à la vitesse de déformation et un léger écrouissage. Ces deux derniers points seront négligés.

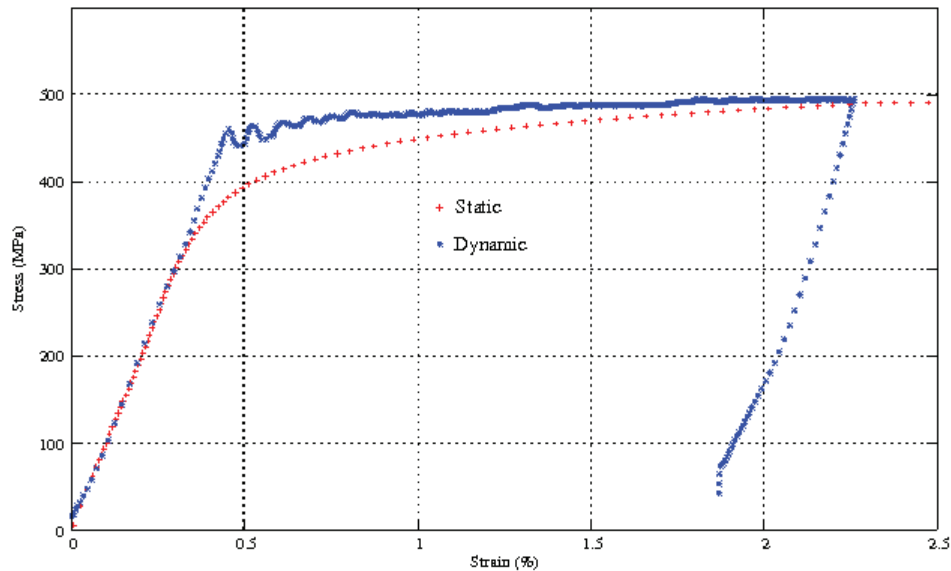


Figure II - 3 : Comparaison du comportement quasi-statique (en rouge) et dynamique à 100 s^{-1} (en bleu) du laiton utilisé pour les bagues de confinement.

Le système SHPB est une technique expérimentale couramment utilisée pour étudier les matériaux à des vitesses de déformation élevées. L'échantillon utilisé est un cylindre dont le diamètre et la hauteur sont égaux à 10 mm. Le système SHPB est composé d'une barre d'entrée et d'une barre de sortie. L'échantillon est placé entre les deux barres (Figure II - 4). Lorsque l'impacteur frappe la barre d'entrée à son extrémité libre, une onde incidente de compression longitudinale est générée. Une fois que cette onde incidente atteint l'interface entre l'échantillon et la barre, une onde réfléchie apparaît dans la barre d'entrée et une onde transmise (à travers l'échantillon) dans la barre de sortie. Des jauges de déformation sont collées sur les barres d'entrée et de sortie et permettent la mesure de ces trois ondes. Les barres, en acier dur (le seuil élastique est à 1000 MPa), ont un diamètre de 20 mm. La barre d'entrée mesure 3 m, celle de sortie 2 m et l'impacteur est long de 1,2 m. La longueur de l'impacteur et les positions de jauge de déformation permettent une durée d'essai d'environ 400 μs . Les forces et les vitesses aux deux faces de l'échantillon peuvent être déduites des ondes incidente, transmise et réfléchie. Deux autres jauges transversales sont collées sur la bague en laiton. Ces jauges donnent la déformation radiale de la bague et permettent de déduire la pression latérale appliquée sur l'échantillon.

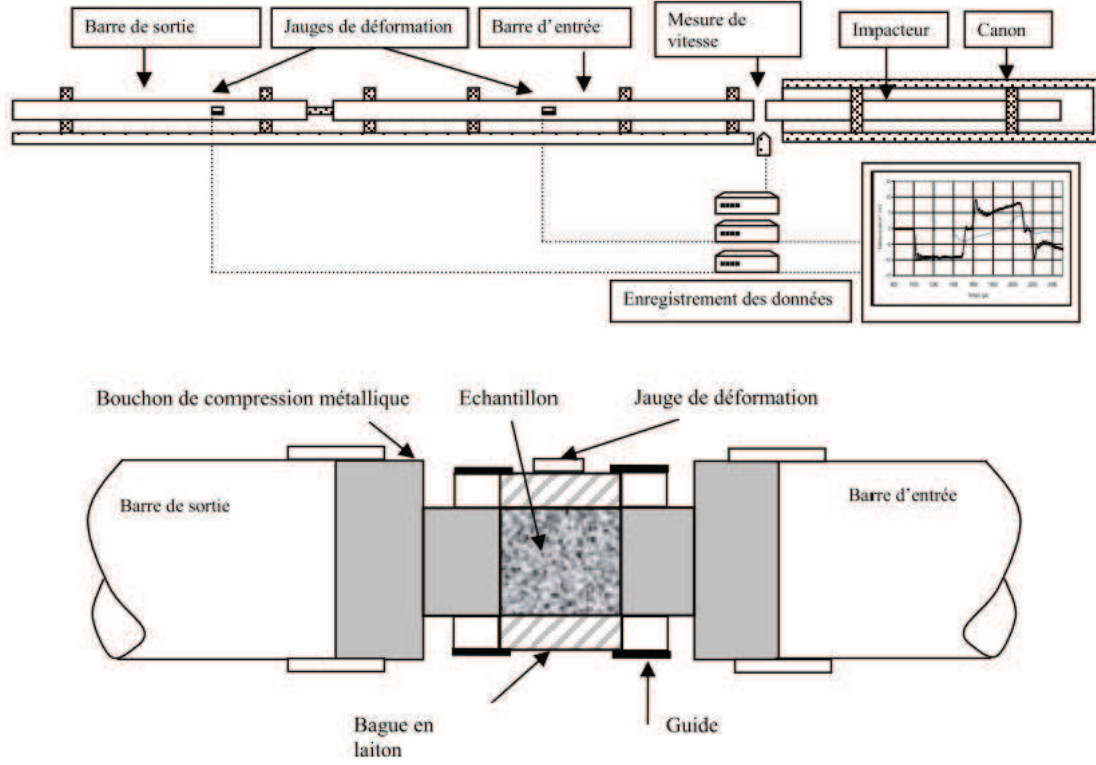


Figure II - 4 : En haut, le système des barres d'Hopkinson et, en bas, l'échantillon confiné.

Le traitement des ondes est réalisée à l'aide du logiciel DAVID [65], effectuant la correction de dispersion d'ondes et aidant au recalage en temps des ondes en se basant sur la réponse transitoire élastique de l'échantillon [167]. Les relations suivantes donnent les vitesses et les forces aux deux extrémités de l'échantillon :

$$\begin{aligned} V_I(t) &= C_B(\varepsilon_i(t) - \varepsilon_r(t)) & F_I(t) &= S_B E_B(\varepsilon_i(t) + \varepsilon_r(t)) \\ V_O(t) &= C_B \varepsilon_t(t) & F_O(t) &= S_B E_B \varepsilon_t(t) \end{aligned}$$

où les indices I et O correspondent respectivement aux barres d'entrée (input) et de sortie (output). C_B , S_B et E_B sont respectivement la célérité des ondes élastiques, la section et le module d'Young des barres. Les jauges de déformations collées sur les barres donnent accès aux ondes incidente (i), réfléchi (r) et transmise (t) (Figure II - 5). En supposant l'homogénéité des contraintes et des déformations dans l'échantillon, la déformation axiale moyenne ε_1 et la vitesse de déformation moyenne $\dot{\varepsilon}_1$ dans l'échantillon sont données par les relations suivantes :

$$\varepsilon_1(t) = \frac{1}{L}(U_O(t) - U_I(t)) \quad U_I(t) = \int_0^t V_I(\tau) d\tau$$

$$\varepsilon_1(t) = \frac{1}{L}(V_o(t) - V_I(t))$$

où L est la longueur de l'échantillon, et U_I et U_O le déplacement des deux faces de l'échantillon. La contrainte axiale σ_1 est estimée à partir de la force mesurée par la barre de sortie σ_{1s} ou à partir de la moyenne des deux forces mesurées par les barres de sortie et d'entrée σ_{1m} :

$$\sigma_{1s} = \frac{1}{S} F_o(t) \quad \sigma_{1m} = \frac{1}{2S} (F_I(t) + F_o(t))$$

avec S la section de l'échantillon. L'homogénéité de la contrainte axiale est vérifiée pour les mêmes forces au niveau des deux extrémités de l'éprouvette. Une relation contrainte-déformation et un trajet de chargement peut alors être déduit.

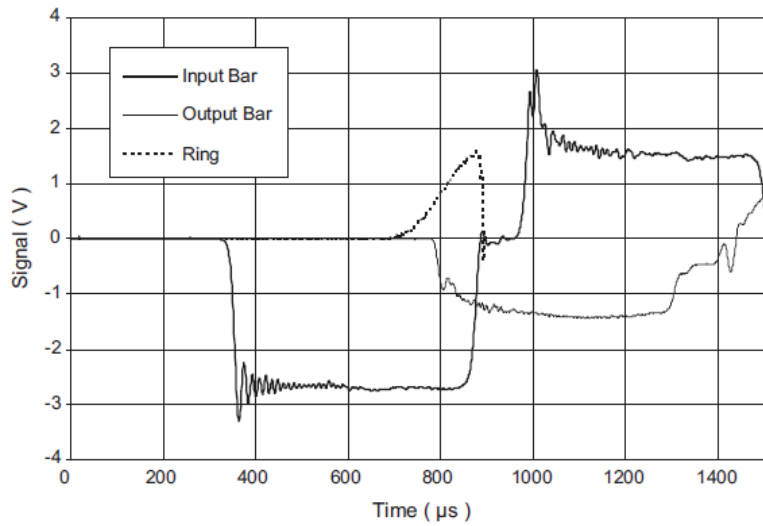


Figure II - 5 : Signaux enregistrés sur la barre d'entrée, la barre de sortie et la bague de confinement.

Les signaux n'étant pas mesurés aux interfaces mais au milieu des barres, un décalage temporel leur est appliqué connaissant la célérité des ondes dans les barres. De même, le signal de la déformation de la bague est synchronisé avec les signaux des barres en considérant que :

- la contrainte de confinement apparaît au même moment que la contrainte axiale,
- les comportements de l'échantillon et de la bague sont initialement élastiques.

Le rapport entre la contrainte axiale et la contrainte latérale est donc proche de :

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_1} = \frac{\nu}{1 - \nu}$$

Lorsque la bague est entièrement plastifiée (cf Figure II - 7), une erreur sur les décalages temporels n'a pas d'incidence sur les états de contrainte estimés au cours de la phase utile de l'essai.

La contrainte de confinement latérale est obtenue à partir du modèle mécanique de la bague.

Les paramètres influençant ce modèle sont :

- la hauteur de la bague qui est égale ou supérieure à la longueur de l'échantillon,
- le frottement entre l'échantillon et la bague,
- le comportement du matériau constituant la bague qui est élastique ou élasto-plastique.

Certains auteurs ont utilisé une bague élastique plus longue que l'échantillon [63]. Dans ce cas, la détermination de la contrainte latérale nécessite de connaître la forme de la bague sur toute sa hauteur, et, des modélisations numériques ou des approximations pour en déduire la répartition de pression le long du diamètre interne du cylindre.

Lorsque la bague et l'échantillon sont de la même longueur, et si le frottement est négligé, le cylindre élastique peut être considéré dans un état de contraintes planes similaire à celui décrit par la cellule de Lamé. Forquin *et al.* [63] ont également montré que si la bague est plus longue que l'échantillon, la solution de Lamé est une approximation imprécise.

Ici, la bague permettant le confinement passif est plastifiée. En adoptant le critère de Tresca, le problème a une solution analytique pour un comportement élasto-plastique parfait et une incompressibilité plastique. Ainsi, en notant R_1 et R_2 les rayons intérieur et extérieur, et en supposant un état axisymétrique des contraintes avec les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} \sigma_{rr}(R_1) = -\sigma_2 \\ \sigma_{rr}(R_2) = 0 \end{cases}$$

Trois cas se présentent en fonction de l'état de contrainte dans la bague :

- Cas 1 : Le matériau de la bague a un comportement élastique

La solution est connue et correspond à la solution du problème de Lamé. L'état de contrainte dans la bague est donné par les relations suivantes :

$$\begin{cases} \sigma_{rr}(r) = \frac{R_1^2 \sigma_2}{R_2^2 - R_1^2} \left(1 - \frac{R_2^2}{r^2}\right) \\ \sigma_{\theta\theta}(r) = \frac{R_1^2 \sigma_2}{R_2^2 - R_1^2} \left(1 + \frac{R_2^2}{r^2}\right) \end{cases}$$

En particulier, aux surfaces interne et externe de la bague, on obtient :

$$\begin{cases} \sigma_{rr}(R_1) = -\sigma_2 \\ \sigma_{\theta\theta}(R_1) = \frac{(R_1^2 + R_2^2)\sigma_2}{R_2^2 - R_1^2} \end{cases} \quad \begin{cases} \sigma_{rr}(R_2) = 0 \\ \sigma_{\theta\theta}(R_2) = \frac{2 R_1^2 \sigma_2}{R_2^2 - R_1^2} = E_C \varepsilon_m \end{cases}$$

Avec E_C et ε_m respectivement le module d'Young du matériau de la bague et la déformation orthoradiale mesurée sur la surface extérieure de la bague.

- Cas 2 : La bague commence à se plastifier

La plasticité apparaît au niveau du côté intérieur de la bague et se propage dans la bague vers l'extérieur avec pour $r < R_P$ une zone plastique et pour $r > R_P$ une zone élastique. Les équations d'équilibre se réduisent à :

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r} = 0$$

Avec, dans la zone plastique, la vérification du critère de plasticité de Tresca :

$$\sigma_{\theta\theta} - \sigma_{rr} = \sigma_e$$

Où σ_e est la limite d'élasticité. L'équation devient alors :

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} - \frac{\sigma_e}{r} = 0$$

En considérant les conditions aux limites, le champ de contrainte vérifie :

$$\sigma_{rr} = \sigma_e \ln\left(\frac{r}{R_1}\right) - \sigma_2$$

Dans la zone élastique, la solution de Lamé est toujours valide et conduit à :

$$\begin{cases} \sigma_{rr}(R_p) = -\phi \\ \sigma_{\theta\theta}(R_p) = \frac{(R_p^2 + R_2^2)\phi}{R_2^2 - R_p^2} \end{cases} \quad \begin{cases} \sigma_{rr}(R_2) = 0 \\ \sigma_{\theta\theta}(R_2) = \frac{2 R_p^2 \phi}{R_2^2 - R_p^2} = E_C \varepsilon_m \end{cases}$$

A l'interface entre la zone plastique et la zone élastique, la continuité de la contrainte radiale impose :

$$\sigma_{rr}(R_p) = \sigma_e \ln\left(\frac{R_p}{R_1}\right) - q = -\phi$$

$$\sigma_{\theta\theta}(R_p) - \sigma_{rr}(R_p) = \sigma_e$$

Ainsi, on déduit que :

$$R_p = R_2 \sqrt{\frac{E_C \varepsilon_m}{\sigma_e}}$$

$$\phi = \frac{(\sigma_e - E_C \varepsilon_m)}{2}$$

D'où la relation recherchée entre σ_2 et ε_m :

$$\sigma_2 = \sigma_e \left(\frac{(\sigma_e - E_C \varepsilon_m)}{2 \sigma_e} + \ln\left(\frac{R_2}{R_1} \sqrt{\frac{E_C \varepsilon_m}{\sigma_e}}\right) \right)$$

- Cas 3 : La bague est totalement plastifiée

Des équations des conditions aux limites et de l'équation vérifiée par le champ de contrainte, on déduit que :

$$\sigma_2 = \sigma_e \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right) = P_c$$

Ces solutions analytiques sont résumées dans le Tableau 9.

Tableau 9 : Solution analytique pour déterminer la pression de confinement dans l'hypothèse d'un état de contraintes planes (σ_e est la limite élastique du laiton, σ_2 la contrainte latérale du matériau et ε_m est la mesure de la déformation circonférentielle de la bague).

<i>Déformation mesurée</i>	<i>Pression de confinement correspondante</i>	<i>Comportement de la bague</i>
$\varepsilon_m < \frac{\sigma_e}{E} \frac{R_1^2}{R_2^2}$	$\sigma_2 = E \varepsilon_m \frac{(R_2^2 - R_1^2)}{2R_1^2}$	<i>élastique (Problème de Lamé)</i>
$\frac{\sigma_e}{E} \frac{R_1^2}{R_2^2} < \varepsilon_m < \frac{\sigma_e}{E}$	$\sigma_2 = \sigma_e \left(\frac{(\varepsilon_e - \varepsilon_m)}{2\varepsilon_e} + \ln \left(\frac{R_2}{R_1} \sqrt{\frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_e}} \right) \right)$	<i>partiellement plastique</i>
$\frac{\sigma_e}{E} < \varepsilon_m$	$\sigma_2 = \sigma_e \ln \left(\frac{R_2}{R_1} \right) = P_c$	<i>totalement plastifiée</i>

Pour valider ce modèle, deux hauteurs ont été utilisées (pour une même taille d'échantillon). La Figure II - 6 montre les deux bagues avant et après l'essai. L'hypothèse de problème plan est clairement non vérifiée pour la bague longue. Pour la bague courte, l'axisymétrie a été conservée après l'essai et la déformation plastique a seulement augmenté le diamètre de la bague tandis que sa hauteur est inchangée. Dans ce cas, la solution analytique semble acceptable.



Figure II - 6 : Photos de bagues avant et après essai avec à gauche les bagues longues et à droite les bagues de la hauteur de l'échantillon (au centre).

Par la suite, seule la configuration à l'aide des bagues de même hauteur que l'échantillon a été retenue. Cette configuration nécessite l'utilisation d'anneaux de guidage pour que lors de la compression, l'échantillon, la bague et les bouchons de compression restent coaxiaux (Figure

II - 4). Les bagues utilisées et les pressions de confinement correspondantes sont présentées dans le Tableau 10.

Tableau 10 : Diamètres extérieurs des bagues utilisées et pression maximale à la paroi intérieure. Ces pressions ont été déterminées connaissant la dernière équation dans le Tableau 9 où σ_2 est la pression latérale exercée sur l'échantillon

Diamètre extérieur de la bague de confinement	Pression maximale de confinement P_c
14 mm	130 MPa
16 mm	180 MPa
18 mm	225 MPa
20 mm	265 MPa

4. Résultats et discussion pour le matériau inerte

Le traitement des données est tout d'abord détaillé pour une expérience faite à l'aide d'une bague d'un diamètre extérieur de 14 mm. Les signaux bruts enregistrés pour cette expérience sont ceux qui sont présentés dans la Figure II - 5. Les évolutions des déformations axiales et radiales et des deux contraintes ont été obtenues en fonction du temps (Figure II - 7). Deux (respectivement trois) carrés sont tracés le long de chaque courbe de contrainte (respectivement déformation). Le premier figurant sur les courbes montre le moment où la bague est entièrement plastifiée. Ensuite, l'échantillon a été soumis à un état de chargement triaxial conventionnel : il s'agit de la "phase utile" de l'essai. Le second correspond à la fin de la mesure fiable de la déformation radiale de la bague correspondant à la limite théorique de la jauge (déformation maximale de 0,03). Connaissant le comportement plastique quasi-parfait du laiton et son indépendance à la vitesse de déformation, la pression constante de confinement mesurée avant que les jauges se décollent peut être prolongée. Le dernier carré correspond à l'état de contrainte finale (contrainte axiale maximale) et à la fin de l'essai.

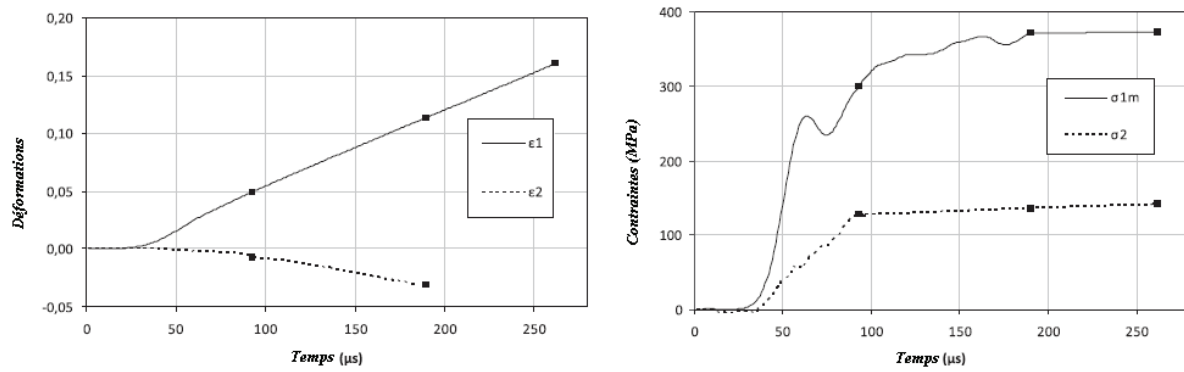


Figure II - 7 : Evolutions des déformations (à gauche) et des contraintes (à droite) durant l'essai.

La combinaison des déformations et des contraintes au cours du temps permet de déterminer la courbe contrainte-déformation (Figure II - 8). Au cours de la phase utile de l'essai, la contrainte axiale σ_{IS} est proche de σ_{lm} ce qui signifie que :

- les forces d'entrée et de sortie sont presque égales,
- les hypothèses de quasi-équilibre statique de l'échantillon et de l'uniformité de la répartition des contraintes dans l'échantillon sont valides.

La Figure II - 8 montre également la vitesse de déformation axiale en fonction de la déformation axiale. Au cours de la phase utile de l'essai, cette vitesse de déformation est presque constante et se rapproche de 700 s^{-1} .

Les essais quasi-statiques ont été effectués à 10^{-2} s^{-1} à l'aide d'une machine de compression. La Figure II - 9 donne les trajets de chargement dans le diagramme $P - Q$ et dans le diagramme $\Delta V/V - \gamma$ avec :

$$\Delta V/V = (\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2)$$

$$\gamma = \sqrt{2}(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/3$$

Un trajet de chargement triaxial de pente $\sqrt{2}$ dans le plan $P - Q$ est bien atteint. Son intersection avec l'axe des abscisses donne une pression de confinement $P_c = 130 \text{ MPa}$. Avant cela, l'évolution enregistrée lors de l'essai quasi-statique est probablement régie par un jeu initial entre l'échantillon et la bague, le frottement entre le matériau et la bague et la mise en place entre les barres. Afin de minimiser le jeu initial, le diamètre intérieur de la bague est de $0,01 \text{ mm}$ inférieur au diamètre externe de l'échantillon. Les échantillons ont donc été rentrés en force dans les bagues des essais dynamiques. Au cours de la première phase du processus de déformation, la bague élastique limite la déformation latérale. Le gauchissement est donc $\sqrt{2}/3$ fois la dilatation. Quand la bague se déforme, l'échantillon est soumis à une contrainte latérale constante, le déviateur des contraintes (respectivement le gauchissement) étant liée à

la pression hydrostatique (respectivement à la dilatation) par un facteur $\sqrt{2}$. Ces pentes sont bien retrouvées sur la Figure II - 9.

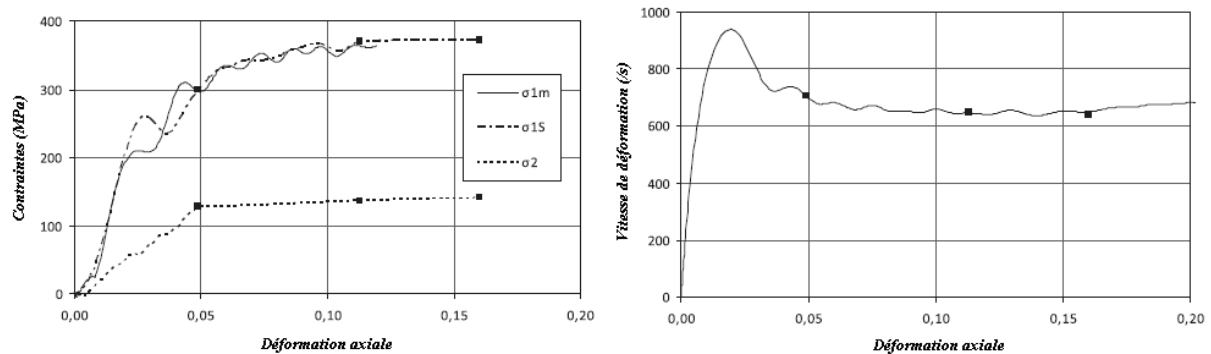


Figure II - 8 : Évolutions des contraintes axiale (σ_{1m} ou σ_{1S}) et latérale (σ_2) en fonction de la déformation axiale (à gauche). Evolution de la vitesse de déformation axiale en fonction de la déformation axiale (à droite).

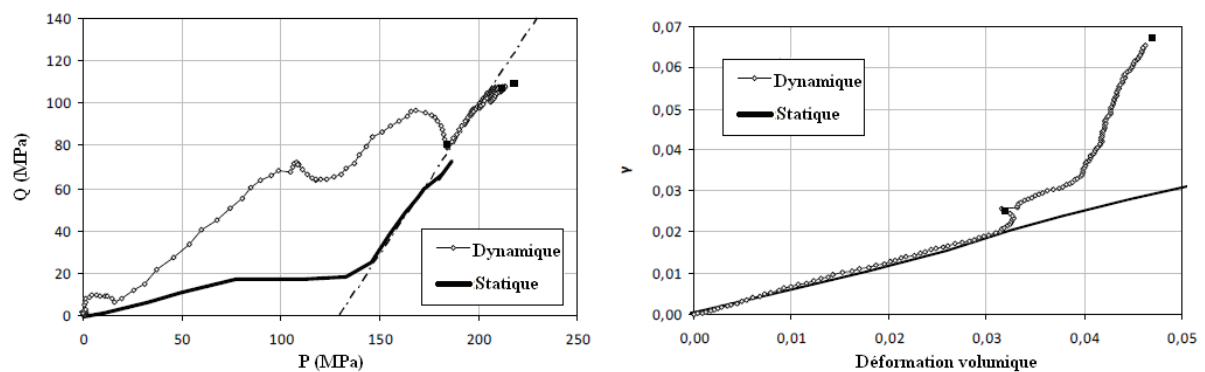


Figure II - 9 : Trajets de chargement en contrainte (à gauche) et déformation (à droite).

L'ensemble des essais effectués montrent que :

- Les deux jauges collées sur les bagues de confinement donnent toujours des informations similaires. Les bagues augmentent en diamètre alors que leurs hauteurs restent les mêmes. La forme finale est encore celle d'un cylindre.
- Un ensemble de dix essais dynamiques ont été effectués dans les mêmes conditions pour observer la dispersion. Les résultats ont montré une réponse reproductible. La variation de la contrainte ultime n'est que de 5%. La dispersion des résultats peut être due à (1) des erreurs de mesure, (2) des approximations effectuées au cours de l'analyse et (3) de la variabilité dans les paramètres du matériau.

Le frottement entre la bague et le matériau est un problème pour ce genre d'expérience. Si le frottement n'était pas négligeable, il devrait affecter la force axiale et la détermination de la

contrainte axiale. Une évaluation du coefficient de frottement statique a donné une valeur d'environ 0,1 mais cette évaluation ne suffit pas pour estimer le coefficient de frottement dans l'essai dynamique. Afin de déterminer l'influence du frottement, des essais supplémentaires ont été réalisés avec des bagues et des échantillons plus courts (hauteur égale à 5 mm). Aucun effet sur la force axiale n'a été remarqué au cours de ces expériences. Il semble, dans ce cas, que le liant du matériau testé agisse comme un lubrifiant. Cet effet négligeable du frottement est une hypothèse nécessaire pour la validité de la méthode analytique utilisée pour le traitement de l'essai.

La Figure II - 10a montre la partie sphérique du comportement du matériau pour différentes vitesses de déformation. Un module de compressibilité K égal à 4 GPa est mesuré. Il ne montre pas de dépendance à la pression ni à la vitesse de déformation. Un petit plateau est observé pendant la phase finale de l'essai, ce qui correspond à la dernière partie de l'essai triaxial (pression et contrainte déviatorique constantes). La pression est constante et une légère compaction est enregistrée en raison probablement des déformations de cisaillement. Ce plateau n'est pas observé pour toutes les expériences. La Figure II - 10b montre la partie déviatorique du comportement du matériau pour différentes vitesses de déformation. Une dépendance à la vitesse de déformation est observée lorsque le résultat quasi-statique est comparé aux résultats dynamiques. De plus, ni un module de cisaillement ni un seuil d'élasticité ne peuvent être déduits de ces mesures. Le seuil est dépassé avant que l'équilibre de force et les conditions triaxiales ne soient atteints.

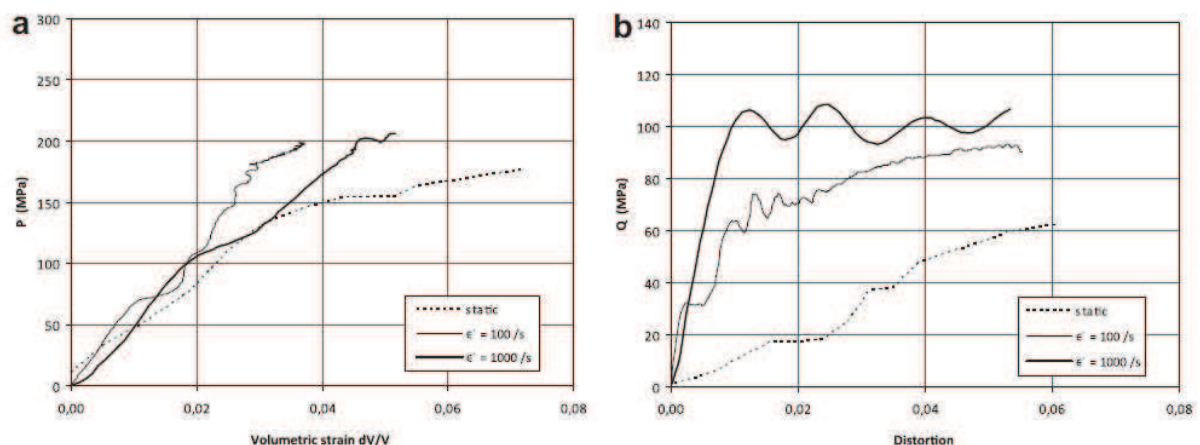


Figure II - 10 : Comportement sphérique (a) et comportement déviatorique (b) à différentes vitesses de déformation.

La Figure II - 11 donne finalement l'évolution de la contrainte ultime en fonction du confinement et de la vitesse de déformation dans le plan P - Q . Les contraintes ultimes sont déduites de la Figure II - 7 (à droite) ou de la Figure II - 8 (à gauche) en prenant comme valeur maximale celle atteinte pendant le dernier plateau. Les mesures sont le long des lignes en trait plein, respectant la pression constante de confinement imposée par l'épaisseur de la bague. La ligne intitulée "100 /s" prend en compte les vitesses de déformation variant entre 80 /s et 200 /s. Sur la ligne intitulée "1000 /s", la vitesse de déformation varie entre 700 /s et 1200 /s. La dispersion des résultats est représentée par une croix pour chaque donnée (il s'agit de la valeur de 5% évoquée ci-dessus). La dépendance à la pression du critère de plasticité est illustrée par les mesures quasi-statiques. Une contrainte de cohésion (intersection avec l'axe Q) et le frottement interne (pente du seuil) sont respectivement égaux à 12 MPa et 0,30. Ces valeurs sont proches de mesures obtenues sur du béton ou des géomatériaux [66; 103]. La dépendance du seuil à la vitesse de déformation est observée. La contrainte de cohésion est égale à 40 MPa pour les essais à 100 s^{-1} , et égale à 54 MPa pour ceux à 1000 s^{-1} . Par contre, l'angle de frottement interne reste quasiment constant sur les plages de pression et de vitesses de déformation testées. La Figure II - 12 reprend la Figure II - 1 en y ajoutant les nouvelles données sur la dépendance à la vitesse de déformation de la contrainte ultime en fonction du confinement.

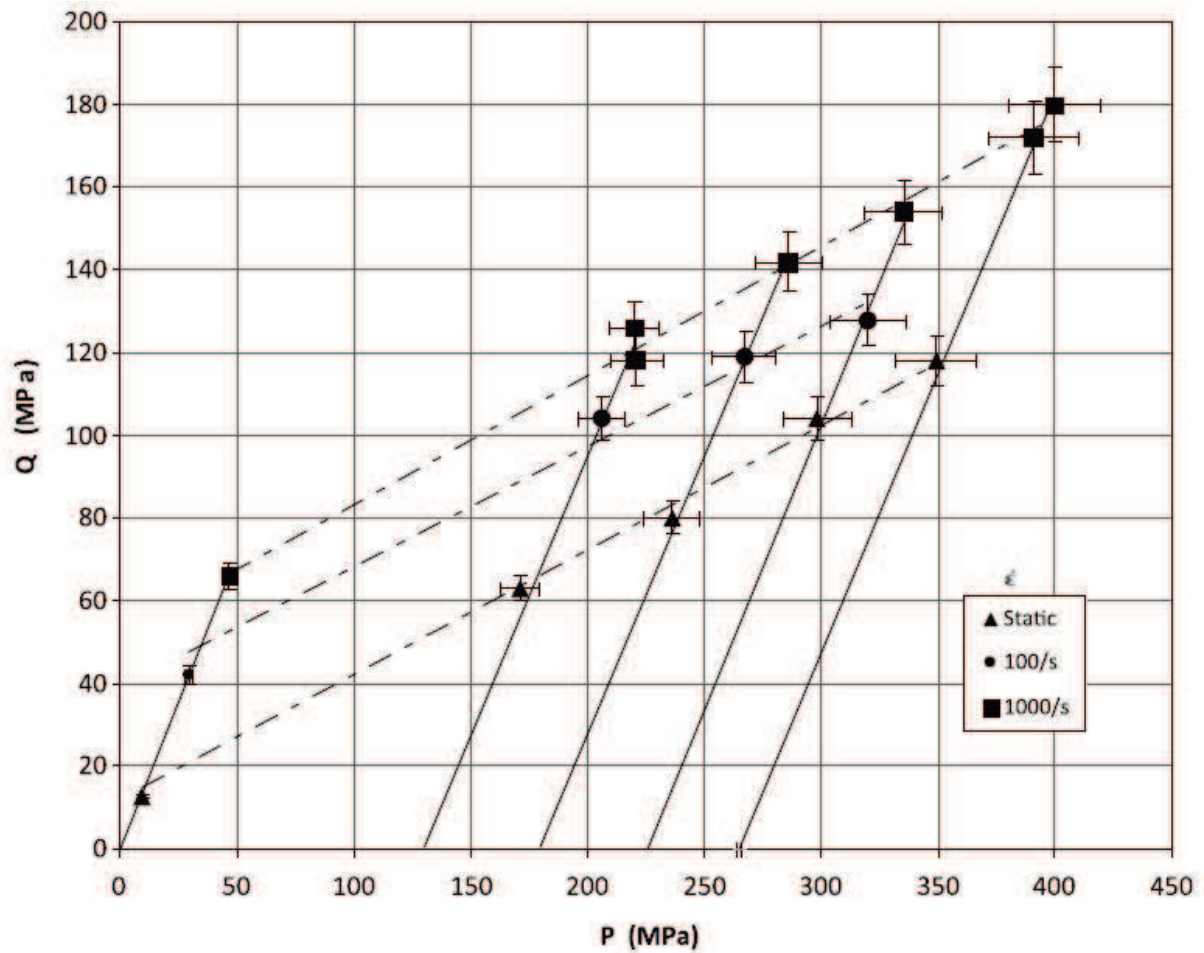


Figure II - 11 : Etats ultimes de contraintes atteints lors des différents essais triaxiaux dynamiques.

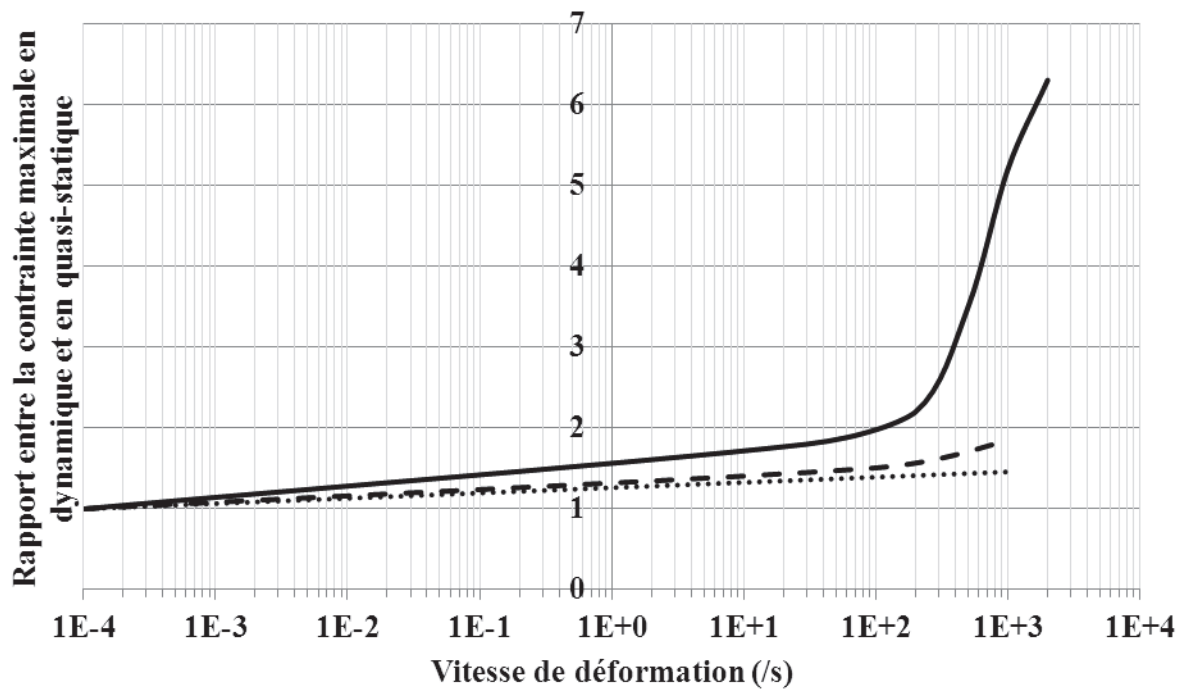


Figure II - 12 : Dépendance à la vitesse de déformation de la contrainte ultime en compression non confiné (trait plein), avec un confinement de 130 MPa (tirets) et avec un confinement de 265 MPa (pointillés).

Le comportement macroscopique est similaire à celui observé pour le béton et les roches. De nombreux modèles de comportement de ces matériaux prennent en compte la dépendance à la vitesse de déformation [14]. A titre d'exemple, le modèle de Holmquist *et al.* [83] est connu et utilisé pour le calcul de structure en béton sous chargement dynamique. Dans la fonction du seuil, la vitesse de déformation est introduite à l'aide des relations suivantes:

$$\sigma_{eq}^* = (1 + C \ln \dot{\varepsilon}^*)(A(1 - D) + BP^{*N})$$

Avec :

$$\sigma_{eq}^* = \frac{3Q}{\sqrt{2}} \quad \sigma^* = \frac{\sigma}{f'_c} \quad P^* = \frac{P}{f'_c} \quad \dot{\varepsilon}^* = \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}$$

où σ_{eq} est la contrainte de von Mises, f'_c est la résistance à la compression et D est un paramètre d'endommagement. Les constantes A , B , C et N sont des paramètres du matériau déterminés par ajustement du modèle aux données expérimentales. Ce modèle a été utilisé récemment par Meyer [109] pour simuler le comportement de différents types de mortier et d'un type de brique. Pour ces matériaux, le paramètre N est compris entre 0,82 et 0,85.

Ce modèle a été amélioré et modifié pour obtenir une meilleure description du comportement dans la gamme de pression relative $0 < P^* < 10$ [121].

Pour le matériau inerte étudié, dans la plage de pression relative étudiée ($0 < P^* < 10$) et de vitesse de déformation inférieure à 1000 /s, une formulation proche est possible. La principale différence est que seule la contrainte de cohésion dépend de la vitesse de déformation :

$$Q = A(1 + C \ln(1 + \dot{\varepsilon}^*)) + BP$$

$$\text{Avec } A = 12 \text{ MPa} \quad B = 0,3 \quad C = 0,76 \quad \dot{\varepsilon}_0 = 10 \text{ s}^{-1}$$

Les résultats présentés dans ce paragraphe montrent une variation de la contrainte de cisaillement à la fois à haute pression et à vitesse de déformation élevée. L'étude des matériaux explosifs nécessite des données expérimentales obtenues à la fois pour des pressions élevées et des vitesses de déformation élevées. Un essai dynamique triaxial a été proposé dans ce chapitre, ce qui permet un chargement mécanique se rapprochant de celui suspecté lors de l'impact à basse vitesse. Des vitesses de déformation proches de 1000 s^{-1} ont été obtenues sur des échantillons soumis à une pression de confinement constante voisine de 400 MPa et des déformations plastiques de quelques pourcents. Le dispositif expérimental est constitué d'une bague en laiton entourant le matériau qui est soumis à un impact. La principale

amélioration proposée dans cette étude, par rapport à ce qui se faisait déjà dans la bibliographie, était d'utiliser un matériau parfaitement plastique pour la bague afin de limiter la pression de confinement appliquée durant l'essai. Des expressions analytiques ont été rappelées et servent à relier la déformation extérieure de la bague à la contrainte latérale exercée sur l'échantillon. La géométrie cylindrique utilisée a permis d'obtenir un état de contraintes et de déformations uniformes dans l'échantillon. Les influences combinées de la pression et de la vitesse de déformation ont été démontrées sur le matériau inerte. Cela a conduit à une augmentation significative de la contrainte de cisaillement, qui est l'une des principales données mécaniques utilisés dans le mécanisme de formation des points chauds. L'observation principale sur le comportement constitutif de ce matériau granulaire est un coefficient de frottement interne constant, avec une vitesse de déformation liée à l'augmentation de la cohésion. Cette technique expérimentale peut maintenant être transposée à l'explosif, ceci est l'objet du paragraphe suivant. Malheureusement, il faut noter que cette méthode ne peut pas être utilisée pour les géomatériaux comme le béton, qui ont les mêmes amplitudes de contrainte maximale pour des expériences de compression uniaxiale. La principale difficulté provient de la microstructure et en particulier la taille des grains. Il serait nécessaire de travailler sur des échantillons de plusieurs centimètres. Parmi les développements futurs de la technique expérimentale proposée ici, il peut être mentionné que les axes d'amélioration devraient se concentrer avec la même pression de confinement et les mêmes domaines de vitesse de déformation, sur une plus grande déformation imposée. De plus, l'angle de frottement interne constant et la variation de la contrainte de cohésion doivent être confirmés pour des vitesses de déformation élevées. Cette étude serait faite sans techniques de mesure SHPB dont la limite des vitesses de déformation a été atteinte dans cette étude.

5. Résultats et discussion pour l'explosif

Le paragraphe précédent a permis de mesurer la contrainte de cisaillement d'un matériau inerte à la fois à haute pression et à vitesse de déformation élevée. La méthode est maintenant transposée à l'explosif. Par rapport à la campagne expérimentale réalisée sur le matériau inerte, les principales différences sont :

- Un laiton de provenance différente. Ce matériau a été caractérisé à nouveau à l'aide d'essais de compression quasi-statique et dynamique.
- Les barres d'Hopkinson sont en marval.
- Des épaisseurs différentes pour les bagues.
- Les échantillons ne sont pas rentrés à la main en force dans les bagues mais avec une machine de compression.

Les essais ont été réalisés à une vitesse de déformations de 1000 s^{-1} et pour différentes pression de confinement. Dans ce paragraphe, nous présentons uniquement le résultat final des dépouillements dans le diagramme contrainte de von Mises σ_e – Pression P (Figure II - 13).

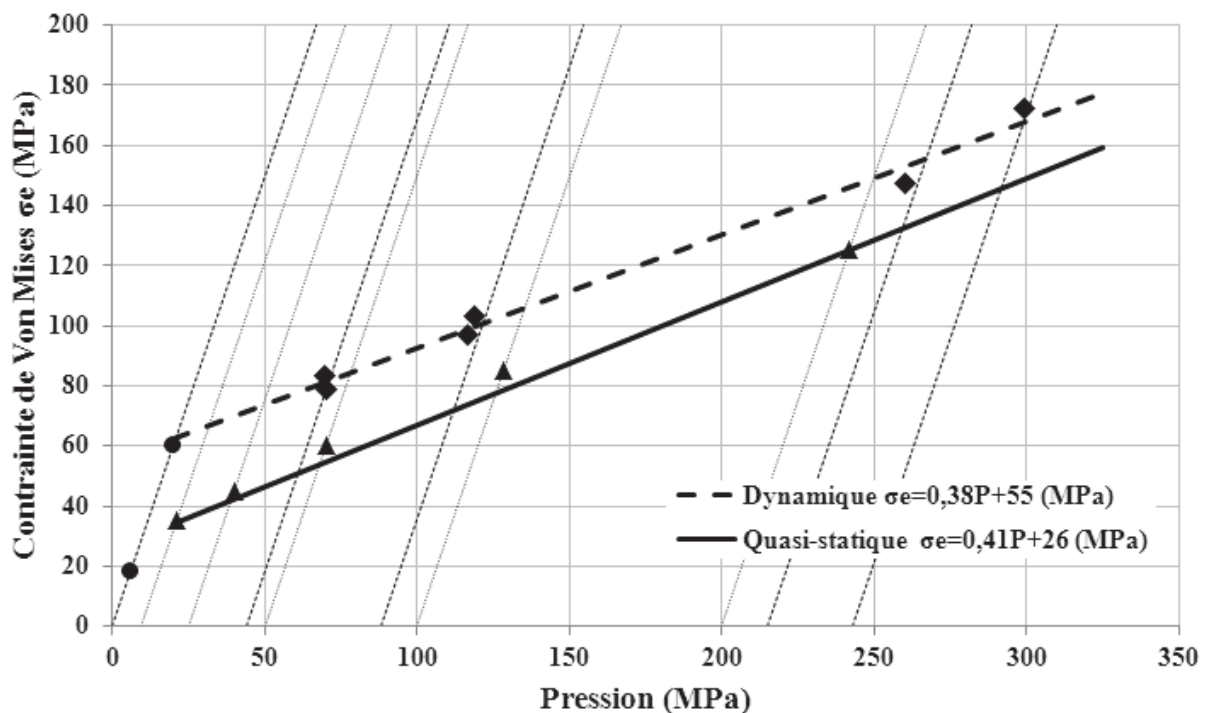


Figure II - 13 : Etats ultimes de contraintes atteints avec l'explosif lors des différents essais triaxiaux quasi-statiques et dynamiques

Sur la Figure II - 13, les observations principales sur le comportement de l'explosif sont :

- un coefficient de frottement interne quasi-identique à celui déterminé lors des essais triaxiaux quasi-statiques,
- une augmentation de la contrainte de cohésion avec la vitesse de déformation (mais moindre que pour l'inerte).

Dans ces essais, nous cherchions à estimer le « couplage » entre la pression et la vitesse de déformation. Finalement, il semble ne pas y en avoir. En effet, la courbe à 1000 s^{-1} se déduit d'un simple décalage de la courbe quasi-statique ce qui signifie que les deux mécanismes (pression et vitesse) seraient additifs. Ceci est vrai tant que l'endommagement, qui produit la chute de σ_e à basse pression, ne domine pas le comportement (en dessous d'une pression de 5 MPa, il existe un couplage entre endommagement et vitesse qui disparaît au-delà).

Dans de nombreux géomatériaux, tels que le béton, l'augmentation de la contrainte de cisaillement à vitesses de déformation élevées s'explique par des changements dans les mécanismes de rupture. Ces matériaux sont constitués de grains liés dans une matrice. Il a été démontré que la rupture se produit par la propagation intergranulaire des fissures dans des situations quasi-statiques et par la propagation transgranulaire des fissures dans le domaine dynamique. Pour le matériau inerte, la propagation transgranulaire des fissures a également été observée lors d'étude post-mortem dans des sollicitations quasi-statiques à l'aide d'un microscope à balayage électronique [15]. La dépendance à la vitesse de déformation pourrait aussi être liée aux propriétés visqueuses du liant. Cependant, seules des observations à l'échelle des constituants peuvent permettre d'enquêter sur les mécanismes de rupture locaux qui sont responsables de cet effet macroscopique.

CHAPITRE 3 : Essai de compression dans la tranche et observations en temps réel

1. Introduction

L'objectif de cette thèse est de contribuer à la compréhension et l'identification du mécanisme dissipatif local responsable de la création de points chauds lors des impacts à vitesse modérée. Plusieurs questions se posent :

- Dans l'hypothèse d'un matériau biphasique, où sont localisés les points chauds ? Dans la matrice ou dans les plus gros grains ?
- Peut-on éluder la nature du phénomène dissipatif en observant les déformations locales ? S'agit-il de plasticité, de frottement, d'une concentration de contraintes en pointe de fissure, ... ou d'une combinaison de plusieurs phénomènes ?
- Les points chauds sont-ils isolés ou y-a-t'il des interactions entre eux ?
- A-t-on un changement de phase du HMX (transition de la phase β vers la phase δ) comme cela est suspecté sur des observations post-mortem [146; 147] ?
- Peut-on estimer l'amplitude des champs mécaniques locaux ?

Pour tenter de répondre à ces questions, les recherches se sont beaucoup appuyées sur la microscopie optique. Des échantillons ont été soumis à des sollicitations élémentaires comme par exemple une compression simple quasi-statique ou dynamique, ou, un essai triaxial très confiné. Après induration par une résine, découpe et polissage, les observations optiques permettent de constater les conséquences locales (fissuration, localisation des déformations, ...) des différents chargements macroscopiques appliqués.

Cette démarche connaît plusieurs limitations :

- On n'observe que l'état final c'est-à-dire qu'il est nécessaire de caractériser longuement et fastidieusement des échantillons sains pour définir ce qu'est un état initial.
- Ceci implique une difficulté parfois pour interpréter des observations et pour déduire l'enchaînement temporel des mécanismes.
- Il n'y a pas de mesures possibles de grandeurs au cours du temps.

Ces limitations suggèrent :

- Le besoin d'observation en temps réel et à l'échelle spatiale adéquate des déformations et des échauffements locaux,
- Le couplage nécessaire avec le calcul de structure tant que les champs de contraintes resteront inaccessibles à la mesure,
- Un dialogue entre les calculs et les observations expérimentales pour progresser dans la compréhension.

Le cahier des charges de l'expérimentation qui répondrait idéalement à la problématique respecte les points suivants :

- Un volume doit être sollicité avec des vitesses de quelques dizaines de mètres par seconde et des pressions allant de la dizaine à 300 MPa macroscopiquement.
- Pour l'observation et la mesure des déformations, la résolution spatiale doit être de l'ordre de la taille des points chauds attendus c'est-à-dire de l'ordre du micromètre voire moins et la résolution temporelle doit permettre d'avoir une image toutes les 10 μ s.
- Pour la quantification de la température locale, la résolution spatiale doit être de l'ordre du micromètre, la résolution temporelle doit permettre d'avoir une image toutes les 10 μ s et quelques images suffisent, et, une résolution de quelques degrés à 10°C suffit.
- L'essai doit être un essai de laboratoire c'est-à-dire utilisant quelques grammes d'explosif et non un essai de type champs de tir difficile à mettre en œuvre.
- L'allumage n'ayant pas toujours lieu à la surface de l'échantillon (par exemple, dans le cas du Steven-test, l'allumage est prédit au milieu de l'échantillon), il faut observer de façon perpendiculaire à la direction de l'impact.

2. Conception de l'essai

Etant donné qu'il est impossible de visualiser les grains au microtomographe à cause du trop faible contraste dans le matériau et que le temps d'acquisition est trop long, l'étude en volume énoncée dans le cahier des charges est écartée. L'essai doit donc permettre seulement une

observation surfacique de l'échantillon. Ainsi, nous nous intéressons aux essais d'impacts sur tranche qui ont été largement étudiés dans la bibliographie sur matériaux non confinés [75; 116; 126; 129; 138-140]. Ici, les observations restent à l'échelle macroscopique. Les essais qui nous intéressent sont ceux sur matériaux confinés. Un essai appelé « punch-test » (Figure III - 1) a été développé au Los Alamos National Laboratory (USA) pour observer la déformation du PBX 9501 soumis à un impact [7; 8]. Il s'agit d'un essai d'impact sur la tranche d'une pastille rectangulaire d'explosif permettant l'observation des déformations macroscopiques et du lieu de l'allumage dans la direction perpendiculaire à l'impact. Ce dispositif permet notamment l'emploi des méthodes de mesure de champs de déplacement ou l'utilisation de détecteur thermique [79].

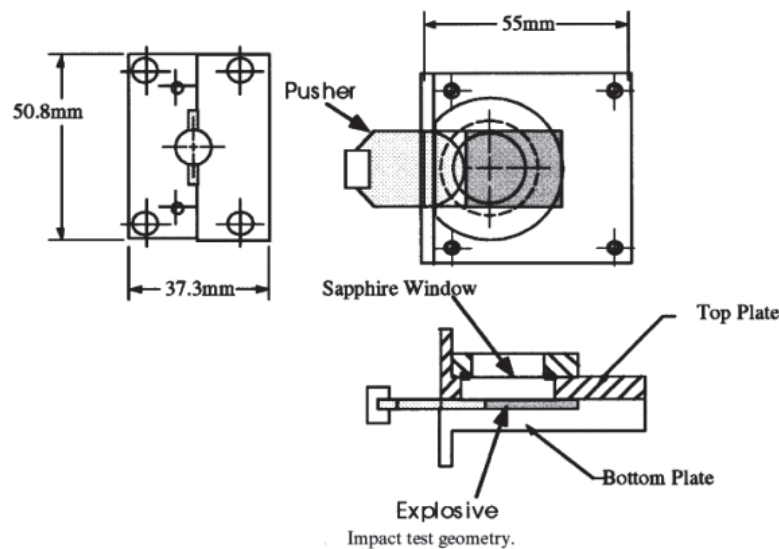


Figure III - 1 : Schéma du punch test américain [7; 8].

La recherche des mécanismes locaux implique des grossissements optiques supérieurs à ceux utilisés pour le punch-test et donc des champs observés de taille inférieure à la dimension des échantillons. Ces champs nous rendent dépendant des mouvements de corps rigides du dispositif et des jeux de montage. Pour cela, une première version d'un essai d'impact dans la tranche « inversé » a été proposée [120; 149]. Le matériau est confiné dans une cellule et il se déforme autour d'une singularité géométrique. La cellule étant fixe spatialement, l'obstacle l'est aussi et c'est le matériau qui se déplace.

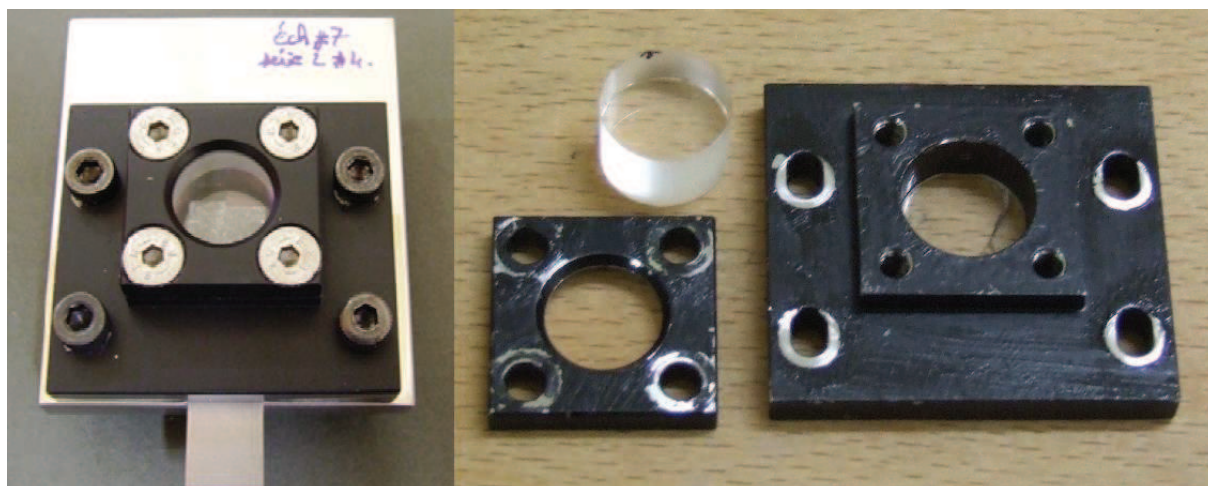


Figure III - 2 : Images de la cellule d'essai. A gauche, cellule montée et à droite, face d'observation démontée.

L'échantillon de taille 10x10x3mm est placé dans une plaque métallique épaisse usinée avec un canal de 10 mm de largeur (Figure III - 3). Cette enceinte en acier contient un second canal de largeur 5 mm dans lequel le matériau peut se déplacer durant l'essai. L'angle de ce canal permet de créer une zone de fort cisaillement lorsque l'échantillon est poussé par sa face inférieure de bas en haut.

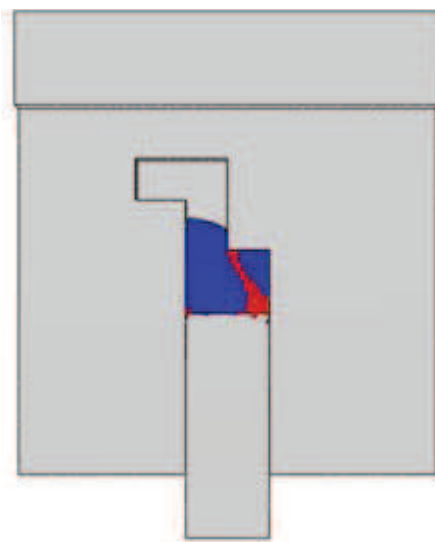


Figure III - 3 : Base de la cellule de confinement [120]. Simulation de la déformation et de l'allumage (zones rouges) lors d'un essai.

Sur la Figure III - 2, à droite, la face d'observation est présentée. La pièce métallique la plus large se positionne sur la base. Elle contient un espace cylindrique dans lequel une lame demi-

onde puis un cylindre de verre sont empilés au contact de l'échantillon. L'observation se fera à travers cet assemblage. Puis le cylindre de verre est bloqué par la pièce métallique la plus petite assurant le bon confinement de l'échantillon (Le plan de la cellule d'essai est donné sur la Figure III - 4.). La présence de la lame permet de contrecarrer l'extinction optique observée lorsque le HMX se rapproche de la vitre. Ce problème est connu [160] et provient de la biréfringence du HMX ou de la présence d'une lame d'air piégée entre le matériau et la vitre.

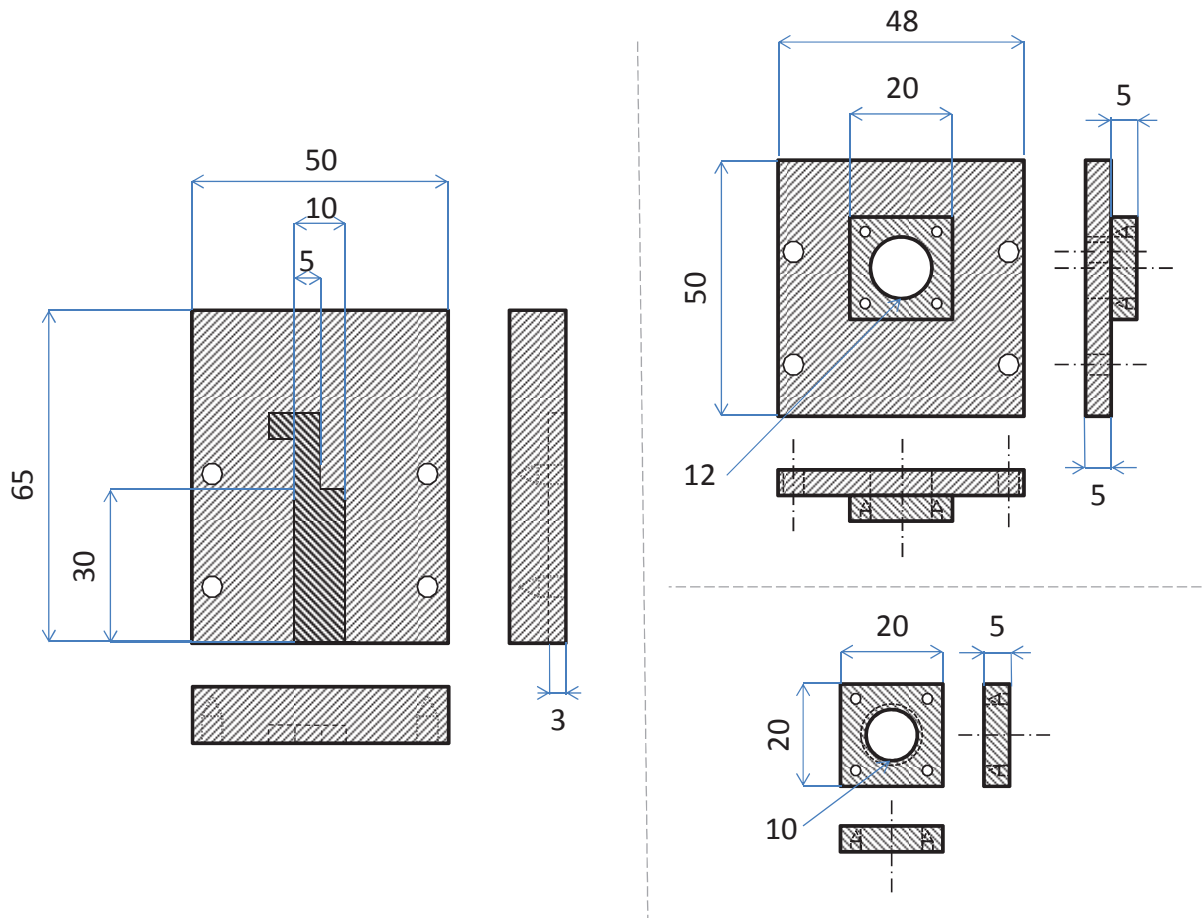


Figure III - 4 : Plan de la cellule d'essai.

L'échantillon est poussé dans le montage par l'intermédiaire d'un piston mis en mouvement par le vérin d'une machine hydraulique de compression rapide (Figure III - 5).

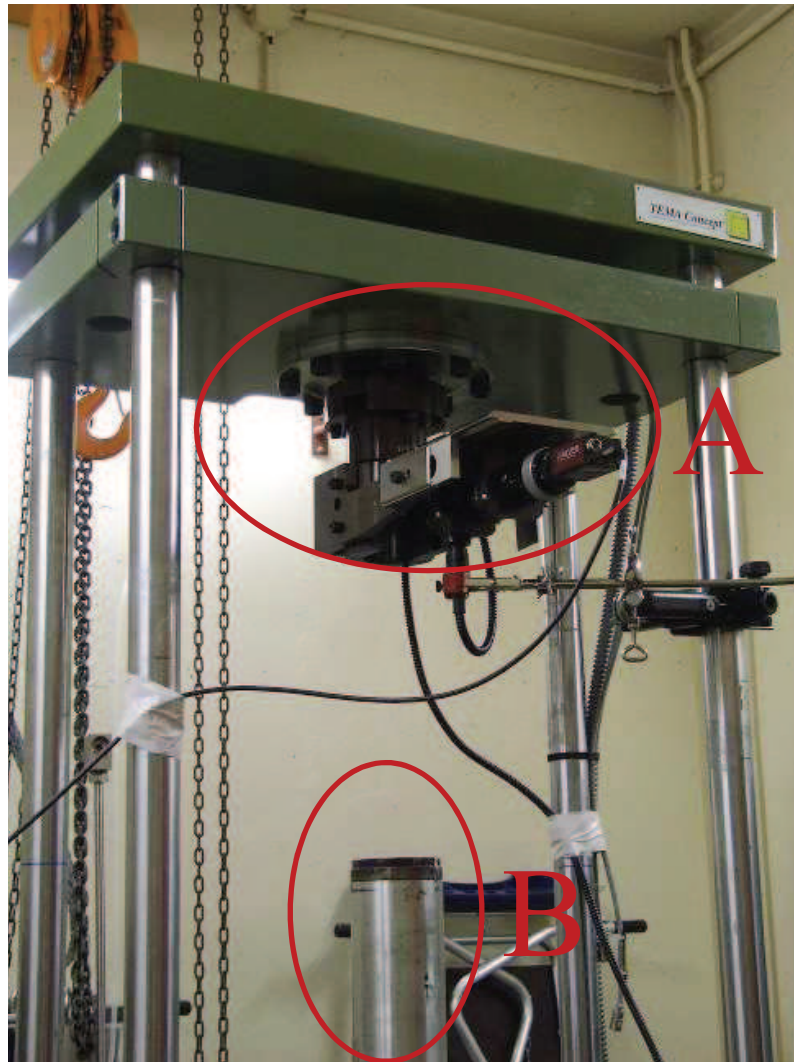


Figure III - 5 : Machine hydraulique de compression. Les deux traverses supérieures sont immobiles. Le « porte cellule » (ensemble métallique noir) est fixé à la traverse inférieure. A : dispositif optique et « porte cellule » d'essai. B : Vérin dont la vitesse est imposée (jusqu'à 15 m/s) de bas en haut.

La cellule d'essai est placée dans le « porte cellule » et y est fixée de façon à en être solidaire. Sur le « porte cellule » est fixé tout le dispositif optique de façon solidaire également (zone A de la Figure III - 5 et Figure III - 6). Ceci dans l'objectif d'empêcher tout mouvement d'ensemble lors de l'observation.

L'ensemble optique est constitué d'un objectif Navitar 12x [1], d'un analyseur et d'une caméra 5 mégapixels Stingray F-504 B/C [2]. Le zoom de l'objectif est réglé sur 2. Ceci entraîne les conditions suivantes :

- une résolution de $1,8 \mu\text{m}/\text{pixel}$,
- une profondeur de champs d'environ $300 \mu\text{m}$,
- un champ observé de $4,4 \times 3,7 \text{ mm}^2$,
- une distance de travail par rapport à l'échantillon de 115 mm.

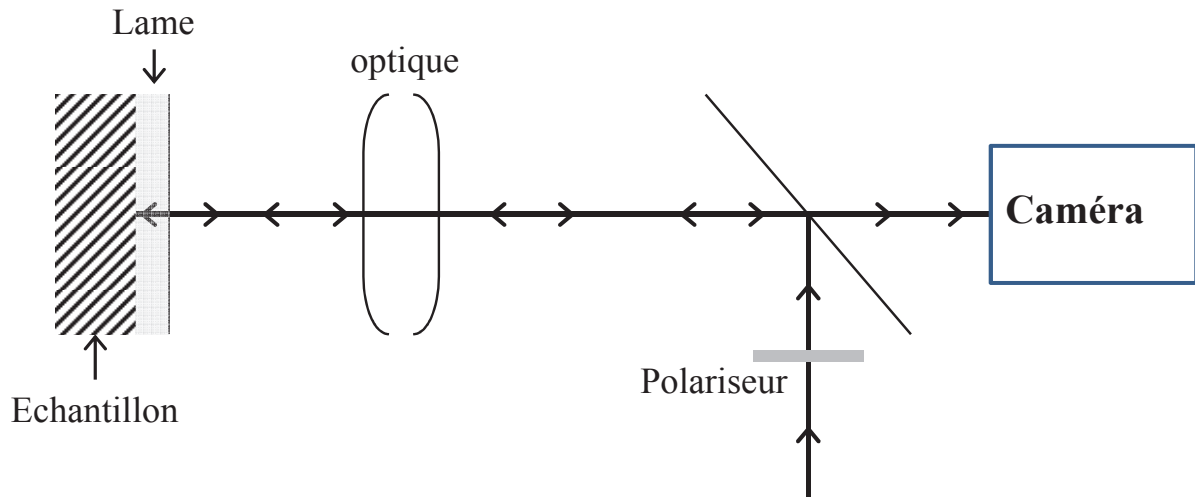


Figure III - 6 : Schéma du chemin optique de la lumière.

Ces conditions sont un compromis par rapport aux caractéristiques visées qui étaient d'avoir une résolution proche du micromètre par pixel, d'avoir un champ observé de l'ordre de 2mm x 2mm et d'avoir une profondeur de champ raisonnable pour permettre une bonne mise au point malgré les défauts de planéité possible des échantillons. En effet, augmenter le zoom permettrait d'améliorer la résolution et de diminuer la taille du champ, par contre cela diminue drastiquement la profondeur de champ ce qui rend difficile la mise au point initiale et induit une perte de netteté durant l'essai à cause des déplacements hors plan. L'ajout de lentille devant l'objectif rend la mise au point impossible car cela augmente également la distance de travail. Enfin, l'ajout d'adaptateur entre l'analyseur et la caméra, améliore la résolution, diminue la taille du champ, mais diminue la profondeur de champ. La distance de travail diminue également. Pour des raisons de sécurité, il est également préférable de ne pas être trop proche de la cellule d'essai.

L'acquisition est réalisée à l'aide du logiciel de la caméra pour les essais lents (avec 0,81 images/s)

3. Mode opératoire pour la réalisation d'un essai

La réalisation d'un essai passe successivement par une étape de préparation de l'échantillon (polissage d'une face), du montage, et d'une première cartographie de la microstructure à

l'aide d'un microscope optique. Cette image est introduite dans le logiciel de simulation afin de déterminer à priori les zones d'intérêt (fortes déformations, endommagement, ...). Ces zones sont alors cartographiées optiquement à plus fort grossissement avant la fermeture du montage (mise en place de la vitre). Si l'essai est réalisé à vitesse lente, il est filmé en temps réel. En fin d'essai, la microstructure est cartographiée avant et après démontage de la vitre. Cette méthode permet de connaître l'effet du déconfinement et donc du déplacement hors plan de la microstructure quand celle-ci est observée à l'air libre en fin d'essai. Dans la suite du paragraphe, les points importants de chaque phase sont détaillés :

- **Préparation de la surface de l'échantillon à observer :**

La face observée est polie afin de la rendre la plus plane possible et de révéler une microstructure bien apparente.

- **Préparation des montages métalliques :**

Les parties des montages apparaissant dans le champ optique ou proche de celui-ci sont colorées dans une couleur sombre. Cela évite une réflexion de lumière par l'acier et donc une saturation des images.

- **Assemblage partiel :**

L'échantillon est placé dans la base en acier de la cellule d'essai sans abimer la face d'observation.

- **Première série d'observations avant l'essai au microscope optique :**

Le champ observé est cartographié deux fois au microscope, d'une part avec l'objectif X5 qui donne une résolution de $0,7 \mu\text{m}/\text{pixel}$ et d'autre part avec l'objectif X10 qui donne une résolution de $0,35 \mu\text{m}/\text{pixel}$. Ces images au microscope permettent (1) de connaître l'état initial du matériau avec une résolution supérieure à celle de l'optique « temps réel » et (2) de disposer de la géométrie initiale de la microstructure.

- **Simulations d'orientation :**

Les simulations numériques seront décrites plus loin dans les chapitres 4 et 5. Ici, en utilisant, la méthode de simulation ainsi que le calage « à priori » de la matrice décrits dans le chapitre 4, une simulation considérant la géométrie de la microstructure est menée. Une étude paramétrique numérique est réalisée à priori en adoptant divers coefficients de frottement à l'interface grains/matrice. Les zones de plus grand glissement grain/matrice sont repérées ainsi que celles où la déformation plastique est la plus forte dans la matrice ou les gros grains.

- **Seconde série d'observations avant l'essai au microscope optique :**

Les zones repérées précédemment par les calculs sont cartographiées avec les objectifs X20 et/ou X50. Cette démarche permet de sélectionner des zones d'intérêt et d'éviter la réalisation longue et fastidieuse de cartographies à grand grandissement de tout le champ d'observation.

- **Assemblage total :**

La cellule d'essai est refermée avec la lame, la vitre et les deux pièces métalliques de la Figure III - 2.

- **Troisième série d'observations avant l'essai au microscope optique :**

La zone qui sera observée durant l'essai est de nouveau cartographiée deux fois au microscope, avec les objectifs X5 et X10. Cette étape permet d'avoir l'état initial confiné du matériau au cas où la fermeture du montage ait modifié la surface. La cellule d'essai limite l'utilisation des grossissements supérieurs au microscope optique compte tenu de la distance de travail minimale imposée par l'épaisseur de la vitre. C'est pour cela que les zones prises en X20 et X50 le sont sur échantillon nu.

- **Préparation du dispositif optique de l'essai :**

L'ensemble composé de l'éclairage, du polariseur, de l'objectif, de l'analyseur et de la caméra est monté sur le support qui est solidaire de la machine hydraulique. Le logiciel d'acquisition est paramétré (temps de pause, propriétés des images, ...).

- **Montage de la cellule d'essai :**

La cellule d'essai est fixée solidement dans le porte-cellule solidaire de la machine hydraulique.

- **Réglages optiques :**

Avec la source lumineuse à son maximum, le temps de pause de la caméra est diminué pour obtenir l'intensité lumineuse souhaitée sans saturer l'image. En utilisant l'histogramme des niveaux de gris des pixels dans le logiciel d'acquisition, on détecte les saturations et on cherche à étaler l'histogramme. Ensuite, la netteté de l'image est réglée en ajustant la bague avant de l'objectif. Pour assurer la réussite des opérations précédentes, les images sont prises avec un grossissement supérieur au grossissement utile. Enfin, pour améliorer le contraste, l'analyseur est utilisé ou encore le temps de pause est légèrement modifié.

- **Réglage de la vitesse de la machine hydraulique.**

- **Réalisation de l'essai : L'acquisition est lancée puis la machine hydraulique.**

- **Démontage de la cellule du porte-cellule.**

- **Première série d'observations après l'essai au microscope optique :**

Le champ observé avant et pendant l'essai est cartographié à nouveau deux fois avec les objectifs X5 et X10 du microscope. Ces images donnent l'état final de l'échantillon encore confiné dans la cellule avec une meilleure résolution que l'optique utilisée durant l'essai.

- **Démontage de la vitre de la cellule.**

- **Seconde série d'observations après l'essai au microscope optique :**

Le champ observé avant et pendant l'essai est cartographié à nouveau deux fois avec les objectifs X5 et X10 du microscope. Ceci permet de juger du rôle du déconfinement sur l'apparition de microfissures. Ensuite, les zones d'intérêt qui avaient été cartographiées en X20 et X50 après la simulation d'orientation sont recherchées dans l'échantillon et cartographiées à nouveau à l'état final.

Durant cette thèse, l'observation en temps réel et en régime dynamique des échantillons n'a pas fonctionné. En effet, observer un champ millimétrique avec la même résolution spatiale n'est pas compatible des caméras rapides disponibles actuellement. Ces essais nécessiteraient donc d'utiliser des appareils photographiques mais alors se posent les problèmes de leur ouverture alternée et d'un éclairage plus intense pour contrecarrer les faibles durées d'expositions et les pertes optiques. Pour les essais dynamiques, le mode opératoire est le même qu'en régime quasi-statique mais sans l'étape d'observation en temps réel.

4. Essais réalisés et observations

4.1. Les essais réalisés

Trois types d'essais ont été réalisés :

- Un essai quasi-statique avec une vitesse de déplacement sur la partie basse de l'échantillon de $2 \mu\text{m.s}^{-1}$,
- Un essai dynamique avec une vitesse imposée de $11,6 \text{ m.s}^{-1}$,
- Un essai dynamique fortement confinés. Le canal dans lequel peut s'écouler l'explosif n'est plus vide mais le matériau inerte présenté dans le chapitre 2 y est placé. Ceci permet une montée en pression dans l'explosif en limitant son déplacement.

Par la suite, ces essais seront nommés simplement respectivement « quasi-statique », « dynamique » et « dynamique confiné ».

4.2. Endommagement

Ces observations concernent principalement l'allure des macro et microfissures.

La Figure III - 7 présente l'échantillon nu observé au microscope avant un essai dynamique et permet de définir l'état initial du matériau. On constate notamment :

- Une diversité des grains concernant leurs tailles et leurs orientations,
- Une forme allongée pour de nombreux gros grains,
- Des couleurs différentes des grains dues à l'anisotropie,
- Une absence d'orientation préférentielle pour les grains ou encore les microfissures ce qui implique qu'on peut considérer globalement le matériau comme isotrope,
- La présence de quelques rayures de polissage,
- La présence de taches noires qui sont soit des pores, soit des salissures.

La Figure III - 8 montre les microfissures qui peuvent exister initialement surtout au contact des gros grains ce qui suggère déjà que la matrice est plus molle. Enfin, la Figure III - 9 est un zoom dans la matrice et montre que le liant est difficile à voir et qu'il existe un peu de porosité intergranulaire (des salissures peuvent aussi être observées).

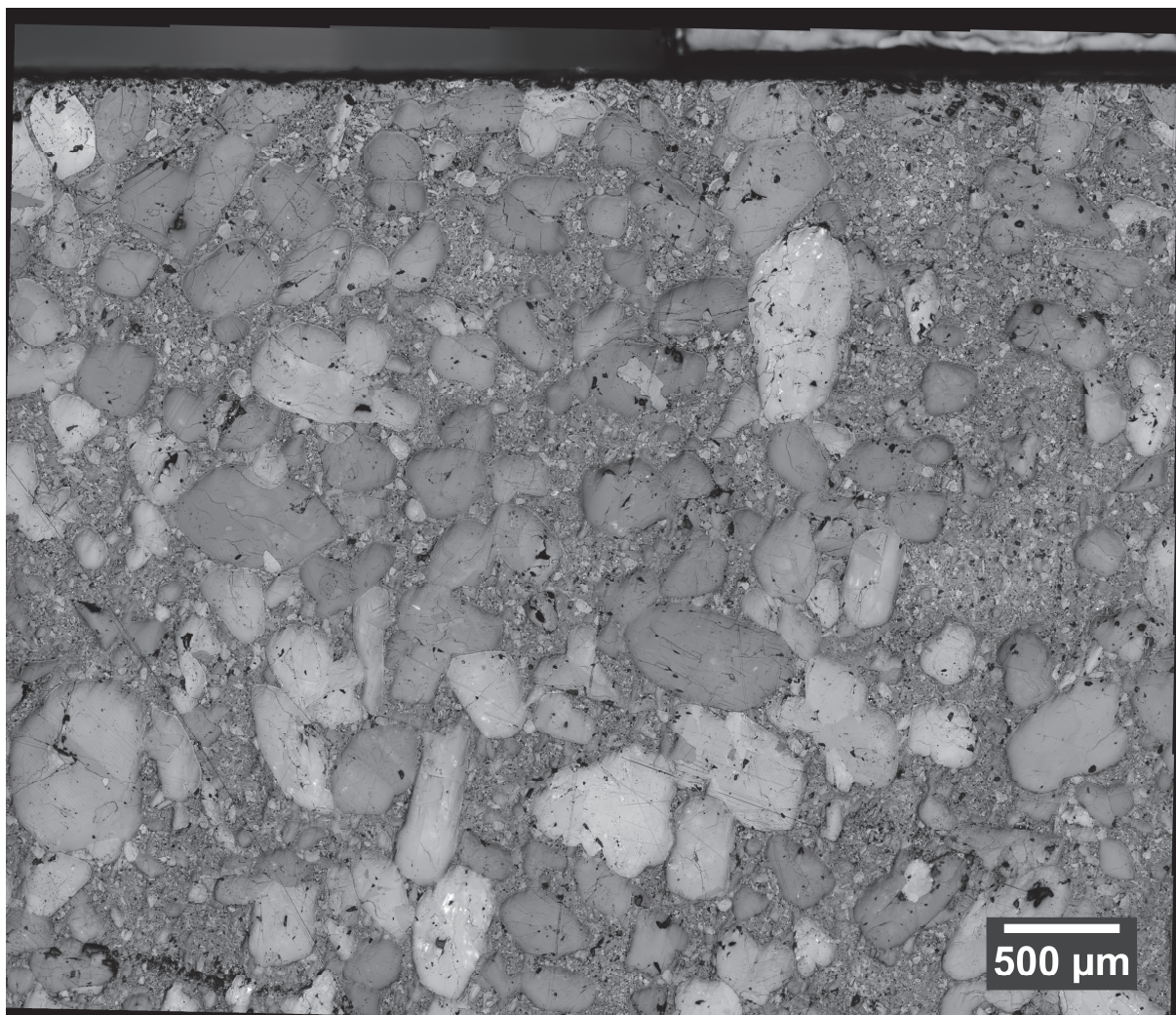


Figure III - 7 : Image reconstruite au microscope optique avec un grandissement X10 (0,35 μm/pixel) d'une partie d'un échantillon avant un essai dynamique.

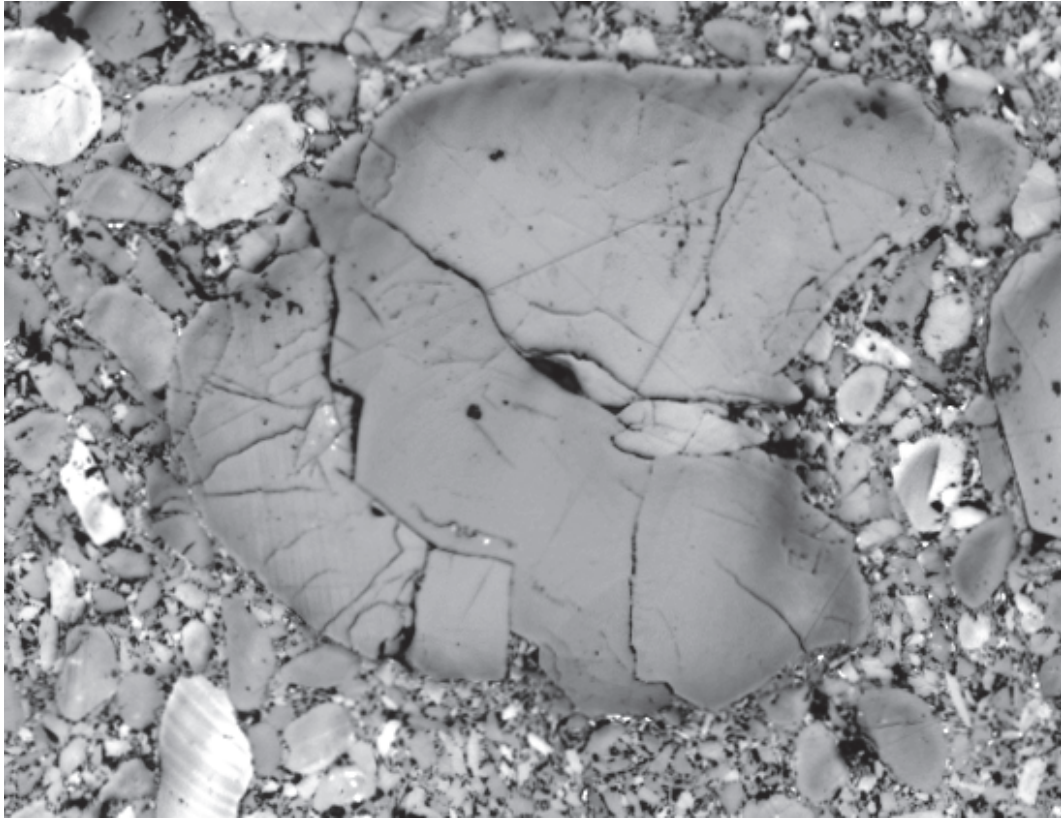


Figure III - 8 : Grain microfissuré dans le matériau à l'état initial (champ d'environ 500 x 400 μm).

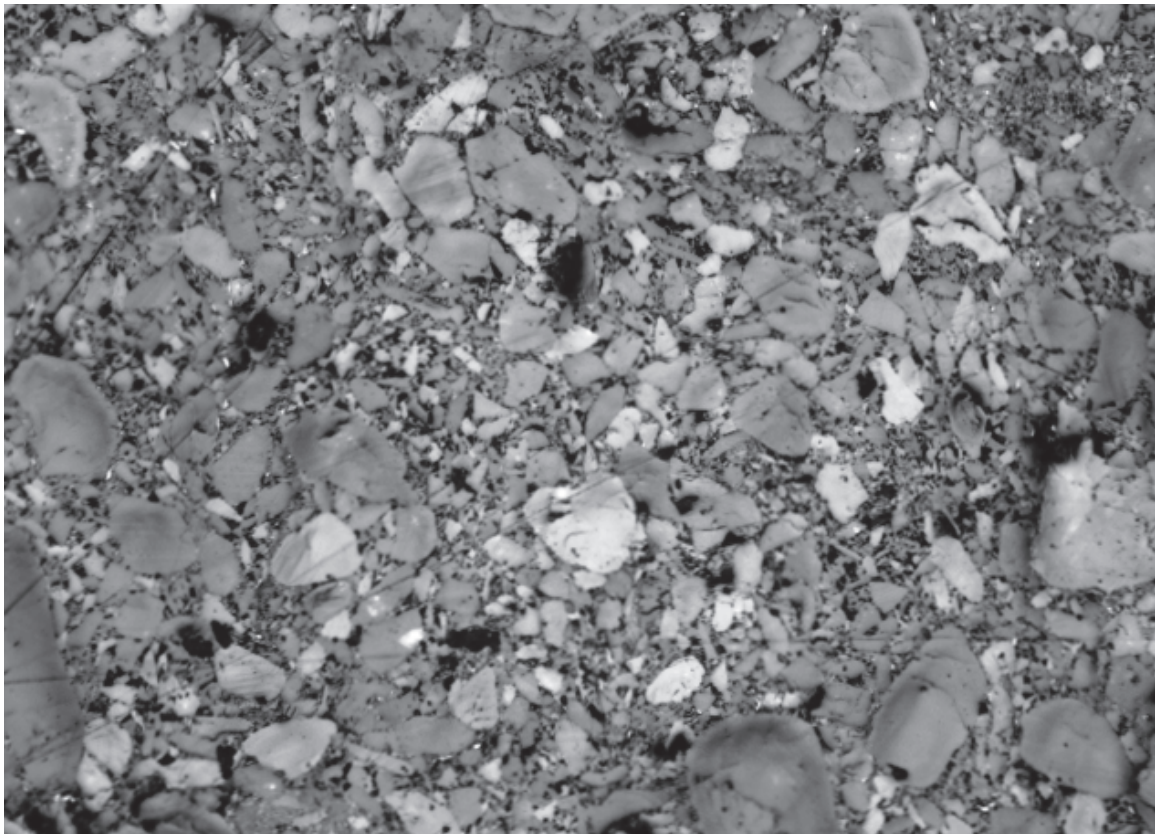


Figure III - 9 : Matrice dans le matériau à l'état initial (champ d'environ 600 x 450 μm).

La Figure III - 10 présente l'échantillon de la Figure III - 7 après l'essai dynamique. Il est possible que le retrait de la vitre d'observation qui de facto supprime le confinement engendre de la relaxation dans le matériau ou encore de nouvelles microfissures. C'est pourquoi, avant d'exploiter les images telles que la Figure III - 10, une comparaison est menée avec l'échantillon confiné en fin d'essai pour être sûr que les phénomènes ont bien été créés par l'essai et non par le déconfinement. Les effets dus au déconfinement seront précisés dans le texte.

De façon générale, sur la Figure III - 10, on observe une fissure en haut face au canal se propageant vers la gauche avec un angle de 45 à 60° par rapport à la verticale (repère E). On retrouve également cette fissure en quasi-statique. Pour les deux sollicitations, cette fissure n'est pas continue et s'apparente plus à un ensemble de macrofissures très voisines. Une légère différence apparaît dans sa propagation : en effet, en dynamique, elle traverse grains et matrice et prend globalement le chemin le plus court pour sa propagation, tandis qu'en quasi-statique, on observe une propagation qui majoritairement contourne certains gros grains se traduisant par une décohésion entre les grains concernés et la matrice.

Ensuite, on observe la propagation d'une fissure principale (elle traverse le rectangle A) avec une zone affectée de part et d'autre. Cette zone est orientée verticalement au droit de l'angle du canal. La fissure principale se propage à la fois dans la matrice et les gros grains. Plus bas, entre les rectangles B et C, la fissure se noie dans une bande verticale fortement endommagée d'une largeur de 150 à 200 μm en quasi-statique et de 200 à 350 μm en dynamique. Sur la Figure III - 10, les microfissures proches de cette bande sont repérées en vert. Elles n'ont pas d'orientation macroscopique dominante suggérant soit que l'orientation locale de la sollicitation est différente, soit que l'anisotropie du cristal de HMX domine. La partie à gauche de l'échantillon connaît une pression plus faible ce qui favorise l'avancée du bloc de gauche dans le canal et donc une ouverture en mode I des micro puis macrofissures du côté gauche de la bande (repères B et C). La zone endommagée se poursuit vers le repère G.

La zone notée F n'est pas affectée durant l'essai (comme celle au-dessus du repère E où la pression est nulle). Pour cette zone, l'échantillon est certainement en compression œdométrique et puisque le nombre de microfissures n'augmente pas, il peut être avancé que la pression dans cette zone durant l'essai a été inférieure à la pression de fabrication soit environ 150 MPa.

Enfin, notons que la fissure présente en bas à gauche sur la Figure III - 10 (repère D) est exclusivement due au retrait de la vitre d'observation.

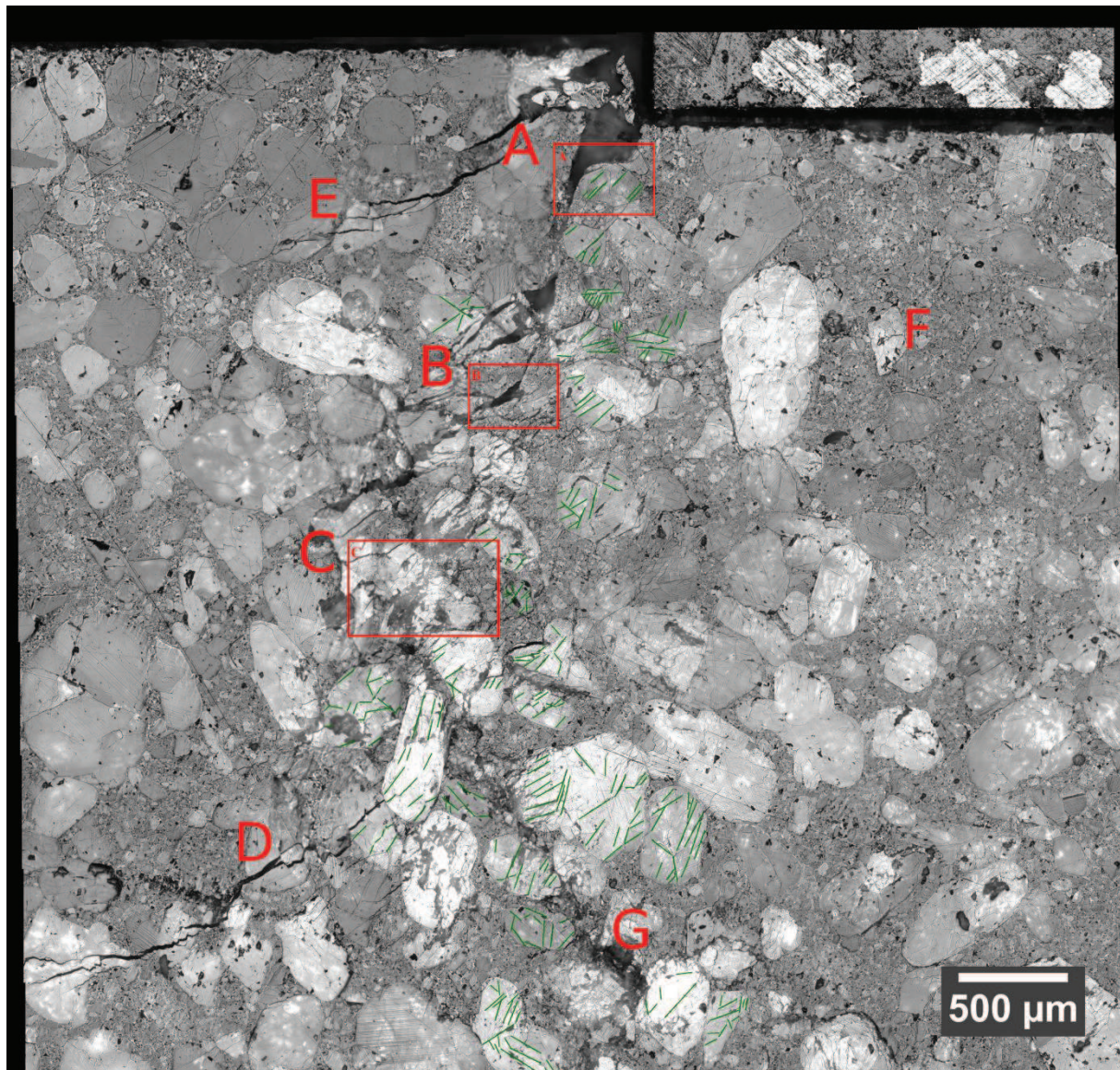


Figure III - 10 : Image reconstruite au microscope optique avec un grandissement X10 ($0,35 \mu\text{m}/\text{pixel}$) d'une partie d'un échantillon après un essai dynamique. Des zones d'intérêt sont repérées en rouge et sont détaillées dans ce chapitre et en vert sont repérées les microfissures apparues durant l'essai.

La zone verticale face à l'angle est composée en haut d'une zone dominée par la macrofissuration puis, plus bas, d'une zone plus ou moins large selon la sollicitation, où dominant l'endommagement et la microfissuration. Nous allons explorer la partie basse de cette zone verticale car elle semble être la seule où des phénomènes dissipatifs sont susceptibles d'apparaître. En effet, la macrofissure en partie haute s'ouvre sans frotter. Elle est causée par la présence du canal et une pression de confinement nulle à cet endroit.

Dans la partie haute de la zone verticale, nous sommes dans une zone macrofissurée et peu endommagée de part et d'autre des macrofissures. La fissuration, en sollicitation quasi-statique ou dynamique, est plutôt transgranulaire. La Figure III - 11 présente deux grains

avant et après l'essai se trouvant proche de l'angle du canal (zone A de la Figure III - 10). Dans cette zone haute, les macrofissures s'ouvrent et ne frottent pas car l'échantillon rompu se déplace facilement dans le canal.

Sur la Figure III - 11, on peut également observer que la fissure ne s'est pas propagée où le gros grain était initialement endommagé. De plus, durant l'essai, le plus gros grain s'est endommagé et les deux grains semblent rayés (réseau de bandes), ce phénomène sera détaillé un peu plus loin. Les microfissures ne semblent pas sensibles au réseau de bandes ce qui suggère que chronologiquement elles sont apparues avant.

Sur la Figure III - 12 est présentée également une macrofissure se trouvant plus bas dans l'échantillon (zone B de la Figure III - 10). Dans cet exemple, on observe une macrofissure principale. A gauche globalement l'échantillon est intact et, à droite, il est fortement endommagé avec des grains très microfissurés. Sur une grande partie de sa longueur, la macrofissure s'ouvre. Cependant, sur la partie haute de l'image du bas, on peut voir que les deux parties droite et gauche ont un grand déplacement relatif (un peu moins de 150 μm) pouvant être source de frottement (Les repères A et B permettent d'aider le lecteur à visualiser). La zone notée C montre un déplacement relatif de la matrice par rapport au grain et la zone notée D montre le rôle des contacts intergranulaires dans la génération et propagation des microfissures.

On retrouve ce phénomène dans les essais « faiblement confinés » que la sollicitation soit quasi-statique ou dynamique.

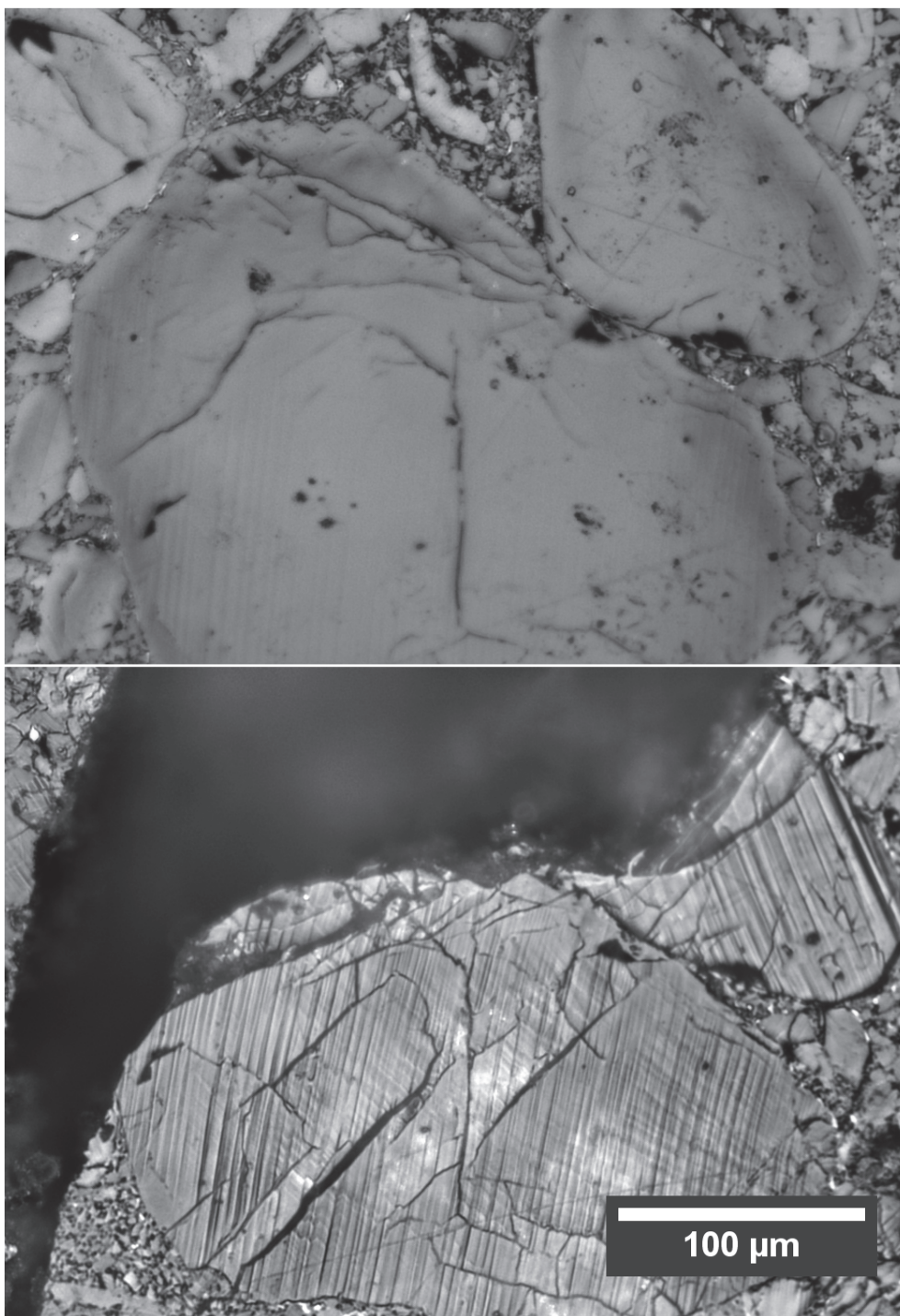


Figure III - 11 : Zone proche de l'angle du canal (zone A de la Figure III - 10), avant (en haut) et après (en bas) un essai dynamique. Apparition d'une macrofissure intragranulaire non frottante, d'un fort endommagement du grain et d'un réseau de bandes. Observation au microscope optique en grandissement X10.

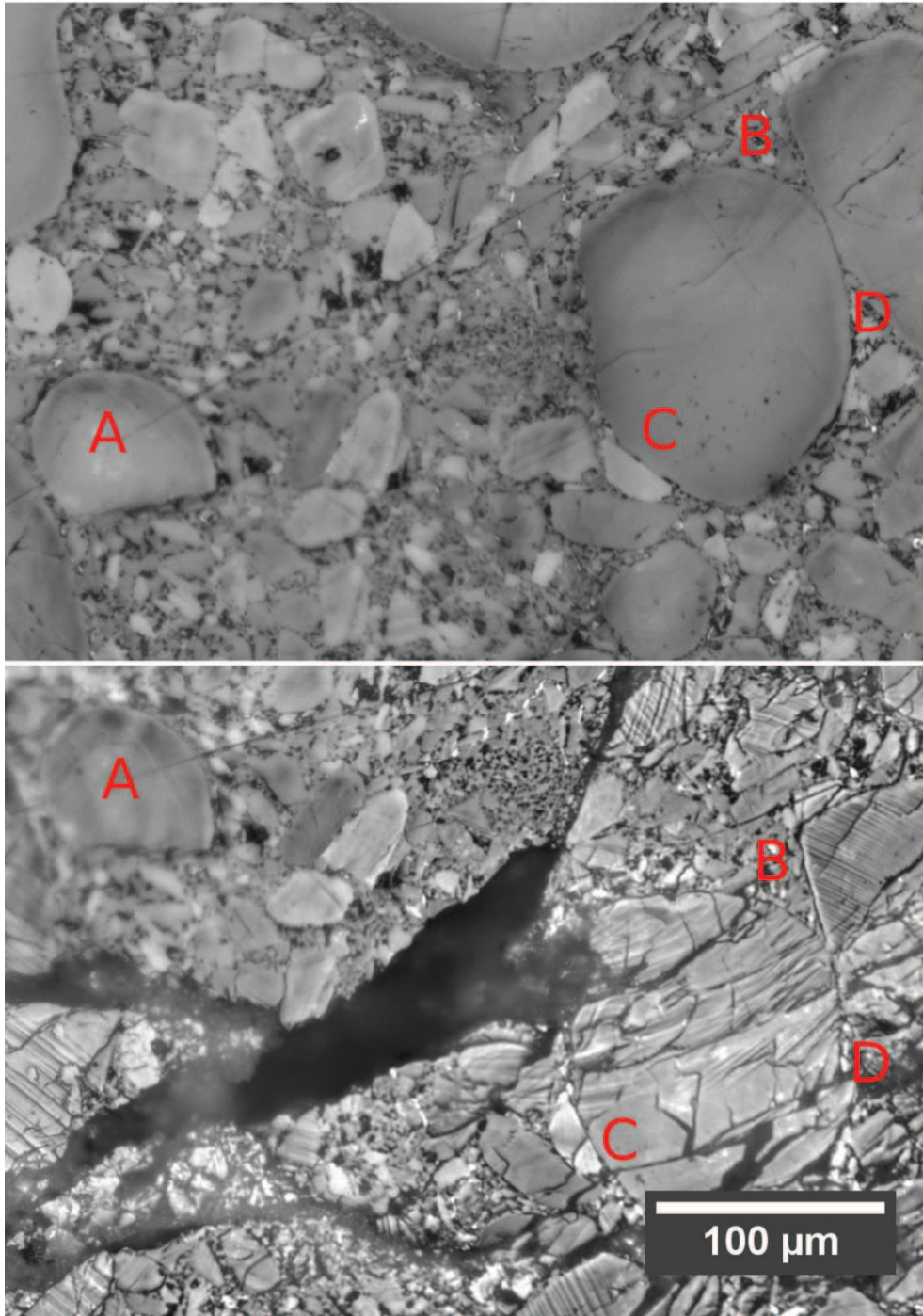


Figure III - 12 : Zone appartenant à la zone fissurée et endommagée face à l'angle du canal (zone B de la Figure III - 10), avant (en haut) et après (en bas) un essai dynamique, où apparaît durant l'essai une macrofissure transgranulaire dont une partie est frottante. Observation au microscope optique en grandissement X10.

Enfin la Figure III - 13 illustre ce qui se passe dans la zone fortement endommagée. Le grain de la Figure III - 13 est fragmenté, très microfissuré. L'endommagement est plutôt diffus et se traduit par une pulvérisation du grain en partie centrale. On ne voit pas une seule macrofissure traverser le grain mais plutôt une bande épaisse de matière de 50μm de largeur totalement fragmentée. La matrice est également très endommagée.

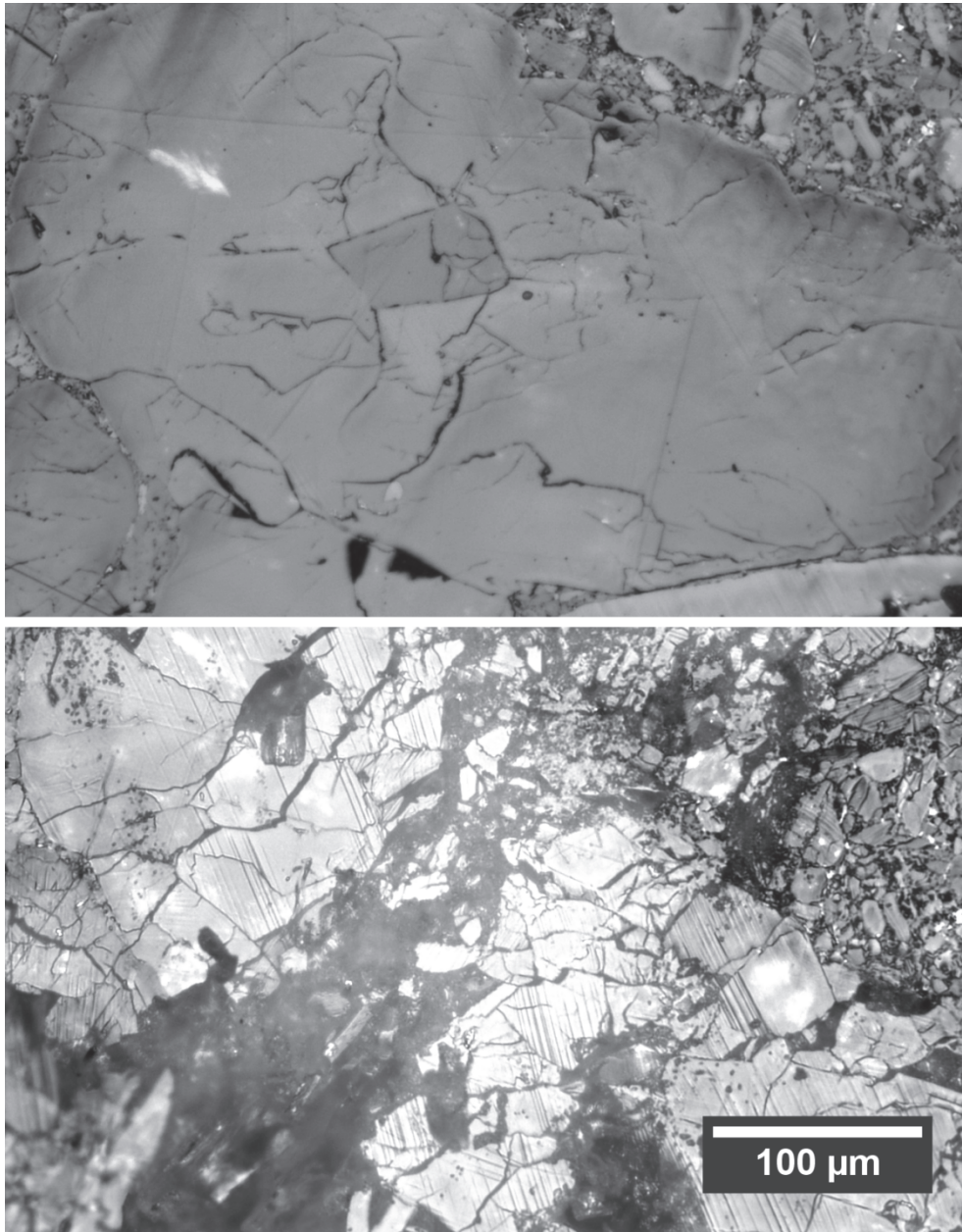


Figure III - 13 : Zone appartenant à la zone endommagée verticale (zone C de la Figure III - 10), avant (en haut) et après (en bas) un essai dynamique. Apparition d'un endommagement plutôt diffus du grain observé. Observation au microscope optique en grandissement X10.

Après avoir vu, que de façon générale, dans les essais en quasi-statique et en dynamique, la zone affectée durant l'essai se situe quasi-verticalement (légèrement orientée vers la gauche) face à l'angle du canal. Cette zone affectée est, dans sa partie proche du canal, composée de macrofissures. Plus on s'éloigne du canal, plus la microfissuration devient importante et diffuse, créant une bande verticale endommagée. Dans cette bande, l'endommagement peut aller jusqu'à l'éclatement des grains les plus gros comme ceux de la matrice.

Dans les essais dynamiques confinés, l'allure de l'échantillon est différente. D'abord, il n'y a pas de macrofissures partant vers la gauche face au canal qui est maintenant rempli du matériau inerte décrit dans le chapitre 2. La zone verticale située face à l'angle est toujours le lieu d'un fort endommagement. La partie haute de cette zone, ici, ne connaît pas de macrofissuration. La totalité de cette zone est composée de microfissuration diffuse. Leur densité s'intensifie à environ 1 mm sous l'angle du canal (Cette zone A sera présentée plus précisément au paragraphe 4.5). Les indicateurs B à E permettent de juger des déplacements. Le trait rouge est le lieu où commence à se dessiner une macrofissure qui reste fermée sous l'effet de la pression. Enfin, le trait noir noté F est uniquement dû à la rupture de la lame durant l'essai. La Figure III - 14 présente cette zone verticale avant et après un essai dynamique confiné.

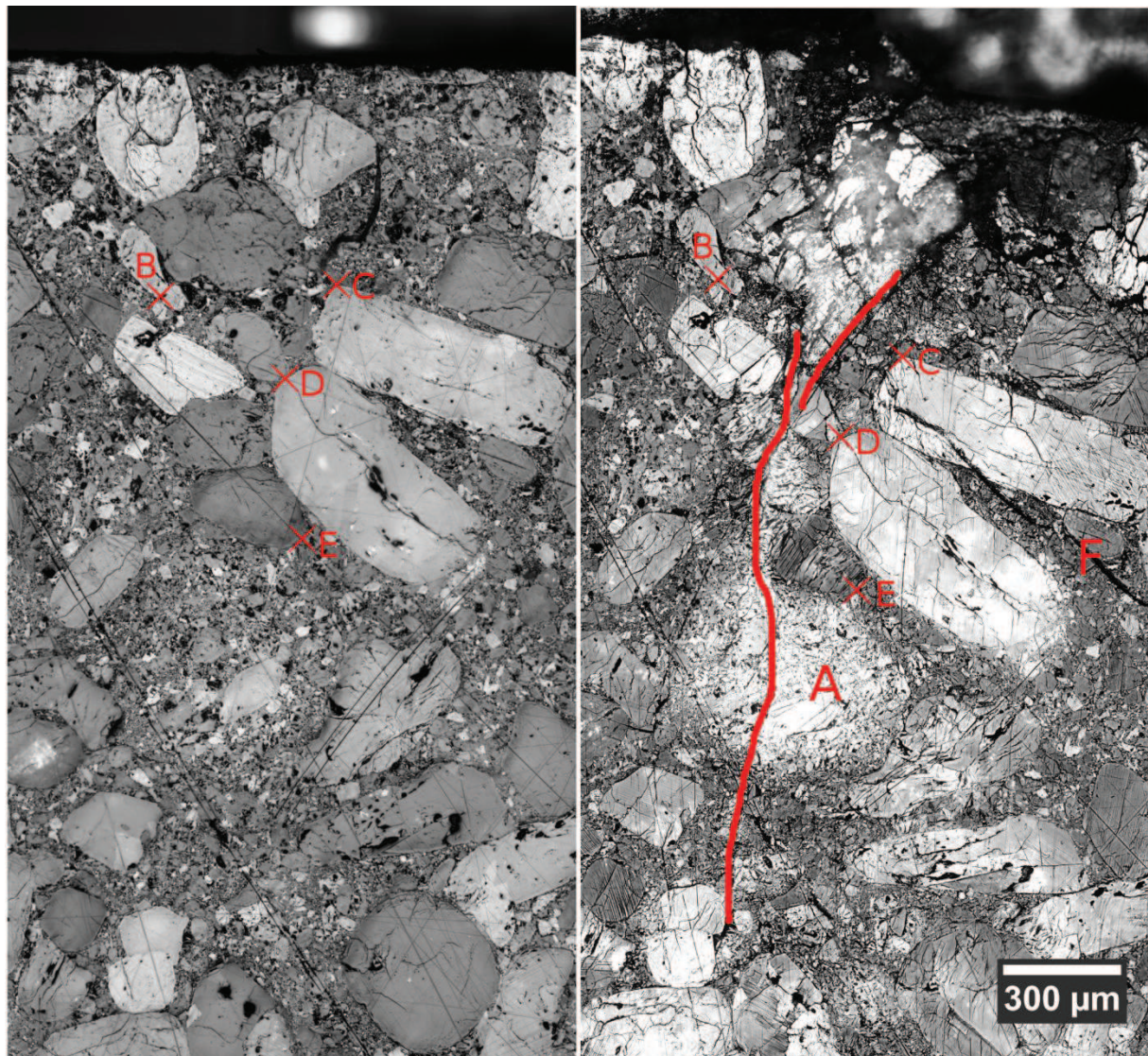


Figure III - 14 : Observation de la zone verticale endommagée avant (à gauche) et après (à droite) un essai dynamique confiné.

4.3. Les traces de « plasticité » des cristaux

Sur la Figure III - 11, on voit que durant l'essai des rayures régulièrement espacées apparaissent à la surface de certains grains. La très grande majorité des grains ayant ces bandes n'ont qu'un seul réseau de bandes orientées toutes dans la même direction. La Figure III - 15 présente un grain rayé selon deux directions. Cette partie de grains a deux réseaux de bandes. Le 1^{er} réseau était présent avant l'essai donc dû à la fabrication. Le second est apparu durant l'essai.

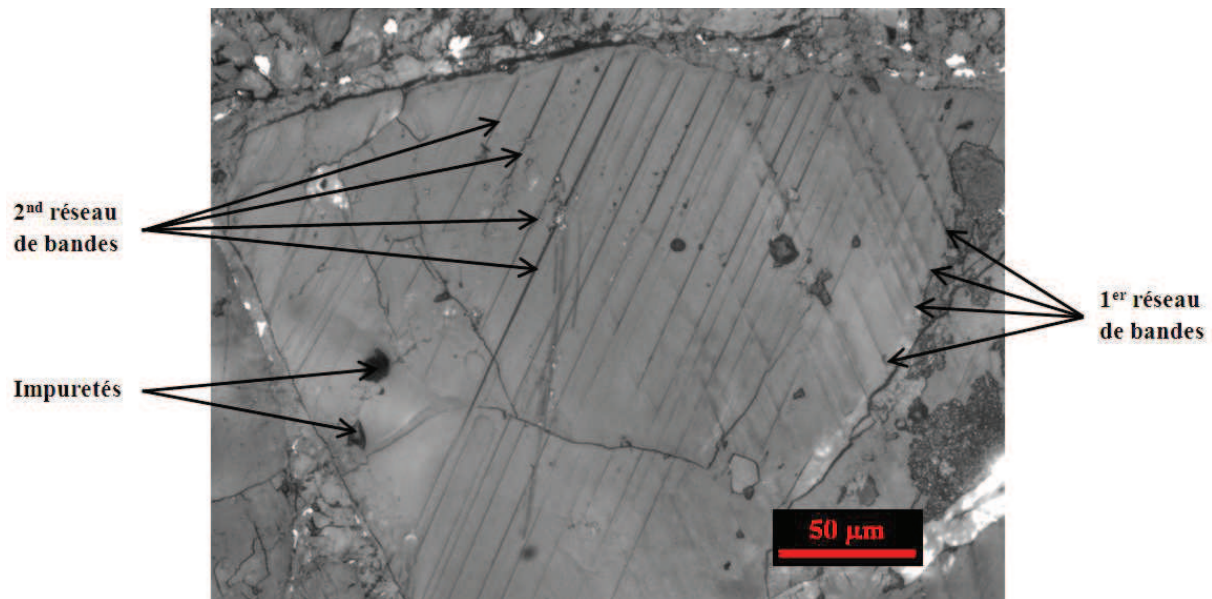


Figure III - 15 : Image au microscope d'une partie d'un grain qui voit apparaître des bandes durant un essai quasi-statique.

Une analyse « multi-Z » au microscope optique a été réalisée sur ce grain. Cette analyse permet de construire le relief d'une zone grâce à l'acquisition de plusieurs images à différentes distances de l'échantillon (c'est-à-dire à différents pas en Z). Le résultat de cette analyse est présenté sur la Figure III - 16. Elle a été confirmée sur plusieurs autres grains rayés.

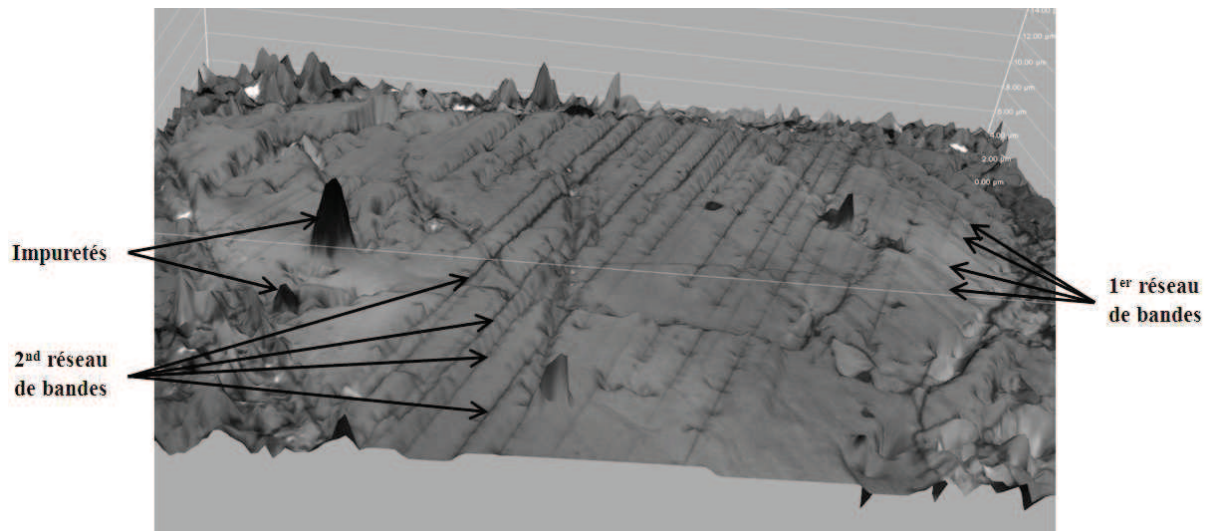


Figure III - 16 : Relief du grain de la Figure III - 15 construit par une analyse multi-Z au microscope optique.

L'analyse multi-Z a permis de comprendre que les rayures ne sont ni des microfissures ni l'expression d'un cisaillement dans le plan. Il s'agirait plutôt de l'effet d'un cisaillement ou d'un flambement hors plan. Le relief du grain a une amplitude de l'ordre de 1 à 2 μm , l'analyse au microscope optique ne pouvant pas être plus précise.

La plasticité des gros grains est observée que la sollicitation soit quasi-statique ou dynamique, avec ou sans confinement. Ces grains se trouvent plutôt dans les deux tiers droit de l'échantillon, face à la partie métallique et face à la limite canal/partie métallique. Nous verrons que ces localisations correspondent aux endroits où la pression de confinement est importante. La pression limite l'endommagement et permet à la plasticité de se développer. On observe très rarement ces signes de plasticité dans les grains de la matrice.

On peut remarquer également qu'on n'a pas observé de grandes déformations plastiques des grains tels que cela a déjà pu être observé dans les analyses post-mortem d'essais triaxiaux fortement confinés ou au cœur de cible de Steven-test où l'explosif n'a pas réagi. La raison probable est que la géométrie de l'essai force la localisation et que l'endommagement a l'air d'être un mécanisme dominant car il conduit à la fragmentation des grains. La pression est peut-être trop faible dans notre essai.

4.4. Les interfaces entre grains et matrice

Nous allons considérer plus loin dans les simulations que le matériau est biphasique. La question des conditions de frottement entre grains et matrice se pose donc. Lors de la conduite des essais, une série de simulations sont effectuées a priori en adoptant un coefficient de frottement nul et un comportement unilatéral à l'interface grains/matrice. Le mouvement relatif entre les grains et la matrice est alors favorisé numériquement. Trois à cinq zones de plus grand glissement grain/matrice sont repérées et cartographiées avec les objectifs X20 et/ou X50 au microscope optique avant et après l'essai. En quasi-statique, dans les zones repérées, deux phénomènes sont observés :

- une décohésion entre le grain et la matrice,
- lorsqu'il n'y a pas décohésion, pas ou peu de mouvement à l'interface grain/matrice.

La Figure III - 17 présente un exemple de zone où la simulation annonçait un fort déplacement grain/matrice et où, en fait, une décohésion apparaît.

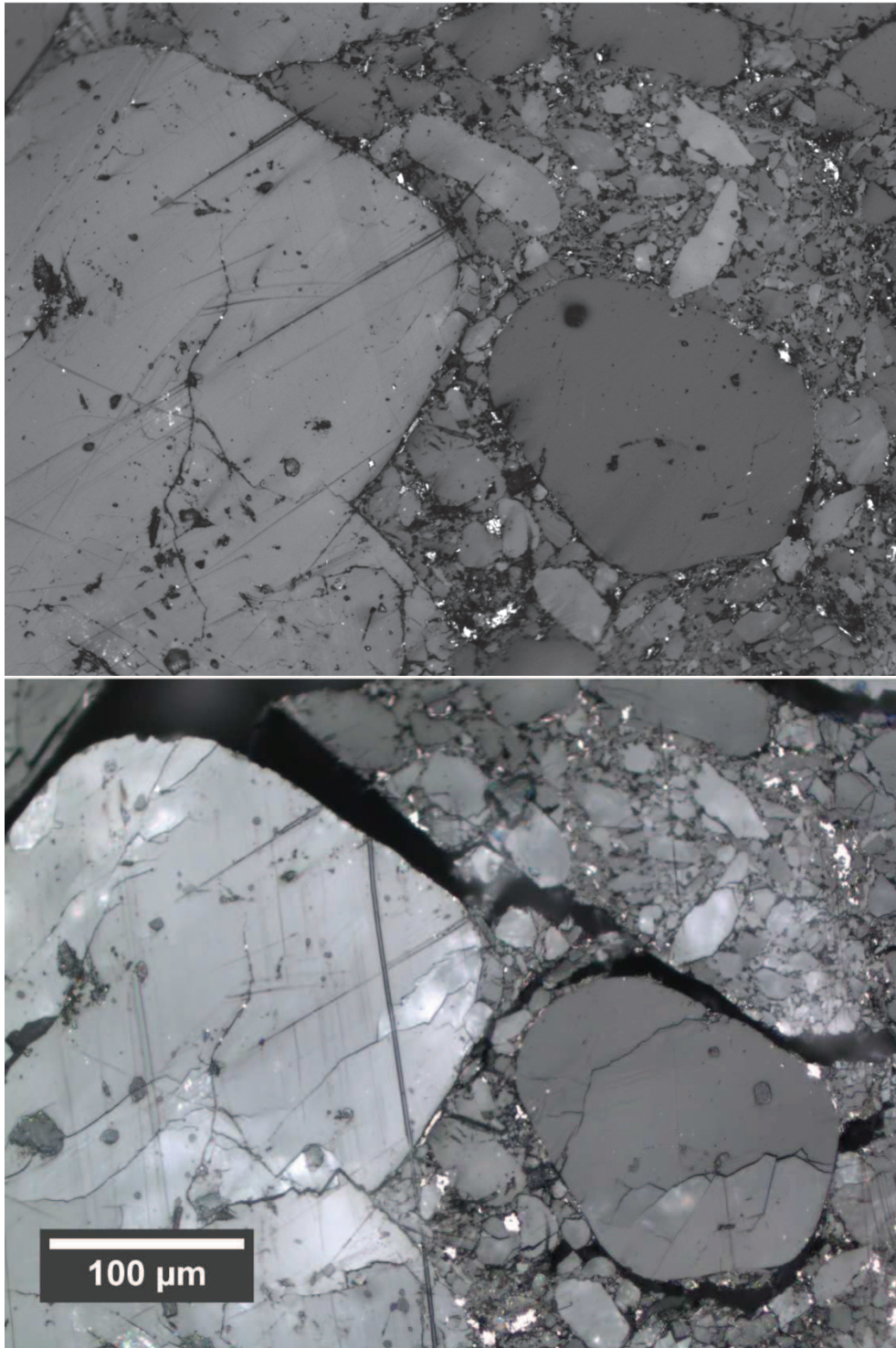


Figure III - 17 : Zone durant un essai quasi-statique où, d'après la simulation d'orientation, un fort déplacement entre grain et matrice aurait dû se produire et où en réalité une décohésion est apparue.

En dynamique, aucun mouvement à l'interface grain/matrice n'est observé expérimentalement. Aucune décohésion n'étant apparue dans les zones sélectionnées.

La Figure III - 18 présente un exemple de zone où la simulation d'orientation annonçait un fort déplacement grain/matrice et où, en fait, aucun mouvement relatif n'est observé.

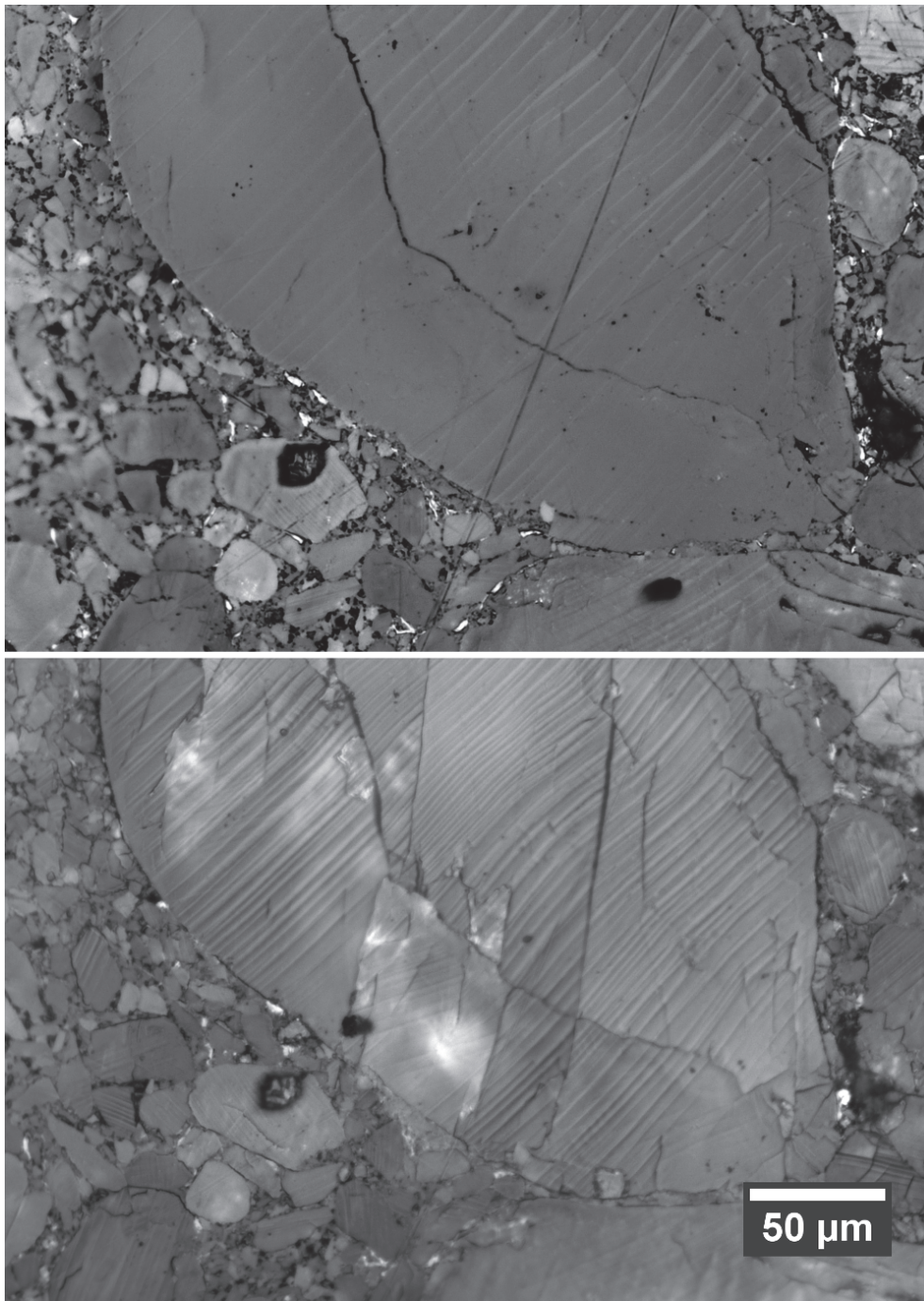


Figure III - 18 : Zone durant un essai dynamique où, d'après la simulation d'orientation, un fort déplacement entre grain et matrice aurait dû se produire et où en réalité aucun mouvement relatif entre grain et matrice n'est observé.

Ces observations amènent à la conclusion suivante : l'interface entre les grains et la matrice peut être définie par un coefficient de frottement très élevé et par une décohésion possible.

4.5. Comportement de la matrice

Après s'être intéressé à la plasticité des grains de HMX et aux propriétés de l'interface entre grains et matrice, nous allons nous intéresser dans ce paragraphe à la matrice.

La méthode de travail est la même que pour l'étude des propriétés des interfaces entre grains et matrice. Dans le mode opératoire décrit au paragraphe 3 de ce chapitre, au moment des simulations numériques d'orientation, on s'intéresse aux lieux où la matrice subit de fortes déformations plastiques. Ces simulations d'orientation sont réalisées en faisant varier les conditions d'interface (avec un coefficient de frottement nul ou très élevé).

Les trois à cinq zones repérées numériquement sont cartographiées avec les objectifs X20 et/ou X50 au microscope optique avant et après l'essai, comme cela est décrit dans le mode opératoire.

Les observations des différents essais conduisent à la conclusion que le comportement de la matrice est différent en quasi-statique et en dynamique.

En quasi-statique, le bilan des observations dans les zones numériquement fortement plastifiées conduit à dire que :

- Aucune bande de plasticité n'est observée au niveau des petits grains de la matrice.
- Une microfissuration des petits grains peut être rencontrée. Elle n'est pas anecdotique.
- La matrice se déforme. La Figure III - 19 présente une zone avant un essai quasi-statique. Six points de A à F ont été repérés sur l'image initiale et retrouvés sur l'image finale. Sur la Figure III - 19, les flèches représentent les vecteurs déplacements des points. A est le point de référence. Ceci est un exemple de déformation de la matrice.

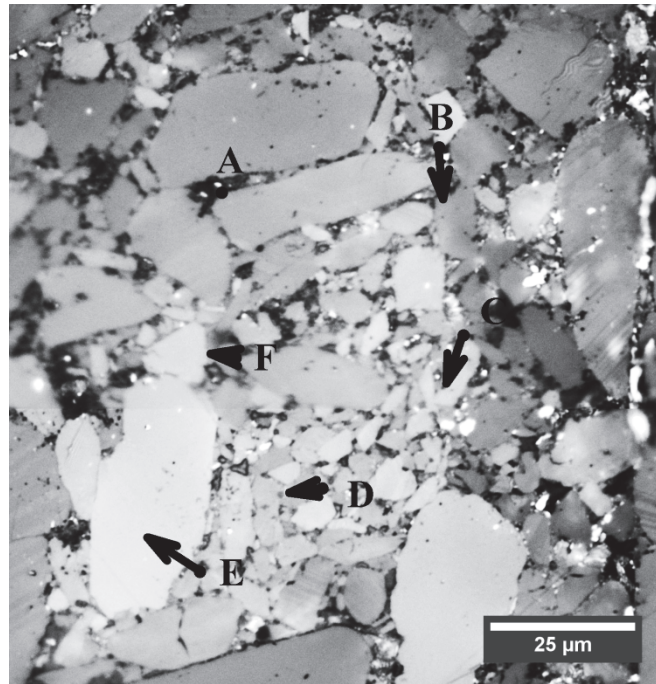


Figure III - 19 : Exemple de réorganisation de la matrice lors des essais quasi-statiques. A est un point de référence, cinq autres points sont repérés et leurs vecteurs déplacements respectifs sont donnés.

En dynamique, le bilan des observations dans les zones numériquement fortement plastifiées conduit à dire que :

- Comme en quasi-statique, aucune bande de plasticité n'est observée au niveau des petits grains de la matrice (ou de façon très exceptionnelle).
- Un peu d'endommagement des petits grains peut être rencontré.
- La matrice ne se déforme pas (dans les zones observées) contrairement aux sollicitations quasi-statiques. On ne relève pas de mouvement de grains dans les zones observées.

4.6. Observations de phénomènes particuliers

Ce paragraphe est dédié à des phénomènes très particuliers observés uniquement dans l'essai dynamique confiné. Ces observations ont été réalisées dans la zone verticale fortement endommagée (Figure III - 14).

La Figure III - 20 présente le phénomène le plus remarquable. On observe, à gauche, une zone très blanche ressemblant à du matériau broyé. Les taches noires observables au centre de la

figure se trouvent plutôt au contour d'un ancien grain. Sur la partie droite de l'image, le grain est intact. Ce passage « rapide » d'un état initial à un état « broyé » est remarquable. Ce phénomène se rencontre à plusieurs endroits de cet échantillon.

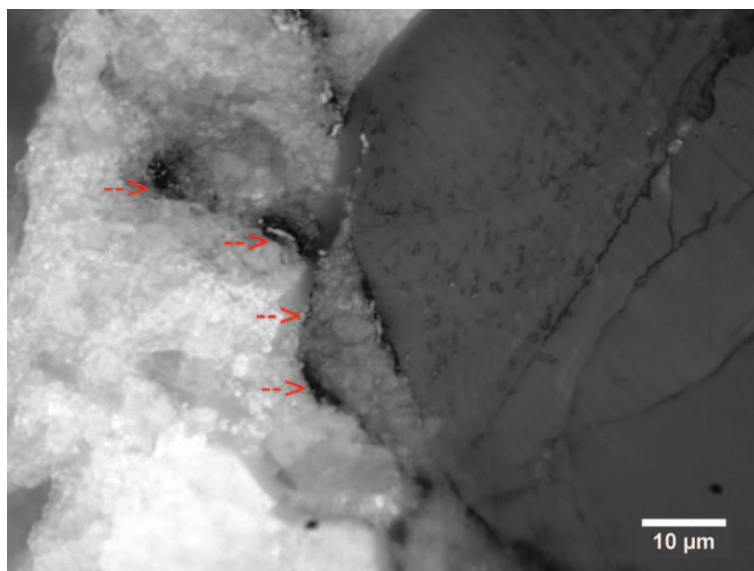


Figure III - 20 : Zone particulière observée dans un essai dynamique confiné. A gauche : matériau à l'apparence broyée et à droite le grain intact.

La Figure III - 21 présente une autre manifestation de ce phénomène. A gauche, on peut voir une fragmentation progressive d'un grain de la droite vers la gauche. A l'extrême gauche le grain a cette allure broyée puis en se dirigeant vers la droite, on aperçoit des fragments de plus en plus gros pour arriver à droite au grain seulement endommagé par quelques microfissures. Cette image semble prouver le rôle de l'endommagement sur la formation de la zone broyée blanche. La conclusion est cependant moins évidente au regard de l'image de droite de la Figure III - 21. En effet, sur cette image, on retrouve le phénomène, mais ici, l'allure broyée est alternée avec un état proche de l'état initial. Il est donc très difficile de conclure sur la cause de ce phénomène. On peut penser qu'il s'agit d'une microfissuration si intense que le matériau est pulvérisé. En effet, le fait que la matrice devient très blanche signifie qu'elle renvoie beaucoup de lumière et donc qu'elle est très endommagée. La microfissuration pourrait être due à la sollicitation mécanique locale ou bien à un échauffement ayant conduit à une transition β - δ du cristal. Cette transition est connue pour s'accompagner d'une grande dilatation du cristal (changement de volume de l'ordre de 7%) s'accompagnant elle-aussi d'un micro-endommagement. La Figure III - 22 présente à gauche des cristaux transparents de HMX en phase β et à droite des cristaux opaques en phase δ . Cette opacité est due à de la

fissuration à une échelle d'une centaine de nanomètres [96]. Afin de statuer, des analyses physico-chimiques devront être effectuées.

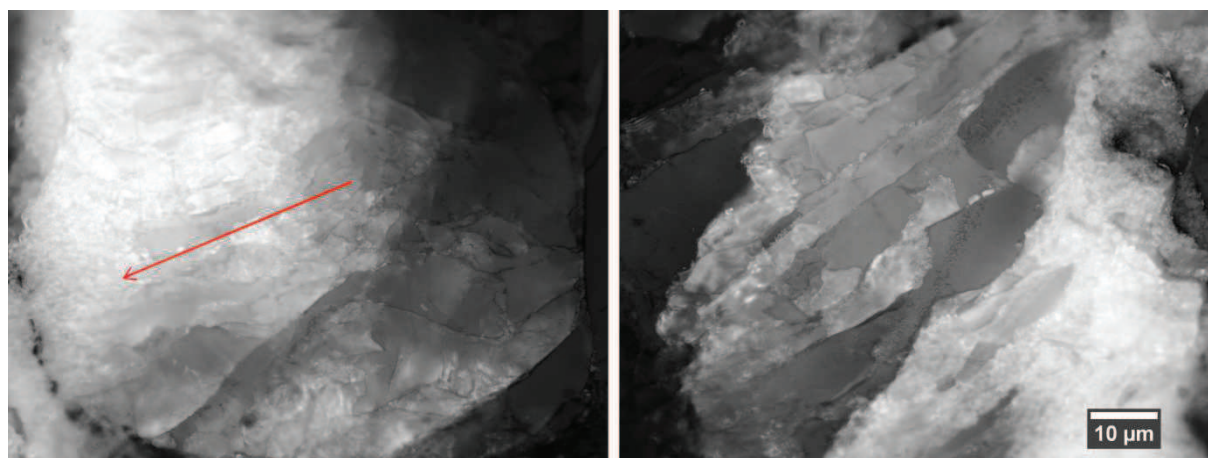


Figure III - 21 : A gauche : fragmentation progressive d'un grain. La flèche indique la direction de l'état intact à l'état broyé. A droite : fragmentation partielle d'un grain.

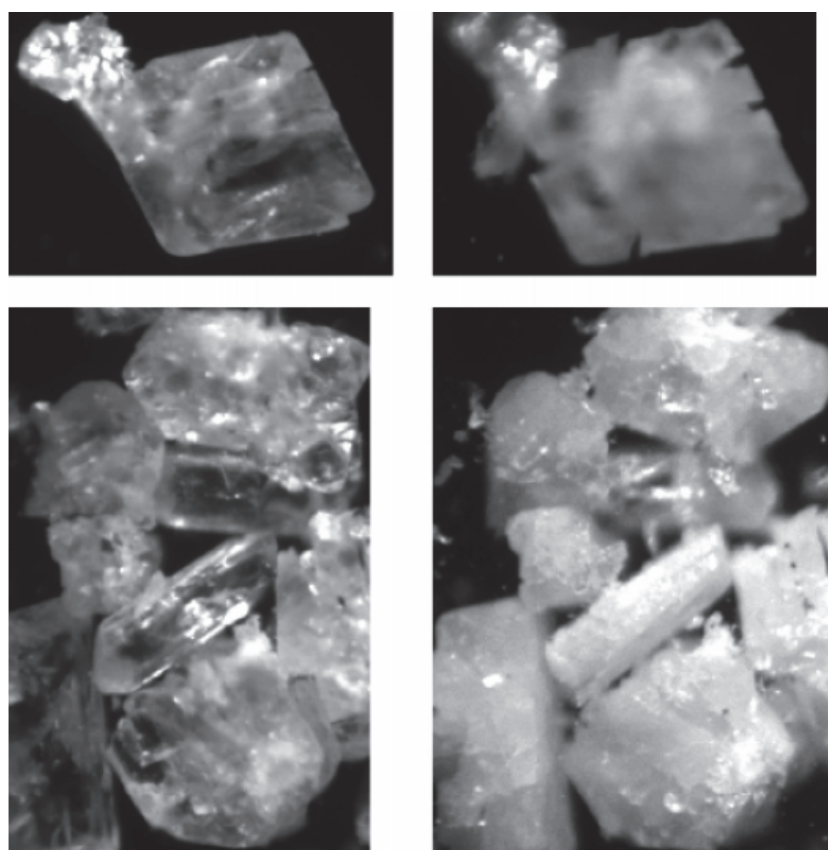


Figure III - 22 : Cristal de HMX en phase β (à gauche) et en phase δ (à droite) [96].

Sur la Figure III - 23, on peut voir un grain fissuré sur sa longueur et où les différentes parties frottent entre elles. Il s'agit d'un bon exemple de cisaillement dans le plan d'un grain. Ce

phénomène n'a été observé qu'exceptionnellement dans les essais quasi-statiques ou dynamiques. Cette image provient d'un essai dynamique confiné, dans la zone verticale face à la limite du canal décrite précédemment.

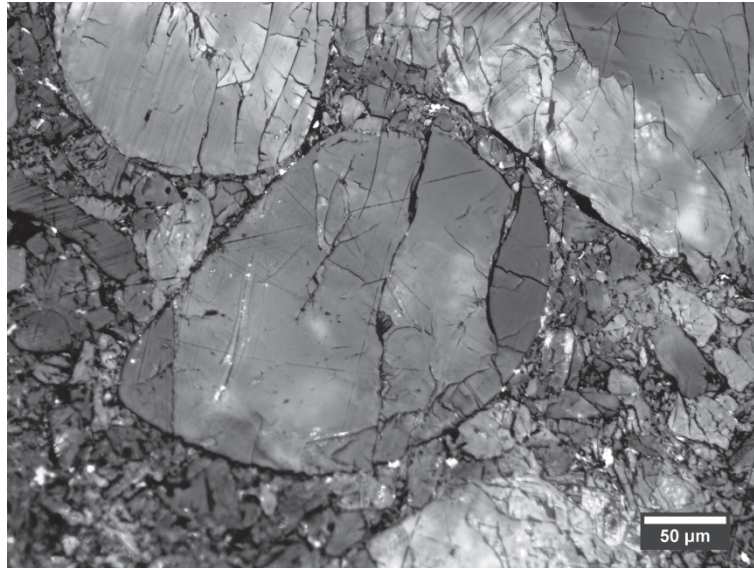


Figure III - 23 : Exemple de frottement de fissure transgranulaire.

4.7. Conclusion

Les observations réalisées lors des essais permettent d'obtenir des conclusions pour enrichir les simulations.

D'abord, aucun glissement aux interfaces grains/matrice n'est observé en quasi-statique et en dynamique. La décohésion est possible, principalement en quasi-statique. Ceci nous amène à exclure pour la suite l'idée qu'un échauffement pourrait se produire à ces interfaces et pour les simulations un coefficient de frottement élevé doit être choisi à ces endroits.

Les grains de HMX peuvent se déformer « plastiquement », même lors d'essais quasi-statiques peu confiné. Par contre, ces traces d'inélasticité ne sont pas affectées par la vitesse de déformation. Les grains peuvent aussi s'endommager par microfissuration. L'amplitude de la plasticité et/ou de la microfissuration est fortement influencée par le confinement local. Par la suite, les grains seront modélisés par une loi de plasticité et l'endommagement sera négligé dans un premier temps.

Ensuite, une différence de comportement a été observée pour la matrice entre les essais quasi-statique et dynamique. En quasi-statique, un réarrangement de la matrice avec des mouvements des grains les uns par rapport aux autres est observé, tandis que dans les essais dynamiques, la matrice se déplace dans un mouvement d'ensemble. Cela suggère un raidissement de la matrice avec la vitesse de déformation probablement causé par le comportement visqueux du liant. Les zones étudiées ne se situaient pas en général dans la zone verticale au droit de l'angle la plus affectée par les essais. Il sera nécessaire de refaire cet essai, sans calcul a priori, mais avec des observations fines sous l'angle. Lors des essais dynamiques, on peut donc exclure tout échauffement dans la matrice hors d'une zone de localisation des déformations.

On retient comme information importante que la fissuration est majoritairement transgranulaire en dynamique, tandis qu'en quasi-statique, elle contourne majoritairement les grains en favorisant la décohésion aux interfaces grains/matrice. Il conviendra donc de permettre la décohésion dans les simulations.

Enfin, les zones verticales face à la limite du canal se comportent différemment dans les cas « faiblement confinés » ou « fortement confinés ». Dans les essais « faiblement confinés » quasi-statique ou dynamique, la zone proche du canal est dominée par la macrofissuration et la zone plus éloignée par la microfissuration et l'endommagement. La macrofissuration, en sollicitation quasi-statique ou dynamique, est plutôt ici transgranulaire et de mode I. Elle est favorisée par le déplacement libre de l'échantillon dans le canal. La zone plus éloignée de l'angle est fortement microfissurée. Les frottements transgranulaire et intergranulaire y sont favorisés.

Dans les essais « fortement confinés » où la pression moyenne est certainement bien supérieure à celle des deux autres essais, on observe une bande verticale très épaisse et très microfissurée (Figure III - 14). La dégradation se traduit même par des zones où le matériau est broyé (Figure III - 20 & Figure III - 21). Cette microfissuration intense concerne à la fois grains et matrice, et semble être une bonne candidate pour l'échauffement.

Ces différentes observations sont en deux dimensions, il sera nécessaire de les confirmer dans le futur en trois dimensions c'est-à-dire en explorant l'intérieur du matériau. La géométrie de la cellule permet de localiser assez bien les déformations inélastiques ce qui était un objectif mais cette géométrie semble également favoriser la microfissuration. La pression n'est certainement pas encore suffisante surtout dans les essais « faiblement confinés » c'est-à-dire

avec le canal vide. Il sera nécessaire de compléter cette série d'essais par un essai quasi-statique fortement confiné pour bien juger des effets de la pression. Parmi les perspectives expérimentales, en quasi-statique, il serait également intéressant de mesurer la force appliquée par la machine au cours du temps ainsi que de pouvoir mesurer ou estimer les déformations hors plan de la cellule et de la vitre d'observation. En dynamique, la priorité est de progresser avec l'observation en temps réel en délaissant peut-être dans un premier temps la caméra pour un appareil photo qui permettrait d'obtenir une image intermédiaire. Il faut cependant faire attention aux problèmes de temps de pause et d'éclairage. Enfin, il faut progresser sur l'analyse des grains avec la mesure de déformations locales sur certains mais aussi en progressant sur l'endommagement et la plasticité du point de vue de l'anisotropie.

CHAPITRE 4 : Démarche et mise en place de l'outil de simulation

1. Démarche

La mise en place d'un modèle numérique représentant le matériau est décrite dans ce chapitre. Le modèle numérique est construit avec les principes suivants :

- Le modèle est bidimensionnel bien que l'essai de compression dans la tranche soit un problème tridimensionnel à l'échelle où les observations sont faites. Ceci est une simplification dont il faut être conscient, les travaux 3D seront menés dans le futur.
- Le modèle reproduit un comportement macroscopique identique à celui du composite en quasi-statique et en dynamique,
- Le matériau réel est schématisé par deux phases : grains et matrice. Les grains doivent respecter la distribution granulométrique du matériau,
- Le modèle doit pouvoir intégrer les positions et tailles de grains relevées sur une image du corps d'épreuve lorsqu'il s'agira de simuler les essais présentés dans le chapitre 3.

Comme cela a déjà été évoqué dans le chapitre 1, une des difficultés de ce choix de représentation biphasique est de connaître le comportement de la matrice. Celle-ci n'a jamais été caractérisée expérimentalement indépendamment des plus gros grains.

La représentation numérique biphasique du matériau va suivre les règles suivantes :

- Les grains de HMX d'une taille supérieure à 200 μm (diamètre équivalent) représentent 50% du matériau en volume (Figure IV - 1).
- Un matériau homogène qui sera appelé « matrice » formé des plus petits grains, du liant et de la porosité constitue la seconde phase. Le comportement de la matrice, inconnu, sera identifié à partir de la connaissance du comportement macroscopique du matériau (décrit en quasi-statique dans le chapitre 1 et en dynamique dans le dernier paragraphe du chapitre 2) et du comportement de l'autre constituant que sont les grains de HMX (décrit dans le chapitre 1).
- Enfin, parmi les conclusions du chapitre 3, celle portant sur les interactions entre les deux constituants à l'échelle de la microstructure est qu'il y a un coefficient de

frottement élevé entre les deux, bloquant ou ne permettant que de très faibles déplacement entre les grains et la matrice.

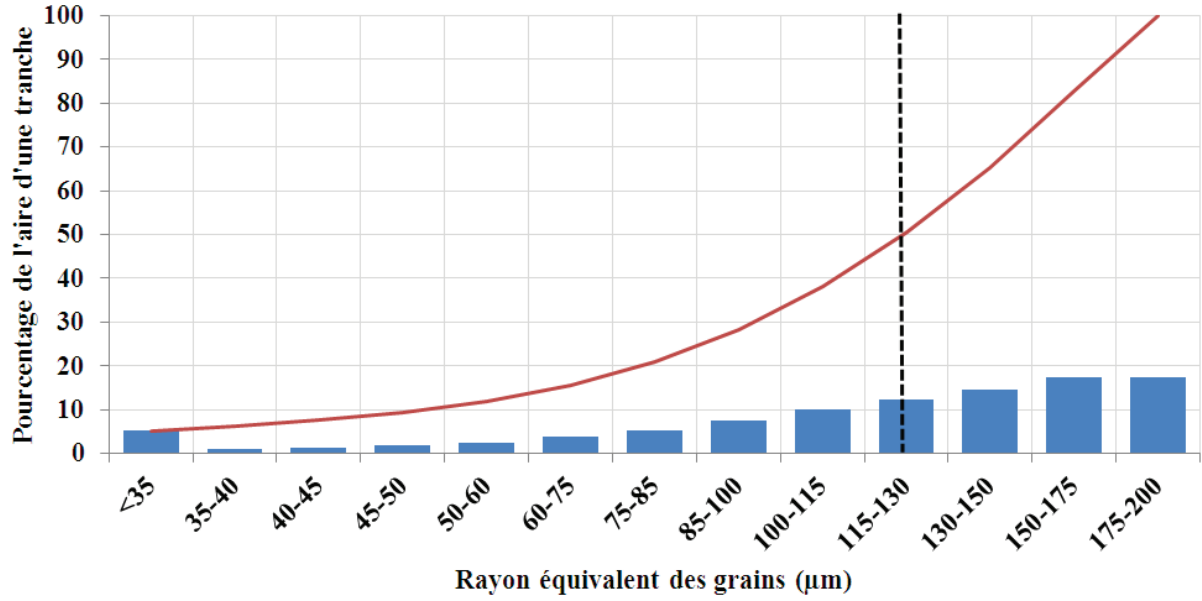


Figure IV - 1 : Répartition granulométrique par classe des grains de HMX dans l'explosif (en bleu) par rapport à la surface qu'ils occupent dans une tranche. En rouge, la surface accumulée et le trait vertical noir indique les 50% de charge.

Les propriétés mécaniques du matériau ont été exposées pour les données quasi-statiques dans le chapitre 1 et pour les données dynamiques dans le chapitre 2. Les propriétés des grains de HMX ont été présentées dans le chapitre 1 et il demeure trois hypothèses concernant leur plasticité (Figure I - 14). Les propriétés de la matrice composée des petits grains, du liant et de la porosité sont inconnues. Ce paragraphe présente la méthode qui permet de les identifier.

Cette méthode est composée de trois grandes étapes :

- Connaissant le comportement expérimental macroscopique du matériau composite, des simulations sur échantillon homogène sont menées. L'objectif est de déterminer la loi de comportement macroscopique. Les relations régissant le comportement sont :

$$\bar{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_1 & \cdots & \cdots \\ \cdots & \sigma_2 & \cdots \\ \cdots & \cdots & \sigma_2 \end{pmatrix}$$

$$\bar{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & \cdots & \cdots \\ \cdots & \varepsilon_2 & \cdots \\ \cdots & \cdots & \varepsilon_2 \end{pmatrix}$$

D'où, en élasticité, d'après la loi de Hooke :

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{E}(\sigma_1 - 2\nu\sigma_2)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{1}{E}(\nu\sigma_1 + (1 - \nu)\sigma_2)$$

La pression hydrostatique P et la contrainte équivalente de von Mises σ_e sont données par :

$$P = \frac{1}{3}(\sigma_1 + 2\sigma_2)$$

$$\sigma_e = |\sigma_1 - \sigma_2|$$

- Connaissant le comportement macroscopique homogène, la réponse à un essai de compression 2D plan (avec ou sans confinement) est tracée. Les relations régissant le comportement en déformations planes sont :

$$\bar{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_1 & \cdots & \cdots \\ \cdots & \sigma_2 & \cdots \\ \cdots & \cdots & \nu(\sigma_1 + \sigma_2) \end{pmatrix}$$

$$\bar{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & \cdots & \cdots \\ \cdots & \varepsilon_2 & \cdots \\ \cdots & \cdots & 0 \end{pmatrix}$$

D'où, en élasticité :

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{E}((1 - \nu^2)\sigma_1 - \nu(1 + \nu)\sigma_2)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{1}{E}((1 - \nu^2)\sigma_2 - \nu(1 + \nu)\sigma_1)$$

La pression hydrostatique P et la contrainte équivalente de Von Mises σ_e sont données par :

$$P = \frac{1}{3}(1 + \nu)(\sigma_1 + \sigma_2)$$

$$\sigma_e = \sqrt{(1 - \nu + \nu^2)(\sigma_1 + \sigma_2)^2 - 3\sigma_1\sigma_2}$$

- Connaissant le comportement des grains de HMX, des simulations sont menées de façon à retrouver les courbes contraintes-déformations des calculs 2D homogène précédents en considérant le matériau biphasique (grains et matrice). L'objectif est de déterminer le comportement de la matrice.

La méthode globale qui vient d'être décrite est présentée schématiquement sur la Figure IV - 2.

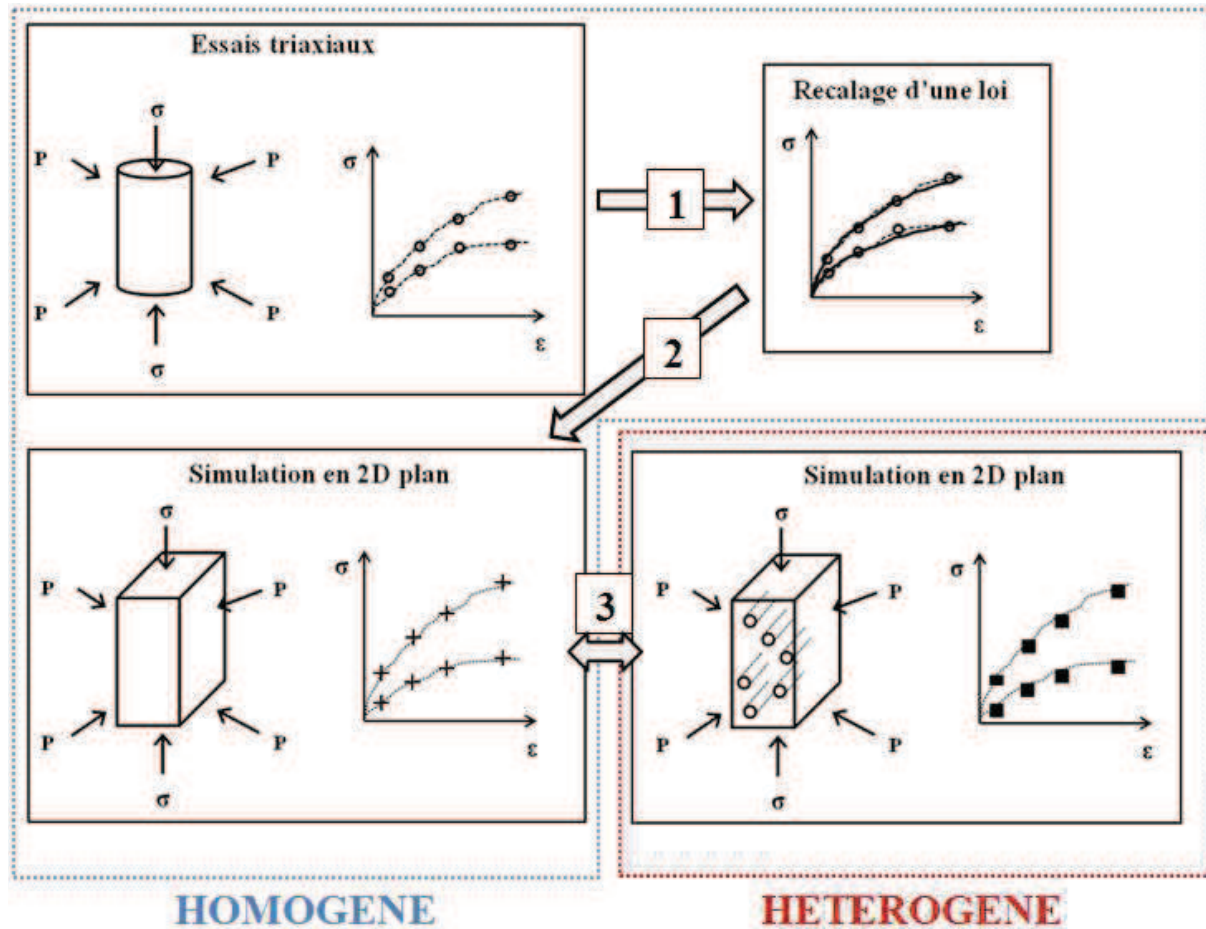


Figure IV - 2 : Etapes d'identifications du comportement de la matrice.

La détermination des contraintes et des déformations macroscopiques pour les simulations en déformations planes est réalisée à l'aide d'un script en langage Python. Ce script extrait directement des données du fichier de résultats d'Abaqus (fichier « .odb ») et les traite pour donner un fichier de données contenant les grandeurs voulues. La détermination des déformations est réalisée en premier à partir de :

- l'extraction du déplacement vertical de la face haute de l'échantillon et en connaissant sa hauteur initiale pour la déformation verticale,
- l'extraction du déplacement horizontal de la face droite de l'échantillon et en connaissant sa largeur initiale pour la déformation horizontale.

Les déformations calculées sont dites « vraies », c'est-à-dire en notant l_0 la longueur initiale de la face considérée et l sa longueur au cours du temps, la déformation est définie par $\ln(l/l_0)$. La longueur l est directement déduite des déplacements extraits.

Le script détermine également les contraintes « vraies » sur les faces de l'échantillon. Par définition, une contrainte « vraie » est le quotient d'une force par l'aire réelle de la section sur laquelle cette force s'applique. Les surfaces de l'échantillon en déformations 2D planes sont définies par le produit de leur longueur par une profondeur unité. Avec l'extraction précédente des déplacements, l'évolution des surfaces au cours du temps sont donc également déduites. Pour calculer les contraintes, il reste donc à déterminer la « charge » qui s'applique sur les surfaces. Pour une face donnée, celle-ci est en fait la somme des forces de réaction normales à cette face. Le script extrait alors ces forces de réaction, les somme puis divise cette somme par la surface réelle. Les contraintes sont alors déduites.

A partir de l'évolution des déformations et des contraintes ainsi obtenues, la pression hydrostatique P et la contrainte équivalente de von Mises σ_e définies précédemment peuvent alors être déterminées.

Etant donné que trois hypothèses de comportement existent pour les grains de HMX, trois comportements différents peuvent être déterminés, avec la démarche décrite, pour la matrice. La méthode de génération de la mésostructure sera décrite. Ensuite, les calculs d'identification du comportement de la matrice pouvant être longs et coûteux en moyen de calcul, un travail a été mené concernant la Surface Élémentaire Représentative du matériau. La connaissance de cette surface permet de mener les simulations d'identification sur des tailles d'échantillons légèrement supérieures au SER. Cela permettra, dans le paragraphe 4, de faire un choix concernant le comportement des grains de HMX en utilisant une première identification de la loi de comportement de la matrice basé sur le modèle de Drucker-Prager. Enfin, une fois le comportement des grains adopté, une identification plus fine de la matrice sera faite avec le modèle CDP décrit dans le premier chapitre pour étudier les effets de la vitesse et de l'endommagement lors des essais présentés au chapitre précédent.

2. Génération des mésostructures

Durant cette thèse, seules des simulations en deux dimensions ont été menés. Pour être plus proche de la forme des grains, ceux-ci ont été représentés par des ellipses [146; 147].

Une analyse quantitative de la poudre de HMX avant moulage à l'aide d'un granulomètre laser permet de déduire la distribution granulométrique (les grains sont assimilés à des

sphères). Parmi cette distribution, on ne retient que les tailles supérieures à 200 μm . Les particules occupent alors 50% de la surface d'une coupe aléatoire pratiquée dans un échantillon après fabrication. Les hypothèses précédentes permettent :

- De ne pas tenir compte de l'erreur de mesure de la méthode de granulométrie laser qui assimile à une particule un agglomérat de plus petites sous l'effet des forces colloïdales.
- De ne décrire numériquement qu'une quantité raisonnable d'objets.

Le procédé de fabrication et particulièrement l'opération de pressage ne fragmente pas les cristaux. Un endommagement par microfissuration ainsi que l'apparition de signes de plasticité n'affecte pas la distribution granulométrique. Finalement, les caractéristiques données sur la Figure IV - 1 sont utilisées.

L'analyse des micrographies prises dans un échantillon sain montre que les grains ne sont pas sphériques. En les assimilant à des ellipses, le rapport entre les axes peut varier de 1 à 1,2. Pour simplifier, des microstructures aléatoires formées d'ellipses sont générées. La taille du grand axe est tirée au sort parmi les classes de gros grains identifiées sur la Figure IV - 1 et le rapport d'aspect entre les axes est choisi aléatoirement entre 1 et 1,2.

L'identification des surfaces en contact pour un calcul comprenant plusieurs centaines d'objets étant fastidieuse, un écart minimum de 7 μm sera laissé entre deux grains. Le contact grain/grain n'est donc pas considéré.

Générer la microstructure consiste donc à remplir le domaine représentant le matériau avec des ellipses en vérifiant que :

- La distribution des grains est respectée.
- Les grains soient espacés d'une distance minimale de 7 μm .
- les grains représentent 50% de l'échantillon en surface,
- les positions et les orientations des ellipses sont aléatoires.

Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour générer aléatoirement une microstructure biphasique et bidimensionnelle. Elles sont classées en méthodes « dynamiques » ou « constructives » [12].

La compression isotrope, l'expansion de particules, la déposition gravitationnelle, l'entassement multicouche et le réarrangement collectif sont les cinq principales méthodes dynamiques. Elles sont basées sur le déplacement et/ou la modification de la taille des grains. Nous les décrivons très brièvement ici :

- La compression isotrope consiste à placer des grains respectant la distribution granulométrique dans un échantillon fictif très grand (c'est-à-dire que les grains ne sont pas en contact initialement), puis de réduire la taille de cet échantillon de façon isotrope pour atteindre la taille de l'échantillon réel. Durant cette procédure, les contacts entre grains sont contrôlés pour ne pas avoir de pénétration [98].
- L'expansion de particules consiste à placer dans le domaine définissant l'échantillon un nombre fini de petits grains correspondant au nombre de grains souhaité, puis de les faire grossir jusqu'à avoir le taux de charge voulu [28; 127].
- La déposition gravitationnelle est une technique dynamique assez différente des deux précédentes. En effet, cette méthode ne joue ni sur la taille des grains, ni sur la taille d'un échantillon fictif. Ici chaque grain a un poids qui peut être attribué de différentes manières. Les grains sont lâchés depuis la partie haute de l'échantillon, et, ils s'organisent dans celui-ci sous l'effet de la gravité [35; 58].
- L'entassement multicouche consiste à remplir couche par couche l'échantillon. Pour chaque couche, un nombre de grains espacés est généré puis compresser et entasser à la couche précédente [35; 85; 166].
- Le réarrangement collectif consiste à remplir aléatoirement l'échantillon du nombre voulu de grains. Ceux-ci vont donc s'intersecter puisqu'aucune condition de contact et d'interaction n'est prise en compte initialement. Puis, pour supprimer toutes les interactions, les grains sont déplacés et/ou rétrécis en fonction de leur voisinage [87; 100; 111].

Les méthodes dynamiques de génération de microstructures sont connues pour être coûteuses en temps de calcul. Elles nécessitent le calcul des positions et des tailles des grains durant toute la génération. On leur préfère souvent les méthodes constructives (où les calculs sont plus géométriques) telles que les techniques de droppage, le modèle de Stienen, le modèle de Lily-Pond, la méthode frontale et l'inhibition séquentielle qui sont décrite brièvement ci-dessous :

- La méthode de droppage [11] (ou encore « drop and fill ») consiste à remplir l'échantillon grain par grain. A chaque tirage, le nouveau grain est lâché depuis le haut de l'échantillon et sa position est déterminée pour qu'il ait deux points de contact (deux grains, un grain et un bord, ou deux bords) et pour qu'il soit stable sous l'effet d'une force verticale.

- Le modèle de Steinen consiste d'abord à placer aléatoirement un nombre donné de points dans l'échantillon. Pour chaque point, après avoir calculé la distance avec son plus proche voisin, celui-ci devient un disque de rayon la moitié de la distance calculée.
- Le modèle de Lily-Pond [74] ressemble au début à celui de Steinen : on commence par générer aléatoirement les points dans l'échantillon, puis les disques sont dilatés depuis une taille « ponctuelle » avec une vitesse constante. La taille finale d'un grain est atteinte quand celui-ci est en contact avec un autre.

Dans les modèles de Steinen et Lily-Pond, chaque grain a au moins un contact avec un autre grain et le taux de charge ne peut pas être important [137].

- La méthode frontale consiste à propager une construction de triangles. Les sommets d'un triangle sont les centres de trois grains qui sont en contact. A partir de deux sommets existant, un nouveau triangle est créé et donc un nouveau grain. Il existe deux variantes de cette méthode : soit le remplissage commence du centre [13; 58] vers l'extérieur mais cela conduit à la création de vides à proximité des bords de l'échantillon, soit le remplissage commence des bords vers le centre [58].
- Enfin, la dernière méthode présentée est l'inhibition séquentielle [56; 57; 137]. Les rayons des grains sont générés en respect avec la distribution granulaire, mais les positions sont données de manière aléatoire. A chaque tirage de grain, si celui-ci coupe des grains existants, alors la position n'est pas retenue et une nouvelle position aléatoire est proposée pour ce grain. Le tirage s'arrête quand aucun nouveau grain ne peut être placé dans l'échantillon. Le processus est arrêté lorsqu'aucune nouvelle particule ne peut être insérée dans le domaine.

La méthode utilisée pour générer les microstructures durant cette thèse est très proche de cette dernière méthode. Les formes des ellipses sont générées en respectant la distribution granulaire, et, les positions et les orientations sont données de manière aléatoire.

Lors d'un tirage, une nouvelle position et une nouvelle orientation sont proposées si :

- l'ellipse en coupe une existante,
- l'ellipse est incluse dans une ellipse existante,
- l'ellipse se trouve à moins de 7 μm d'une autre ellipse.

Le tirage s'arrête quand les grains représentent 50% de la surface de l'échantillon. Cette partie est assurée par un script écrit en langage Python. Les géométries, les positions et les orientations des ellipses issues du tirage sont stockées dans un fichier de données.

Durant cette thèse, les simulations ont été réalisées avec les logiciels Abaqus (CAE, standard, explicit). Ces logiciels sont écrits en langage C++ et Fortran pour les parties calculs et en langage Python pour les scripts et les définitions des paramètres.

La construction de la géométrie dans le logiciel Abaqus est réalisée avec un script écrit à nouveau en Python. Il permet :

- de créer les différentes géométries, chaque grain et la matrice étant considérés comme des pièces du modèle,
- d'attribuer les propriétés mécaniques aux grains et à la matrice,
- de définir les interfaces entre les grains et la matrice, ou encore avec des pièces environnant l'échantillon,
- de mailler le modèle,
- de créer les conditions limites appliquées à l'échantillon ainsi que la sollicitation qu'il subira,
- de préparer le lancement du calcul.

La Figure IV - 3 présente un exemple de géométrie générée par le script en Python et construite à l'aide d'Abaqus.

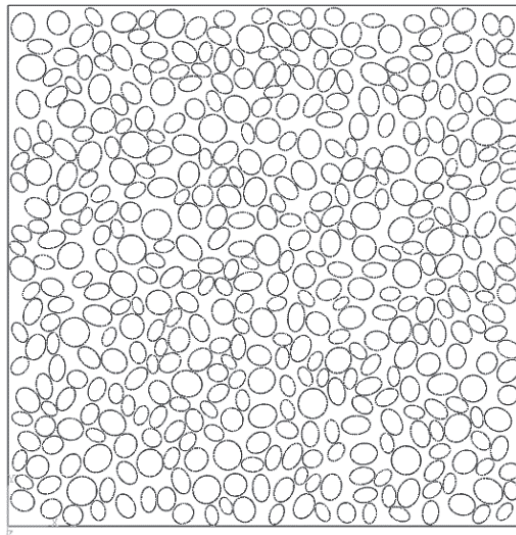


Figure IV - 3 : Exemple de géométrie générée par un script en Python et construite avec le logiciel Abaqus d'un échantillon de taille 10 x 10 mm².

Les ellipses sont construites dans Abaqus sous la forme de polygone à 16 segments. Pour un polygone donné, les points aux extrémités de chaque segment appartiennent à l'ellipse

théorique et sont choisis de façon à ce que l'angle au centre soit de 0,4 radians. Pour le dernier segment, l'angle au centre est de $2\pi-6$ radians. Tous les polygones (que l'on nommera toujours ellipses dans ce document) sont construits de cette façon quels que soient leurs élancements et leurs tailles.

3. « Surface Élémentaire Représentative » du matériau

La microstructure du matériau étant complexe, réaliser les simulations avec un échantillon de grande taille est très long et coûteux en puissance de calcul. On est donc tenté de travailler sur un échantillon le plus petit possible. Dans ce cas et compte-tenu de l'hétérogénéité du matériau, il faudrait réaliser de nombreux calculs sur différents échantillons aléatoires pour que la réponse moyenne de ces calculs approche la réponse du matériau homogène équivalent. La notion de Volume Élémentaire Représentatif (VER) est toujours discutée [86]. Afin d'optimiser la démarche, nous avons donc recherché la Surface Élémentaire Représentative (SER) que nous avons définie comme la surface au-dessus de laquelle un seul calcul donne la réponse homogène équivalente.

La méthode retenue pour la détermination de la SER est la suivante :

- calculs des modules de compressibilité et de cisaillement d'un échantillon hétérogène de grande taille (128 mm²),
- sur le même calcul, subdivisions successives de cet échantillon en blocs de tailles inférieures (64, 16, 4, 1 et 0,25 mm²) (Figure IV - 4),
- calcul de la moyenne et de la dispersion des propriétés sur l'ensemble des blocs.

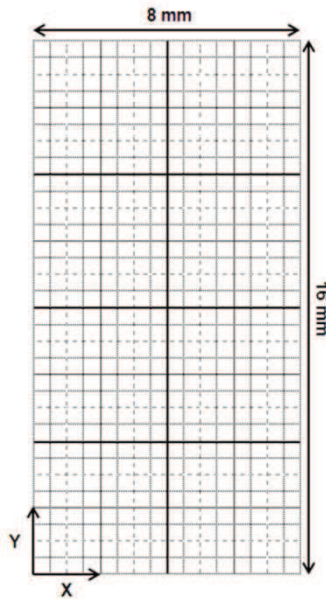


Figure IV - 4 : Schéma des subdivisions successives d'un échantillon de 128 mm² en sous-échantillons de 64, 16, 4, 1 et 0,25 mm² pour la détermination de la surface élémentaire représentative du matériau.

Pour cette étude, où les propriétés de la matrice sont encore inconnues, deux contrastes grain/matrice ont été utilisés (les propriétés élastiques des grains restent celles retenues au chapitre 1) :

- un module d'Young de 1 GPa pour la matrice et un coefficient de Poisson de 0,4
- un module d'Young de 3,9 GPa et un coefficient de Poisson de 0,42.

Ces deux contrastes ont été choisis, dans le premier cas, comme le contraste maximum possible et, dans le second cas, pour minimiser l'écart grain/matrice puisqu'on donne à la matrice les propriétés du composite dans la gamme de pression de 10 à 100 MPa (cf chapitre 1). On trouve une faible dispersion des modules tant que la taille du SER est supérieure à 16 mm² (Figure IV - 5). Cette dispersion croît avec le contraste des propriétés pour une aire donnée.

Cette méthode de subdivision est inspirée par la méthode de la cellule récursive (recursive cell method (RCM)) [16] utilisée pour déterminer les propriétés élastiques effectives de PBXs. Bardenhagen *et al.* [18] ont déterminé le volume élémentaire représentatif du PBX9501 à partir de microstructures réelles en utilisant des données de microtomographie. Le VER est plus petit que celui déterminé ici. En effet, la distribution granulométrique du PBX9501 et de notre matériau sont différentes. Notre matériau contient des grains plus gros (jusqu'à 500 microns de diamètre équivalent). La SER proposée est liée à la représentation biphasique avec 50% de grains de grande taille.

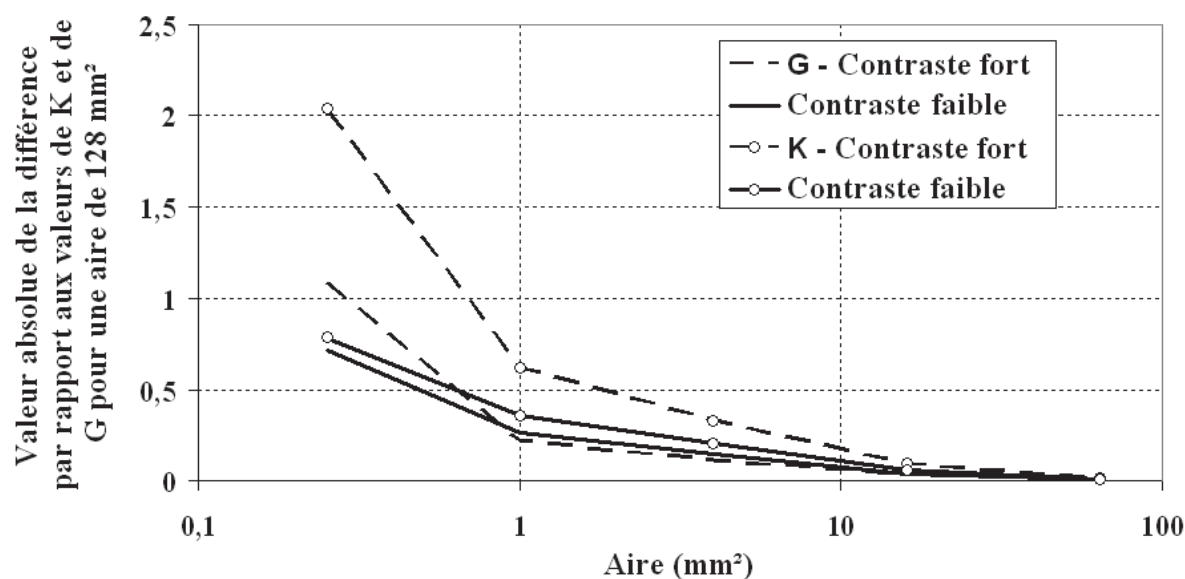


Figure IV - 5 : Evolution de la valeur de la différence maximale par rapport aux valeurs de K et de G pour un échantillon d'une aire de 128 mm² en fonction de l'aire de la subdivision et pour deux contrastes de propriétés grain/matrice.

4. Détermination du comportement des grains de HMX

4.1. Introduction

Nous disposons de trois lois de comportement pour le HMX (Figure IV - 6). On va donc pouvoir identifier trois lois de comportement pour la matrice. En connaissant le comportement macroscopique du composite et en choisissant alternativement l'un des trois comportements élasto-plastique pour les cristaux de HMX, nous identifions respectivement les trois lois de comportement de la matrice en appliquant la démarche proposée c'est-à-dire l'identification de la matrice par des simulations 2D en déformations planes et par comparaison avec la réponse homogène équivalente en déformations planes également. L'approche d'homogénéisation que nous proposons diffère des travaux usuels dans ce domaine. En effet, de nombreuses tentatives visent, en connaissant le comportement des constituants, à déterminer le comportement global du matériau hétérogène. De notre côté, nous identifions le comportement de l'un des deux constituants (la matrice) à partir de la connaissance du comportement de l'autre constituant (les grains) et du comportement global du composite.

Enfin, nous comparons les calculs mésostructuraux aux observations réalisées à cette échelle lors d'un essai quasi-statique de compression dans la tranche décrit dans le chapitre 3 où la plastification des grains de HMX a été observée. En comparant les zones où la plasticité se localise lors des essais ou bien lors des calculs, nous déduisons le comportement le plus réaliste des grains de HMX.

Pour cette étude, nous considérons que le composite a un comportement élasto-plastique parfait. Le comportement élastique est décrit dans le chapitre 1 et concernant le comportement plastique en quasi-statique, nous utilisons le modèle de Drucker-Prager proposé au même chapitre.

Un comportement élasto-plastique est adopté pour décrire le comportement du HMX. Le comportement élastique est celui étudié au chapitre 1 et qui donne un module d'Young de 9,96 GPa et un coefficient de poisson de 0,35 à pression ambiante, et, une évolution linéaire du module de compressibilité moyen entre 11,34 GPa à la pression ambiante et 20,8 GPa à une pression de 800 MPa. L'essai de compression dans la tranche que nous avons évoqué dans le chapitre 3 met en jeu des pressions de quelques dizaines de mégapascals dans sa version « faiblement confiné », nous considérerons, ici, un module de compressibilité de 11,34 GPa, un module d'Young de 9,96 GPa et un coefficient de Poisson de 0,35 pour les cristaux de HMX. Nous considérons ces valeurs comme indépendantes de la pression.

Les trois modèles de comportement proposés pour les grains de HMX sont rappelés sur la Figure IV - 6. La confrontation entre le modèle numérique du matériau et les observations expérimentales doivent permettre de dégager l'hypothèse la plus pertinente.

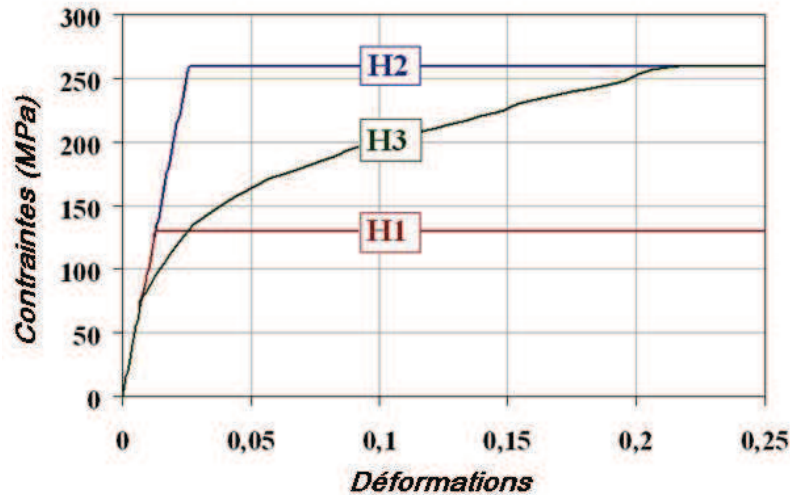


Figure IV - 6 : Les trois possibilités que nous étudions. Hypothèses H1 et H2 : comportement élastique parfaitement plastique (seuil respectivement de 0,13 et 0,26 GPa). Hypothèse H3 : comportement élastique à écrouissage isotrope non linéaire déterminé lors des essais triaxiaux confinés à 0,8 GPa. Pour les trois modèles $E=9,96$ GPa et $\nu=0,35$.

4.2. Premières identifications du comportement de la matrice

La mise en place d'un modèle numérique représentant le matériau a été décrite au début de ce chapitre. Une des difficultés de ce choix de représentation biphasique est de connaître le comportement de la matrice. Compte tenu de difficultés de fabrication, la matrice n'a jamais été caractérisée expérimentalement indépendamment des plus gros grains. Etant constitué en grande majorité de grains de HMX, d'une porosité intergranulaire et d'un faible pourcentage de liant, un comportement élastique parfaitement plastique avec une dépendance de type Drucker-Prager du seuil à la pression de confinement lui est attribuée. Un coefficient de Poisson arbitraire à 0,45 cohérent avec des coefficients de Poisson inférieurs pour le composite et les grains est choisi. Les calculs élastiques ont été réalisés en s'assurant que le module d'élasticité de la matrice reste inférieur à celui du composite. Le meilleur compromis est donné dans le Tableau 11. Il est obtenu avec comportement unilatéral sans glissement tangentiel pour les interfaces. L'option « rough » du logiciel Abaqus correspondant à un coefficient de frottement infini est utilisée. L'identification du comportement de la matrice a été réalisée sur des échantillons numériques de taille 18 mm^2 puisque l'étude numérique portant sur la surface élémentaire représentative du matériau décrite dans ce chapitre a conclu que la SER se situe à 16 mm^2 .

Tableau 11 : Propriétés de la matrice pour chaque hypothèse de comportement des grains de HMX.

Module d'Young E_m de la matrice (GPa) en fonction de la pression (GPa) et avec $\nu_m=0.45$			Hypothèses de plasticité des grains (MPa)	Critère de plasticité de la matrice (MPa)
$P \in [0, 5 \cdot 10^{-3}]$	$P \in [5 \cdot 10^{-3}, 10^{-2}]$	$P \in [10^{-2}, 10^{-1}]$		
$1.23 + 104 P$	$1.65 + 20 P$	1.85	H1	$\sigma_e = 0.374P + 23.42$
			H2	$\sigma_e = 0.298P + 25.22$
			H3	$\sigma_e = 0.336P + 24.32$

4.3. Confrontation entre le modèle numérique et l'expérimentation

4.3.1. Introduction

L'essai de compression dans la tranche est décrit dans le chapitre 3. Nous rapportons ici les résultats obtenus lors d'un essai quasi-statique réalisé à une vitesse de déplacement de $2 \cdot 10^{-3}$ mm/s.

La méthode de simulation des essais de compression dans la tranche sera décrite précisément dans la première partie du chapitre 5. Nous l'introduisons ici brièvement. La microstructure est identifiée directement sur l'image en assimilant les grains à des ellipses. On s'assure d'un taux de charge surfacique en grains de 50% ce qui correspond à la fraction des grains de taille supérieure à 200 μm . L'échantillon est ensuite complété en générant aléatoirement la position et la taille des grains en dehors du champ observé. La vitesse imposée au bord inférieur de l'échantillon correspond à la vitesse de l'essai et aucun déplacement normal n'est autorisé le long des bords droit et gauche de l'échantillon. La face supérieure de l'échantillon est libre sur sa moitié gauche correspondante à la partie qui est face au canal. La partie droite est en contact avec l'acier (coefficient de frottement égal à 0,2). On simule l'essai en supposant un état de déformations planes et en considérant alternativement les trois couples de comportement grain/matrice rappelés précédemment. La Figure V - 1 présente la microstructure d'un échantillon. Le rectangle au centre et en haut de l'échantillon numérique correspond à la zone qui est observée durant l'essai.

4.3.2. Validation de la simulation

4.3.2.1. Suivi de grains

Les déplacements de quelques gros grains ont été déterminés par suivi. Un exemple pour un grain est présenté sur la Figure IV - 7. En effet, les variations de luminosité au cours de cet essai n'ont pas permis d'appliquer les méthodes de corrélation d'images.

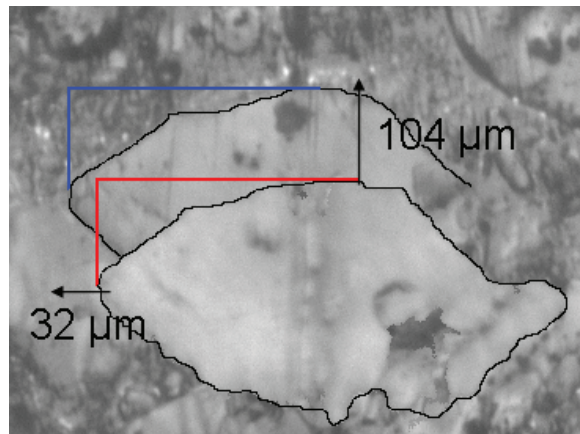


Figure IV - 7 : Mesure du déplacement d'un grain par superposition des images initiale et finale. Le contour du grain est accentué pour faciliter la lecture.

La validation des simulations se fait en comparant les déplacements de quelques grains de référence répartis dans quatre zones (zones A à D sur la Figure IV - 8). Le Tableau 12 permet de comparer les déplacements mesurés à ceux calculés suivant les hypothèses de comportement. On constate une bonne correspondance entre calculs et essai. Les différences sur le déplacement vertical s'expliquant par la mise en place de l'échantillon en début d'essai (phénomène non pris en compte dans la simulation), les écarts de l'ordre de la dizaine de micromètres sont acceptables. On compare également les déformations macroscopiques des zones se trouvant entre les grains A à D identifiées à partir de l'essai et obtenues par la simulation numérique (

Tableau 13). Un bon accord entre essai et simulations est encore observé.

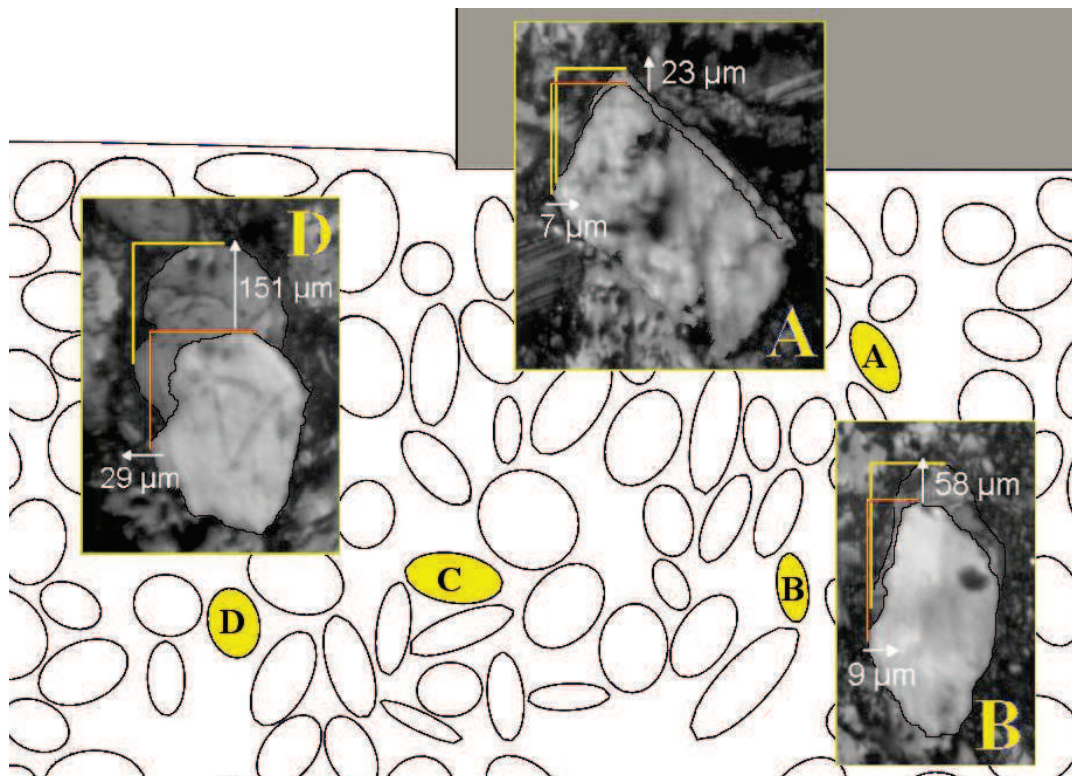


Figure IV - 8 : Image durant l'essai. Les déplacements de quatre grains sont repérés par superposition des images avant et pendant l'essai. Le grain C est celui de la Figure IV - 7.

Tableau 12 : Comparaison entre les déplacements horizontal U_1 et vertical U_2 (en μm) obtenus expérimentalement et l'intervalle des valeurs calculées avec les différentes hypothèses de comportement.

Grain	Déplacement	Essai (± 2)	Simulation numérique
A	U_1 (μm)	7	$[-5,0]$
	U_2 (μm)	23	$[10,20]$
B	U_1 (μm)	9	$[-15,-10]$
	U_2 (μm)	58	$[30,40]$
C	U_1 (μm)	-32	$[-35,-30]$
	U_2 (μm)	104	$[80,90]$
D	U_1 (μm)	-29	$[-30,-25]$
	U_2 (μm)	151	$[120,130]$

Tableau 13: Déformations macroscopiques mesurées et calculées (hypothèse H3) entre les zones marquées A à D de la Figure IV - 8.

Zone entre grains	ϵ_1 (%)		ϵ_2 (%)	
	Essai	Simulation numérique	Essai	Simulation numérique
A – B	-0,4	2,2	-2,7	-1,5
B – C	2,2	1,1	209	227
C – D	-0,3	-0,4	-15,9	-13,6
A – C	1,7	1,3	-6,3	-5,4

4.3.2.2. Corrélation d'images

La méthode de suivi de grains est utilisable en quasi-statique avec les images prises en temps réel durant l'essai et pour les essais dynamiques avec les images au microscope avant et après essai. Cependant, elle ne s'intéresse qu'à quelques grains, c'est pourquoi une seconde méthode a été utilisée pour les essais quasi-statique quand les images des essais le permettent : celle de la corrélation d'images. Cette méthode permet de considérer une zone large comprenant grains et matrice. Le logiciel CORRELI-Q4 a été utilisé pour ces analyses. Son principe est décrit de façon très détaillée dans [81] et, en annexe, est donné un exemple d'application sur un des essais quasi-statiques réalisés durant cette thèse. La Figure IV - 9 présente un exemple de comparaison lors d'un essai quasi-statique entre les déplacements verticaux en μm obtenus par corrélation d'images et par la simulation d'orientation. Une très bonne correspondance est trouvée entre les deux. Pour les essais quasi-statiques, en utilisant la technique de suivi de grains ou celle de la corrélation d'images, on trouve une bonne concordance entre les essais et la simulation. En dynamique, seule la méthode de suivi de grains est utilisable. En effet, en dynamique, nous ne disposons que des images avant et après les essais et le grand changement de texture de l'image (macro et microfissures, déplacements importants, plasticité des gros grains, variation de couleur des grains sous l'effet des contraintes, ...) ne permet pas d'utiliser la corrélation d'images.

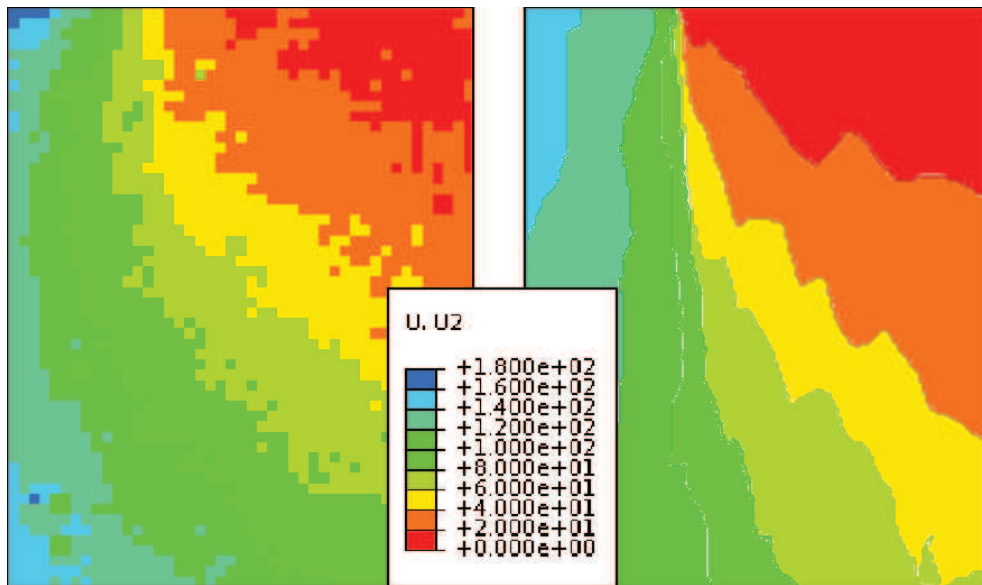


Figure IV - 9 : Comparaison des déplacements verticaux en μm entre corrélation d'images (à gauche) et simulation (à droite) lors d'un essai quasi-statique.

4.3.3. Choix du comportement plastique du HMX

Un réseau régulier de bandes apparaît et se développe en cours d'essai pour certains grains (Figure IV - 10). Ces bandes sont assimilées à une manifestation de la plasticité des cristaux sous l'effet du chargement mécanique local comme cela a été montré au chapitre 3.

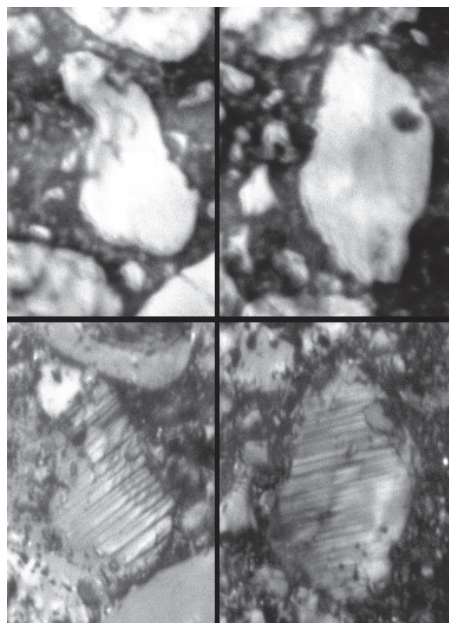


Figure IV - 10 : Deux grains avant (haut) et après (bas) sollicitation mécanique. Les images du bas montrent l'apparition d'un réseau de bandes parallèles et relativement rectilignes.

La comparaison des trois hypothèses de comportement s'effectue au regard des zones plastifiées. L'image expérimentale a été étudiée en détail et chaque grain montrant l'apparition des réseaux de bandes a été repéré. Dans les simulations, en se plaçant au même instant que l'image prise en cours d'essai, on extrait la déformation plastique équivalente. Ensuite, les deux cartographies ont été superposées et le résultat est donné sur la Figure IV - 11. Lorsqu'il y a accord entre simulation et observation, les grains ont des rayures horizontales de couleur verte s'ils sont dans leur phase élastique ou de petits carrés de couleur bleue s'ils sont en phase plastique. Lorsqu'il y a désaccord entre simulation et observation, les grains ont des rayures verticales de couleur rouge (grains élastiques dans la simulation alors que l'expérience montre des bandes de plasticité) ou des rayures inclinées de couleur orange (cas contraire).

Avec ce code de couleur, plus le taux de grains vert ou bleu est important, plus le calcul s'approche des observations expérimentales. En choisissant l'hypothèse H2, la simulation numérique montre que les grains restent élastiques alors que des bandes apparaissent clairement dans l'expérience. Cette hypothèse peut donc être rejetée. La situation issue de l'hypothèse H1 est très proche de celle obtenue avec l'hypothèse H2. La différence entre les deux concerne deux grains : l'un où la plasticité est observée et retrouvée numériquement uniquement avec le seuil à 130 MPa, et l'autre où l'interprétation expérimentale est difficile (on considère que le grain est resté élastique) et où seul le calcul avec le seuil le plus fort ne prévoit pas de plasticité. Finalement, l'hypothèse qui permet le mieux de simuler l'apparition de zones plastiques dans certains grains est l'hypothèse H3. La présence malgré tout de quelques grains de couleur rouge s'explique car une forte microfissuration se développe à partir de la singularité et dans leur direction. La perte de raideur qui en résulte n'étant pas prise en compte dans notre modèle, le calcul surestime très probablement l'état de contrainte et tend à prévoir le passage en plasticité pour ces grains. Les cinq grains de couleur orange localisés dans la partie haute et à droite sont considérés élastiques dans l'expérience mais l'observation est délicate à cet instant. Quelques images plus tard (non montrées ici), un réseau de bandes se développent aussi dans ces grains. On peut remarquer que quel que soit le comportement de la matrice et des grains, la zone où se développe la plasticité dans la matrice est très proche d'un calcul à l'autre (zone de couleur grise, Figure IV - 11). Malheureusement la résolution optique insuffisante ne permet pas de trancher quant au mécanisme réel de déformation de la matrice.

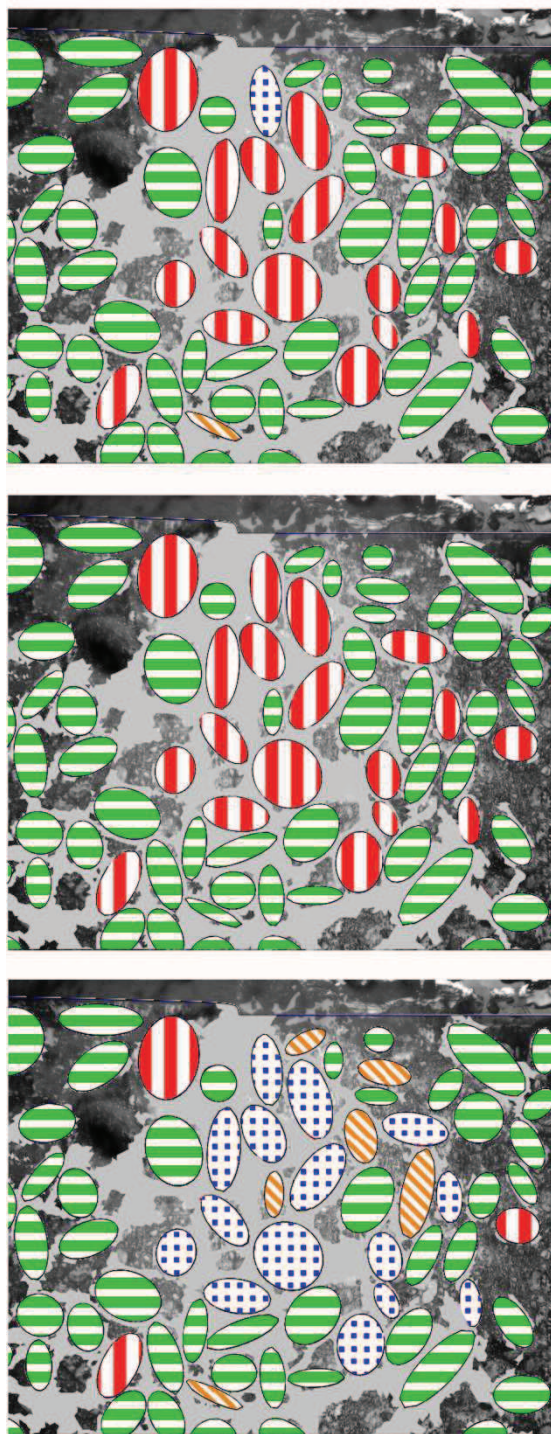


Figure IV - 11 : Superposition des simulations numériques (hypothèse H1 en haut– H2 au milieu et H3 en bas) sur l'image obtenue durant l'essai. Les grains de couleur verte ou bleue correspondent à un accord entre calcul et expérience. Les désaccords conduisent à des grains de couleur rouge et orange.

4.4. Conclusion

Dans cette partie, nous avons présenté une confrontation expérience/simulation numérique. Elle consiste à visualiser les déformations anélastiques et à déterminer le modèle de comportement plastique le plus pertinent pour les grains de HMX supposés isotropes et soumis à des sollicitations quasi-statiques. Cette confrontation conforte l'hypothèse selon laquelle le comportement du composite fortement confiné est égal au comportement équivalent isotrope du grain de HMX c'est-à-dire la troisième hypothèse évoquée dès le chapitre 1. Suite à l'étude bibliographique menée au chapitre 1, les propriétés élastiques suivantes ont été utilisées: un module d'Young de l'ordre de 10 GPa et un coefficient de Poisson de 0,35.

Ce comportement des grains et le comportement de la matrice correspondant sont ceux utilisés dans les simulations appelées « simulations d'orientations » et qui ont permis d'étudier, dans le chapitre 3, les interfaces entre les grains et la matrice et le sens de la plasticité dans la matrice.

Dans ce qui suit, l'identification des comportements des constituants est raffinée de façon à étudier, dans le chapitre suivant, comment se localisent les déformations.

5. Amélioration de la loi de comportement de la matrice

5.1. Objectifs

L'objectif est d'étudier l'effet de l'endommagement et de la vitesse de déformation. Dans Abaqus, le modèle de Drucker-Prager ne permet pas d'introduire l'endommagement. Ainsi, on se tourne vers le modèle CDP (cf chapitre 1 §2.2.4.) qui permettra également d'introduire l'effet de la vitesse de déformation.

5.2. Propriétés élastiques

Contrairement aux simulations d'orientations précédentes, le comportement élastique, dépendant de la pression, des grains de HMX va être considéré pour cette identification de façon à couvrir une plus large gamme de sollicitations. Le raisonnement se base sur :

- L'hypothèse retenue : les comportements du composite et du grain de HMX (supposé isotrope) sont les mêmes aux fortes pressions.
- Les données présentées dans le chapitre 1 c'est-à-dire :
 - Une évolution linéaire du module de compressibilité du HMX dépendante de la pression (paragraphe 2.2.1) avec $K_{\text{HMX}}(0 \text{ MPa}) = 11,34 \text{ GPa}$ et $K_{\text{HMX}}(800 \text{ MPa}) = 20,9 \text{ GPa}$. Cette dernière valeur est confirmée par [113; 163].
 - Une évolution non linéaire du module de compressibilité du composite dépendante de la pression (paragraphe 2.1.1) avec $K_{\text{composite}}(800 \text{ MPa}) = 20,9 \text{ GPa}$.
 - Un coefficient de Poisson constant et égal à 0,42 pour le composite.
 - Un coefficient de Poisson égale à 0,35 à pression ambiante pour le HMX.
 - Un module de cisaillement égal à 3,68 GPa à pression ambiante pour le HMX.

A partir de ces informations, il est alors possible de déduire le comportement du HMX en fonction de la pression. Puisqu'à fort confinement les comportements du HMX et du composite sont les mêmes, leurs modules de cisaillement sont égaux. D'où, le module de cisaillement du HMX à 800 MPa de pression vaut environ 3,6 GPa (module d'Young proche de 10 GPa et coefficient de Poisson de 0,42 pour le composite).

Or, celui-ci a été déterminé, d'après la bibliographie, à 3,68 GPa à pression ambiante. Donc, on en déduit que le module de cisaillement du HMX est constant quelle que soit la pression entre 0 et 800 MPa.

De la même façon, puisqu'à fort confinement les comportements du HMX et du composite sont les mêmes, leurs modules d'Young sont égaux. Le module d'Young du HMX à 800 MPa de pression vaut donc environ 10 GPa. Or, celui-ci a été déterminé, d'après la bibliographie, à 9,96 GPa à pression ambiante. Donc, on en déduit que le module d'Young du HMX est constant quelle que soit la pression entre 0 et 800 MPa.

Connaissant l'évolution des modules de compressibilité et de cisaillement du HMX ainsi que l'évolution de son module d'Young, l'évolution du coefficient de Poisson peut donc être déduite.

Connaissant le comportement élastique des grains de HMX, des simulations 2D en déformations planes en considérant le matériau biphasique (grains et matrice) sont menées de façon à retrouver les courbes contraintes-déformations des calculs 2D homogène représentant le comportement du composite. L'objectif est de déterminer le comportement de la matrice. Plusieurs résultats sont alors possible pour la matrice. Or, les courbes de modules de compressibilité du composite et du HMX montrent que ceux-ci sont égaux dès qu'une pression de 400 MPa est atteinte. Cette pression peut alors être considérée comme une limite au-delà de laquelle les modules de compressibilité du composite, des grains de HMX et de la matrice sont égaux. Le comportement de la matrice peut alors être choisi.

La Figure IV - 12 donne les évolutions des constantes élastiques du composite et des grains, ainsi que celles de la matrice issues de l'identification. Lors de l'introduction de la plasticité dans le comportement des constituants (paragraphe suivant), les simulations ont été réalisées à nouveau pour s'assurer d'aucune incidence sur le comportement élastique du composite (car il est possible qu'à certains endroits, de façon marginale, certains éléments aient pu plastifier).

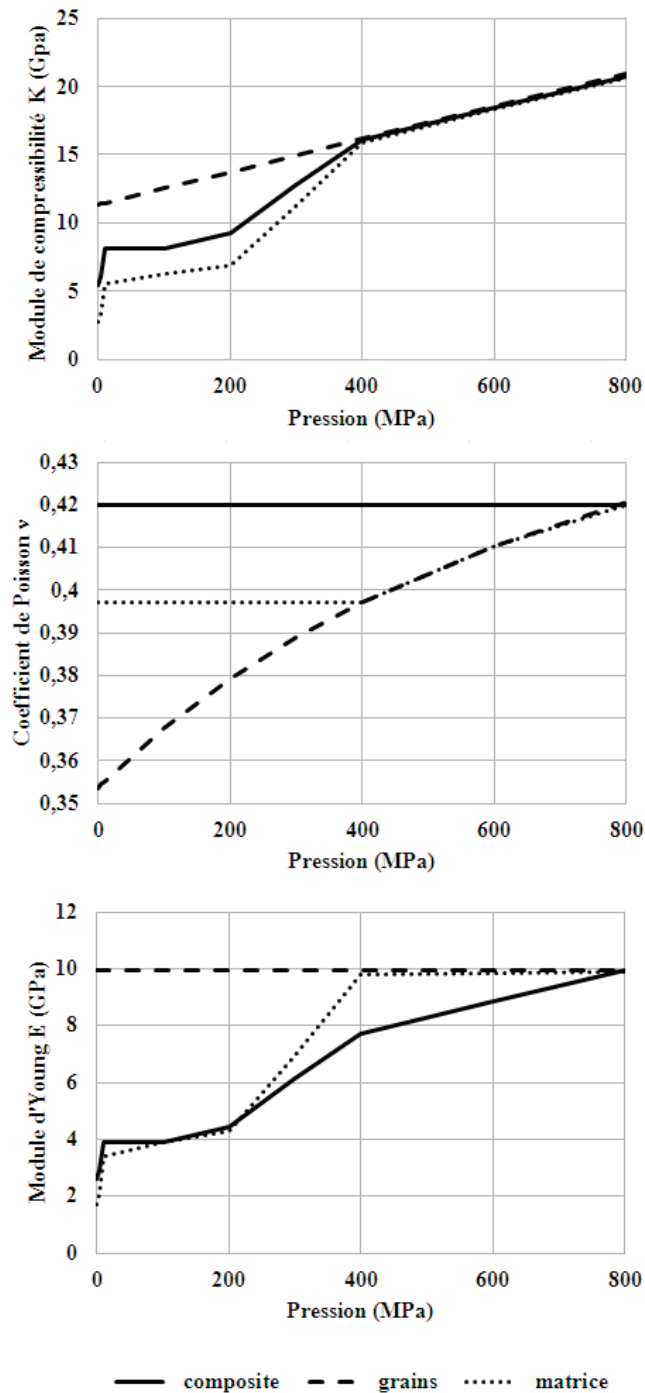


Figure IV - 12 : Evolutions des modules de compressibilité, des coefficients de Poisson et des modules d'Young du matériau, des grains et de la matrice.

5.3. Modèle CDP du composite

L'étape 1 de la méthode d'identification de la matrice (Figure IV - 2– paragraphe 4 de ce chapitre) est de reproduire le comportement du composite à l'aide du modèle CDP décrit dans

le chapitre 1. Nous détaillons ici l'identification qui permet de reproduire les courbes triaxiales expérimentales du composite.

Ce modèle a déjà été utilisé dans le passé pour essayer de modéliser le comportement plastique du composite [71] avec les paramètres suivants :

- La variable K_c est égale à 1,
- L'angle de dilatation est égal à 1° ,
- La valeur de l'excentricité est définie à 0,1
- Aucune dépendance à la température n'est considérée,
- La variable d'endommagement en compression est nulle et celle en traction a été déterminée expérimentalement,
- La contrainte de cohésion en compression, $\bar{\sigma}_c(\bar{\epsilon}_c^{pl})$ est définie par la courbe de l'essai de compression simple.

Concernant l'élasticité, le module d'Young était pris constant et égal à 4 GPa.

Avant de procéder à une nouvelle identification des paramètres du modèle CDP durant cette thèse, certaines hypothèses ont été réalisées également :

- La variable K_c est égale à 1,
- L'angle de dilatation est égal à 1° , car nous disposons des courbes de la déformation volumique en fonction de la déformation pour les essais triaxiaux qui montrent que pour des pressions supérieures à 50 MPa, il n'y a pas de dilatance donc on prend l'angle proche de 0° . En dessous, cela est faux mais on ne peut pas faire varier cet angle avec la pression dans Abaqus.
- La valeur de l'excentricité est définie à 0,1,
- Aucune dépendance à la température n'est considérée.

Ensuite, l'endommagement pour le matériau n'est pas introduit car on utilise les courbes globales de chargement monotone contrainte-déformation. Il n'est pas nécessaire pour le moment de partitionner les déformations du composite. Ainsi, les variables d'endommagement sont prises nulles.

La différence par rapport aux travaux précédents est l'introduction d'une dépendance à la pression :

- Pour définir l'élasticité. Ainsi le module d'Young du composite dépendra de la pression comme défini sur la Figure I - 7.

- Pour définir la contrainte de cohésion en compression. Ainsi, $\bar{\sigma}_c(\bar{\varepsilon}_c^{pl})$ devient $\bar{\sigma}_c(\bar{\varepsilon}_c^{pl}, p)$, ceci de façon à reproduire parfaitement les courbes d'écrouissages des essais triaxiaux et le passage fragile-ductile.

Le contrôle de cette variable supplémentaire est assurée dans Abaqus pour l'utilisation d'une routine en fortran de type USDFLD (Abaqus Standard) ou VUSDFLD (Abaqus Explicit). Cette routine permet de définir une (ou plusieurs) variable(s) en fonction des différents paramètres d'entrées et sorties du modèle et de faire dépendre certains paramètres de cette (ou ces) variable(s). La routine fait elle-même appel à la fonction GETVRM qui permet de connaître l'état de contraintes et donc la pression pour chaque élément.

Enfin, La contrainte de cohésion en traction $\bar{\sigma}_t(\bar{\varepsilon}_t^{pl})$ est définie en considérant un essai de traction.

Les simulations sont réalisées sur le matériau supposé homogène en calculs 2D avec hypothèse d'axisymétrie. Avec les hypothèses formulées, le critère peut s'écrire :

$$\frac{1}{1-\alpha}(\sigma_e - 3\alpha p) = \bar{\sigma}_c$$

Les courbes d'écrouissage peuvent être alors déterminées facilement. La définition de $\bar{\sigma}_c(\bar{\varepsilon}_c^{pl}, p)$ permettant d'obtenir le résultat présenté sur la Figure IV - 13, qui montre la bonne correspondance entre les simulations et les données expérimentales, est donnée par la Figure IV - 14 ci-après.

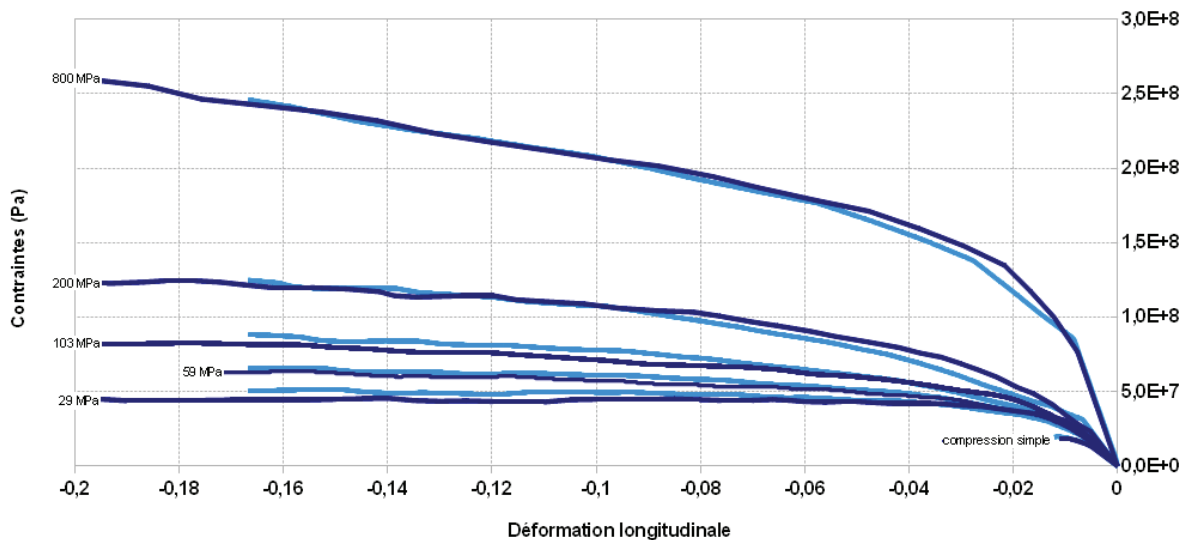


Figure IV - 13 : Essais triaxiaux (bleu foncé) et résultats des simulations numériques de ces essais avec le modèle CDP (bleu clair).

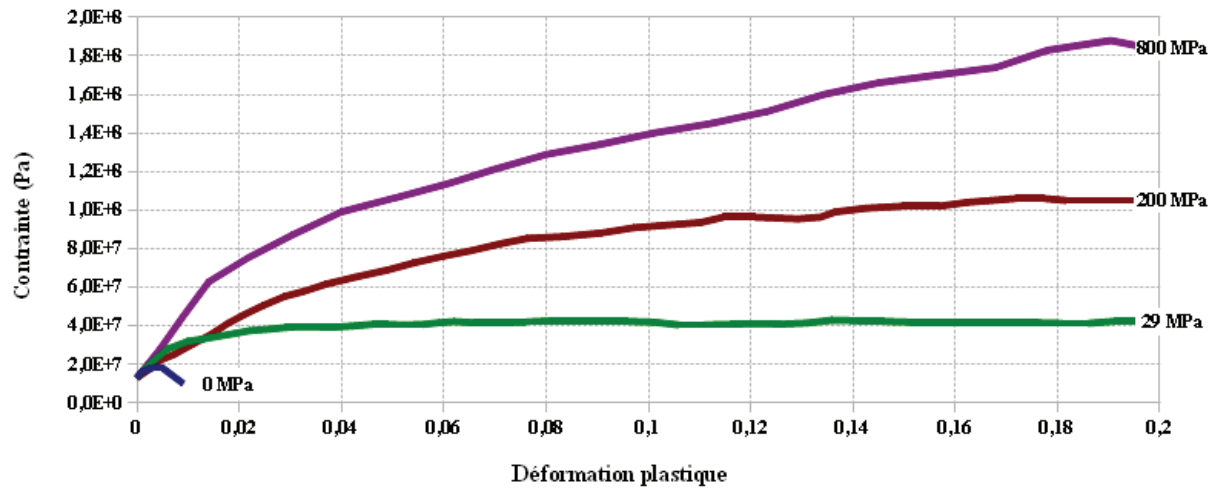


Figure IV - 14 : Définition de $\bar{\sigma}_c(\bar{\epsilon}_c^{pl}, p)$ pour $p=0, 29, 200$ et 800 MPa.

L'étape 2 (Figure IV - 2) consiste, à partir de la loi de comportement du composite, à tracer les réponses des essais de compression 2D plan avec confinement (Figure IV - 15).

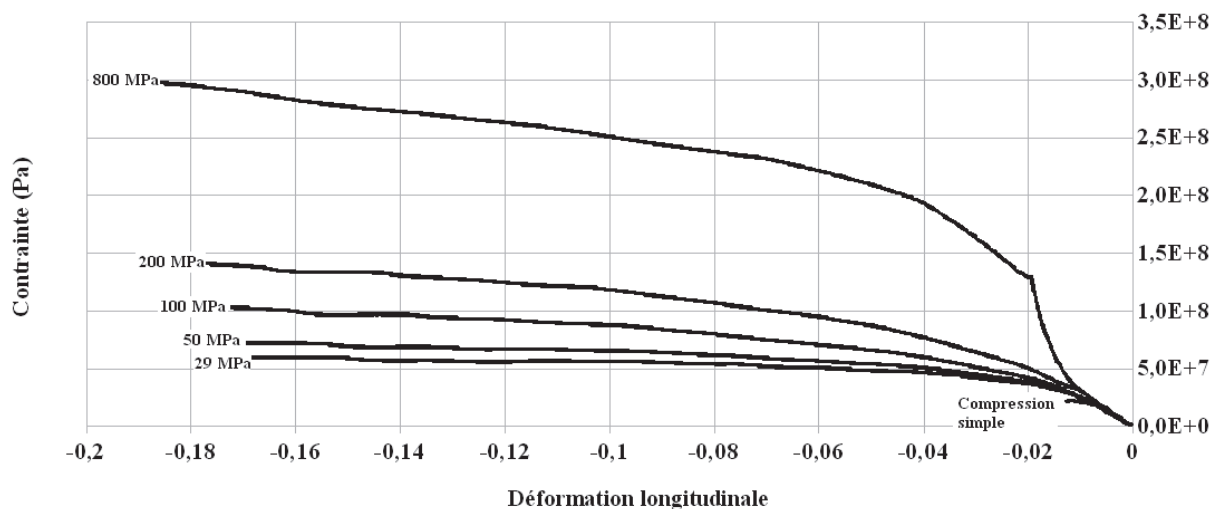


Figure IV - 15 : Essais de compression en 2D plan pour différentes pressions de confinement.

L'étape 3 (Figure IV - 2) consiste, en considérant le matériau biphasique, à retrouver les courbes de la Figure IV - 15 en identifiant le comportement de la matrice. Celui-ci est décrit, comme le composite, à l'aide du modèle CDP. Certaines hypothèses ont été réalisées (identiques à celles réalisées pour le composite) faute de données expérimentales :

- La variable K_c est égale à 1,

- L'angle de dilatation est égal à 1° ,
- La valeur de l'excentricité est définie à 0,1,
- Aucune dépendance à la température n'est considérée.

Dans un premier temps, les variables d'endommagement sont prises nulles.

L'identification consiste à déterminer le paramètre α du critère ainsi que la contrainte de cohésion en compression $\bar{\sigma}_c(\bar{\epsilon}_c^{pl})$. Comme pour le composite, il est considéré qu'elle dépend de la pression (elle devient $\bar{\sigma}_c(\bar{\epsilon}_c^{pl}, p)$), afin de reproduire parfaitement les courbes d'écrouissages des essais triaxiaux 2D plan.

Les résultats de l'identification donnent $\alpha = 0,027$ pour la matrice (pour rappel : $\alpha = 0,029$ pour le composite et, pour les bétons, en général, $0,083 \leq \alpha \leq 0,121$ d'après [101]). La Figure IV - 16 donne les courbes obtenues en 2D homogène et hétérogène. La Figure IV - 17 donne les courbes de $\bar{\sigma}_c(\bar{\epsilon}_c^{pl}, p)$ pour $p=0$ MPa (en rouge), 29, 50, 100, 200 et 800 MPa (en bleu et dans cet ordre de bas en haut).

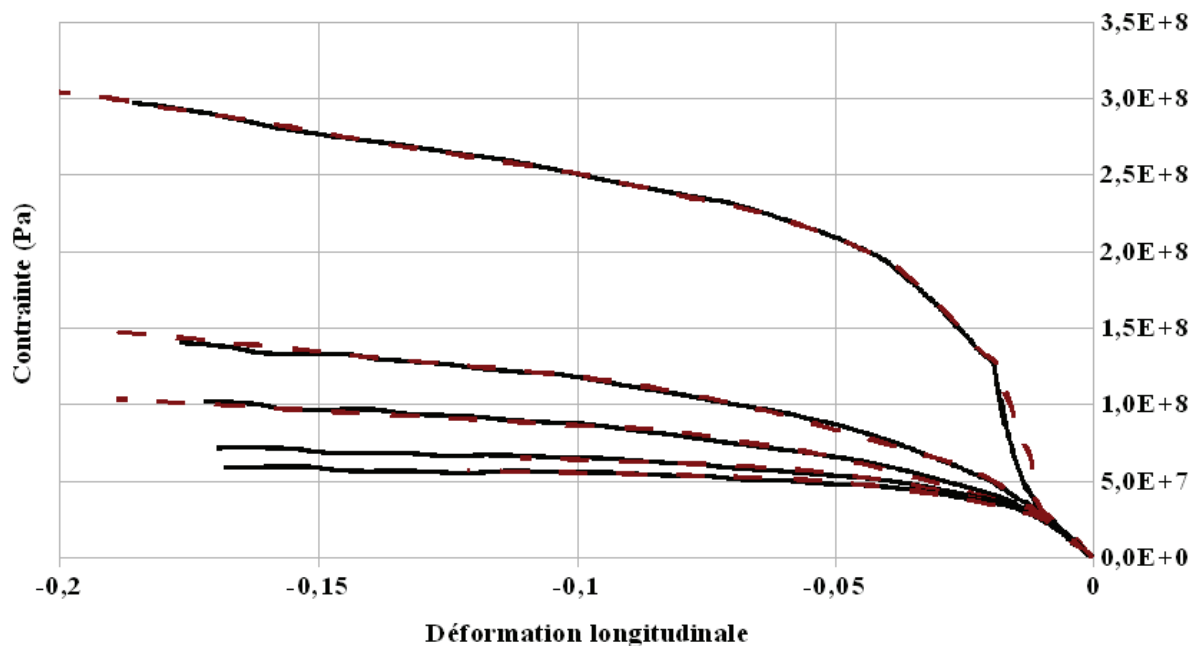


Figure IV - 16 : Essais de compression en 2D plan pour différentes pressions de confinement. En noir : calculs avec matériau homogène et en rouge : calculs avec matériau hétérogène.

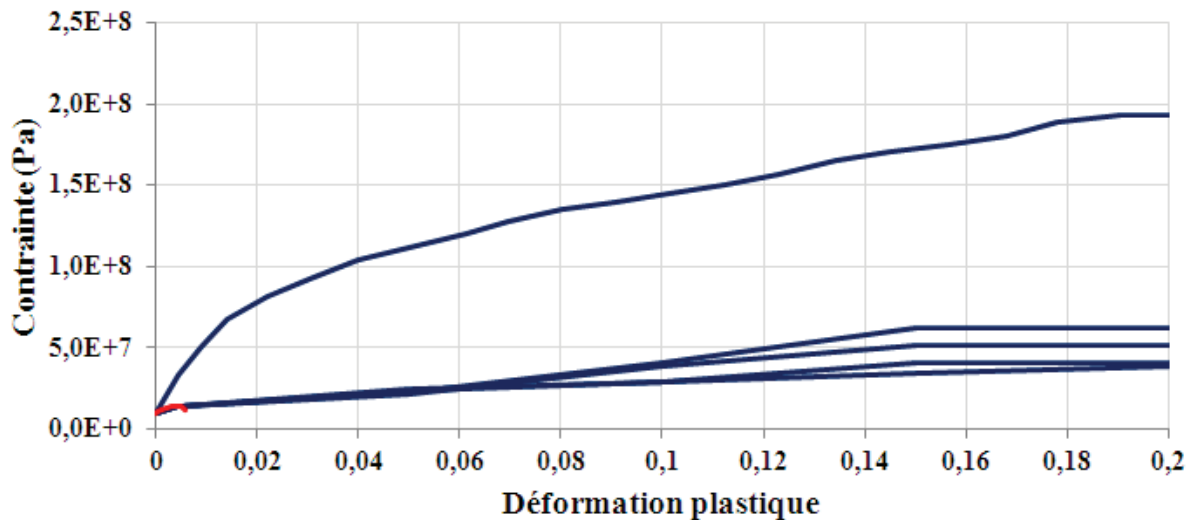


Figure IV - 17 : Définition dans la loi CDP de la matrice de $\bar{\sigma}_c(\bar{\epsilon}_c^{pl}, p)$ pour $p=0, 29, 50, 100, 200$ et 800 MPa.

5.4. Modèle CDP avec dépendance à la vitesse

On considère qu'aucune information n'est disponible sur la dépendance à la vitesse du comportement élastique du matériau. En fait, à partir des essais de DMA, on aurait pu appliquer à la matrice la dépendance à la vitesse de déformation. Cela n'a pas été fait car il est difficile de coupler le modèle CDP avec de la viscoélasticité dans Abaqus mais c'est une amélioration qui sera souhaitable. C'est pourquoi, finalement, les propriétés élastiques du composite, des grains et de la matrice seront identiques à celles du paragraphe précédent. Ainsi, c'est le comportement plastique via le modèle CDP qui va supporter la dépendance à la vitesse et la dépendance à la pression observés dans le dernier paragraphe du chapitre 2.

Sur la Figure II - 13, les observations principales sur le comportement de l'explosif étaient :

- un coefficient de frottement interne quasi-identique à celui déterminé lors des essais triaxiaux traditionnels,
- une augmentation de la contrainte de cohésion avec la vitesse de déformation.

L'augmentation de la contrainte de Von Mises est de l'ordre de 30 MPa pour les faibles pressions et de l'ordre de 20 MPa vers 300 MPa. Le choix fait ici est de déterminer un nouveau calage du modèle CDP à partir des contraintes lors d'une sollicitation dynamique comme cela a été fait en quasi-statique dans le paragraphe précédent. Le calage dynamique peut être vu comme le calage quasi-statique d'un matériau qui aurait des états de contraintes

plus élevés (On suppose que lors des essais quasi-statiques, les états de contraintes et de vitesse de déformation étaient homogènes et constants dans les échantillons).

Les hypothèses sont donc les suivantes :

- les courbes contraintes-déformations en dynamique représentent le comportement macroscopique du matériau,
- le comportement élasto-plastique des grains est le même que celui considéré jusqu'ici, puisqu'aucune donnée n'est disponible sur la dépendance à la vitesse pour comportement du HMX,
- les propriétés élastiques du composite et de la matrice sont les mêmes que dans le paragraphe précédent,
- les paramètres α du modèle CDP sont identiques pour le composite et pour la matrice à ceux déterminés précédemment,
- la courbe $\bar{\sigma}_t(\tilde{\epsilon}_t^{pl})$ du composite et celle de la matrice sont toujours considérées identiques et correspondent aux résultats expérimentaux d'un essai de traction sur le composite.

A partir de ces hypothèses, la technique d'identification présentée dans le paragraphe 4 de ce chapitre va être menée avec :

- Décalage de 25 MPa des courbes d'écrouissage du modèle CDP pour le comportement homogène équivalent (Figure IV - 18).
- Calcul des réponses macroscopiques d'un échantillon homogène soumis à une sollicitation 2D plan, avec ou sans confinement, et dynamique.
- Connaissant le comportement des grains de HMX, simulations des sollicitations 2D plan en considérant le matériau biphasique (grains et matrice). Recalage des courbes d'écrouissage de la matrice pour le régime dynamique.

Le résultat de cette identification est la détermination des courbes $\bar{\sigma}_c(\tilde{\epsilon}_c^{pl}, p)$ pour la matrice dans le modèle CDP lorsque le composite est soumis à un régime dynamique.

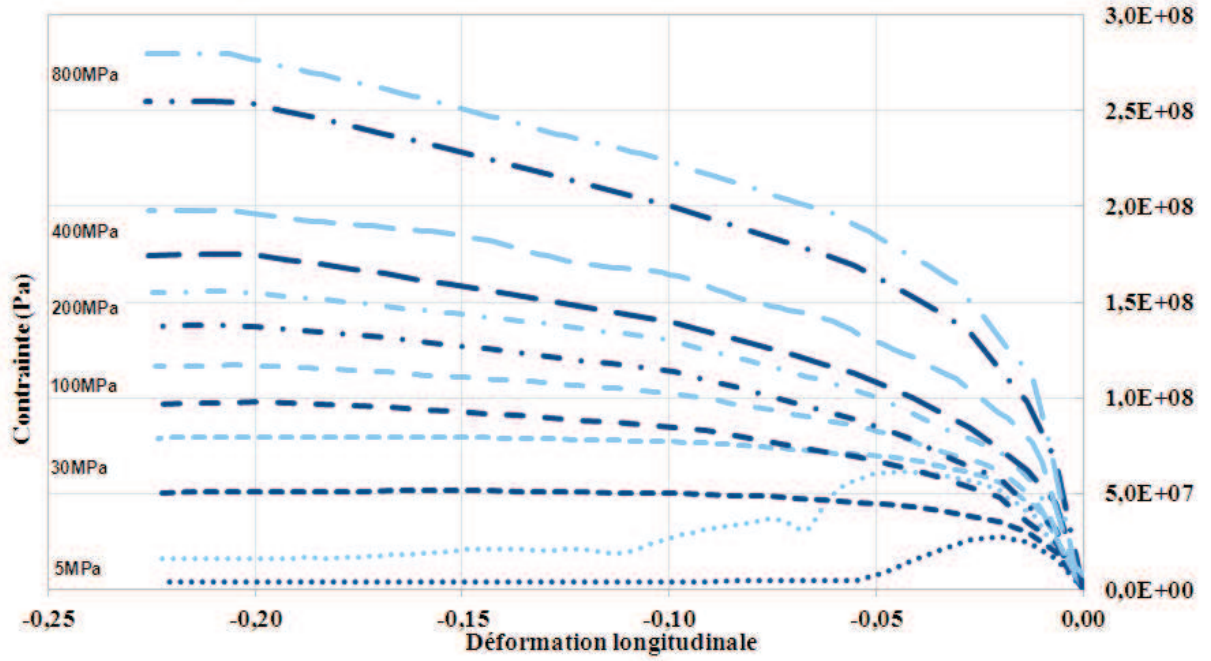


Figure IV - 18 : Courbes des essais triaxiaux homogènes (en bleu foncé : quasi-statique et en bleu clair : dynamique).

A ce stade, le comportement de la matrice est identifié de manière indépendante en quasi-statique et en dynamique. Pour unifier les deux, la variable $\bar{\sigma}_c(\tilde{\epsilon}_c^{pl}, p)$ du modèle CDP devient $\bar{\sigma}_c(\tilde{\epsilon}_c^{pl}, \dot{\epsilon}, p)$ avec $\dot{\epsilon}$ la vitesse de déformation. Les valeurs déterminées en quasi-statique et en dynamique sont définies respectivement pour des valeurs de vitesse de déformation de 10^{-3} s^{-1} et 10^3 s^{-1} . Nous avons alors un modèle unifié. Le point faible de la méthode est que lors des essais dynamiques en 2D plan hétérogène, tous les éléments finis ne voient pas la même vitesse de déformation, mais avec l'identification menée on retrouve quand même le comportement macroscopique.

En choisissant d'attribuer une vitesse de déformation de 10^{-3} s^{-1} , une hypothèse est faite puisqu'en fait, les essais sur le composite sont réalisés à des vitesses de déformations de 10^{-5} s^{-1} . Cette estimation est sans aucun doute négligeable, les comportements à des vitesses de déformation de 10^{-3} s^{-1} et 10^{-5} s^{-1} doivent être très proches.

Dans le modèle CDP, une interpolation logarithmique est réalisée (à pression et à déformation plastique données) entre les valeurs de $\bar{\sigma}_c$ à des vitesses de déformation de 10^{-3} s^{-1} et 10^3 s^{-1} . Cette interpolation a été vérifiée à des vitesses de déformation intermédiaires ($3 \cdot 10^{-3}$, 10^{-1} et 10^1 s^{-1}) sur des simulations avec différentes vitesses de sollicitation en considérant le matériau homogène. Les simulations pour des vitesses de déformation de 10^{-3} s^{-1} et 10^3 s^{-1} ont également été réalisées. La contrainte macroscopique pour une déformation macroscopique de

10% a été relevée dans chaque cas, ce sont les cinq points noirs sur la Figure IV - 19. On constate bien une bonne régression entre ces points (trait plein). En trait pointillé est tracée l'interpolation dans le cas où les courbes $\bar{\sigma}_c$ définies à 10^{-3} s^{-1} l'avaient été à 10^{-5} s^{-1} et en considérant que les comportements sont différents en quasi-statique à ces deux vitesses de déformation alors qu'en réalité, ils doivent être certainement très proches (Figure I - 10). On fait donc le choix de garder l'interpolation d'Abaqus mais il s'agit d'une piste d'amélioration. Au regard de la Figure I - 10, on aurait pu par exemple entrer les mêmes courbes d'érouissage à 10^{-5} s^{-1} et à 1 s^{-1} . Notre choix peut avoir comme effet d'accentuer un peu l'effet de vitesse puisqu'en réalité les contraintes maximales sont quasiment les mêmes à 10^{-5} s^{-1} et à 1 s^{-1} .

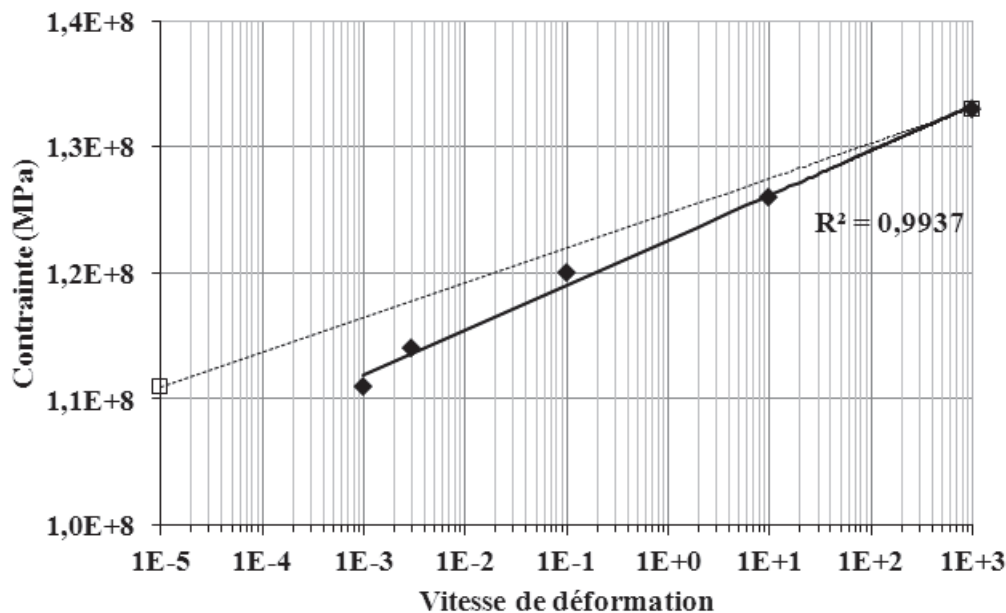


Figure IV - 19 : Vérification de l'interpolation réalisée sur $\bar{\sigma}_c$ pour les vitesses de déformation comprises entre 10^{-3} s^{-1} et 10^3 s^{-1} au regard de la contrainte macroscopique pour une déformation de 10% de l'échantillon. En pointillés, l'interpolation qui aurait été réalisée si 10^{-3} s^{-1} était remplacé par 10^{-5} s^{-1} .

5.5. Modèle CDP avec ou sans dépendance à la vitesse et endommagement

Ce paragraphe est dédié à l'introduction de l'endommagement dans le modèle CDP. Dans les deux paragraphes précédents, les variables d'endommagement en traction et en compression étaient nulles.

Dans le modèle CDP, la variable d'endommagement d est définie par la relation $(1 - d) = (1 - s_t d_c)(1 - s_c d_t)$ avec d_t et d_c les variables d'endommagement en traction et en compression qui sont des fonctions respectivement des déformations plastiques en traction et en compression. Les variables s_c et s_t permettent de gérer l'effectivité de l'endommagement (phénomène de reprise de raideur lors de la refermeture de microfissures). Faute de données expérimentales, la variable s_c est prise égale à 1 et on suppose ensuite que l'évolution de l'endommagement n'est piloté que par les déformations positives ce qui est approché par $d_c = 0$, et ainsi $d = d_t$. Ici, la variable d'endommagement d_t n'est plus considérée nulle et suit l'évolution décrite par la Figure IV - 20 issue d'essais quasi-statiques (Fig 2.4.5 dans [93]) où l'évolution du module d'Young a été déterminé en fonction de la déformation positive. Dans ces essais, on voit un endommagement de 0,25 pour une déformation de 0,5%. Cet endommagement est le fruit de la microfissuration des gros grains, de la décohésion entre les grains et la matrice ou entre grains. On choisit ici de maximiser l'effet de l'endommagement (Figure IV - 20) sur la matrice tant que l'endommagement n'est pas considéré pour les grains.

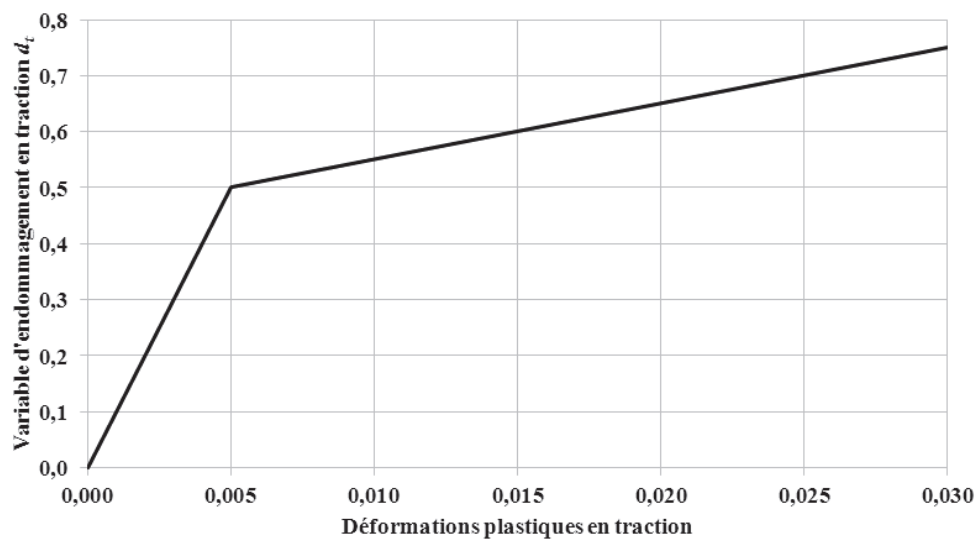


Figure IV - 20 : Evolution de la variable d'endommagement en traction d_t en fonction des déformations plastiques.

Dans notre problématique, l'endommagement va agir sur les déformations plastiques du fait du relâchement des contraintes qu'il engendre et ainsi, par continuité, l'endommagement va agir sur la vitesse de déformation plastique et donc sur l'échauffement.

Les propriétés élastiques du composite, des grains et de la matrice seront identiques à celles des deux paragraphes précédents.

Le paramètre α du modèle CDP est identique pour la matrice à celui du cas sans endommagement déterminé précédemment (0,027).

L'ajout de l'endommagement oblige à ajuster les courbes $\bar{\sigma}_c(\tilde{\varepsilon}_c^{pl}, \dot{\varepsilon}, p)$ pour retrouver le comportement macroscopique du matériau en déformations planes. Il faut en augmenter un peu les valeurs pour compenser l'endommagement (par exemple Figure IV - 21 pour le comportement quasi-statique). Le comportement macroscopique reste inchangé et est celui décrit au paragraphe 5.2.2, c'est-à-dire sans endommagement.

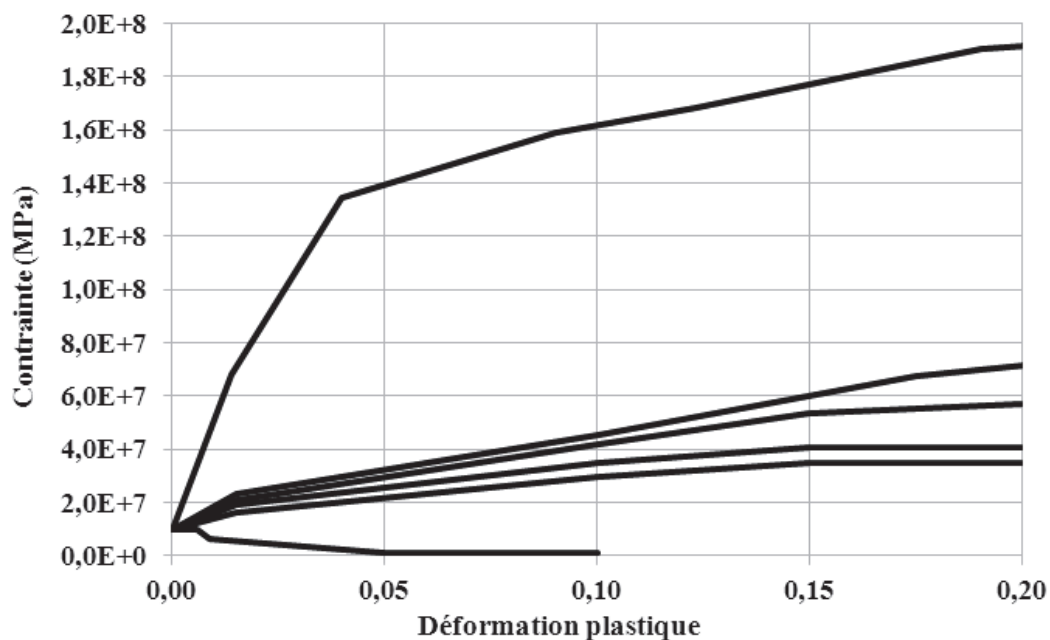


Figure IV - 21 : Définition dans la loi CDP de la matrice de $\bar{\sigma}_c(\tilde{\varepsilon}_c^{pl}, \dot{\varepsilon} = 10^{-3} s^{-1}, p)$ pour $p=0, 29, 50, 100, 200$ et 800 MPa (courbes de bas en haut) si la variable d'endommagement en traction d_t suit l'évolution de la Figure IV - 20.

5.6. Remarques sur les identifications à l'aide du modèle CDP

Pour résumer, le modèle CDP est utilisé (avec des paramètres différents) pour représenter :

- Le comportement du composite en quasi-statique et en dynamique sans endommagement,
- Le comportement de la matrice en quasi-statique et en dynamique avec ou sans endommagement.

Dans tous les cas, certains paramètres ont été fixés :

- La variable K_c est égale à 1,
- L'angle de dilatation est égal à 1° ,
- La valeur de l'excentricité est définie à 0,1.

Ces trois points devront faire l'objet d'une étude paramétrique dans les travaux futurs.

Parmi les identifications réalisées, il faut souligner que l'endommagement n'a pas été considéré pour le composite alors qu'expérimentalement celui-ci est connu (surtout à faibles pressions). Ceci était déjà le cas dans les simulations dites d'orientation où un modèle de Drucker-Prager était utilisé pour représenter le comportement du composite et de la matrice.

Il est intéressant de mener une comparaison rapide du comportement de la matrice dans le cas des simulations d'orientations (uniquement quasi-statiques) et dans celui de l'utilisation du modèle CDP sans endommagement. Les points de comparaison sont repris dans le Tableau 14 ci-dessous.

Tableau 14 : Comparaison des comportements entre les simulations d'orientation et les simulations avec modèle CDP sans endommagement.

	Simulations d'orientation	Simulations avec utilisation du modèle CDP sans endommagement
Elasticité des grains	E = constante & ν = constante	E = constante & ν = $\nu(\text{pression})$
Elasticité de la matrice	E = E(pression) & ν = constante	E = E(pression) & ν = $\nu(\text{pression})$
Plasticité des grains	Courbes d'écrouissage de l'essai triaxial à 800 MPa de pression de confinement	
Plasticité de la matrice	Drucker-Prager $\sigma_e = 0,336P + 24,32 \text{ (MPa)}$	CDP $\frac{1}{1-\alpha} (\sigma_e - 3\alpha P + \beta(\tilde{\epsilon}^{pl})\langle\hat{\sigma}_{max}\rangle = \bar{\sigma}_c(\tilde{\epsilon}_c^{pl}, P)$

En considérant que le terme $\beta(\varepsilon^{pl})\langle\hat{\sigma}_{max}\rangle$ (qui fait intervenir le troisième invariant des contraintes dont on ne peut pas juger expérimentalement de l'effet) est nul, la Figure IV - 22 compare pour des pressions inférieures à 200 MPa, l'évolution de la contrainte équivalente de Von Mises dans les deux cas d'identification. La comparaison s'arrête à une pression de 200 MPa car c'est la valeur maximale qui avait été considérée lors de la détermination des paramètres du modèle de Drucker-Prager. Nous pouvons constater que les valeurs de la contrainte de von Mises sont assez proches. Le modèle de Drucker-Prager n'a été identifié que pour des pressions supérieures à 10 MPa et a été étendu aux pressions inférieures. Cette comparaison montre que les propriétés utilisées dans les simulations d'orientations sont déjà une bonne première approche.

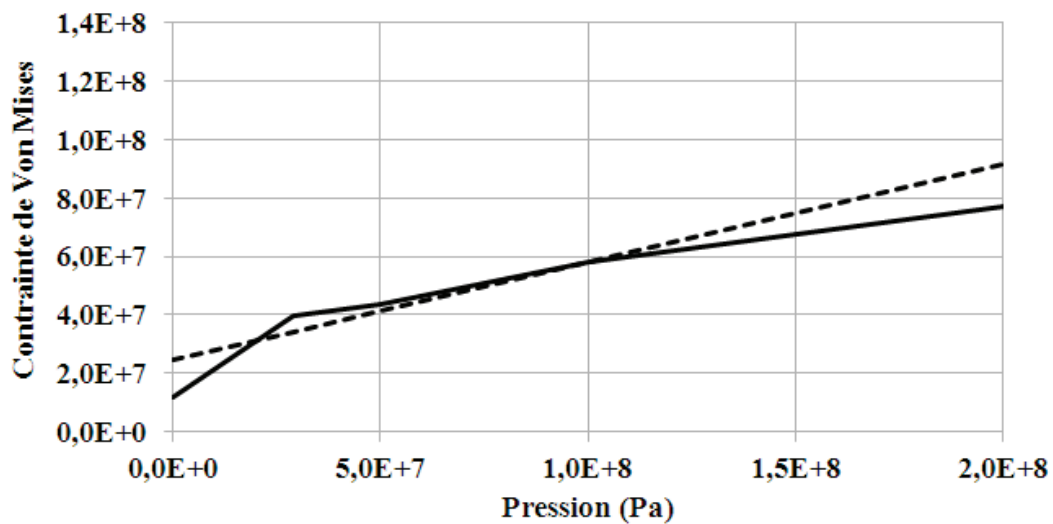


Figure IV - 22 : Comparaison de l'évolution de la contrainte de Von Mises avec la pression avec l'utilisation du modèle de Drucker-Prager (tirets) ou du modèle CDP (trait plein).

CHAPITRE 5 : Confrontation entre simulations et essais

Dans ce chapitre, l'objectif est de répondre aux deux questions importantes animant cette thèse :

- Quel est le mécanisme dissipatif responsable de la création de chaleur lors d'impacts à basse vitesse ?
- Cet échauffement est-il principalement localisé dans la matrice ou dans les plus gros grains ?

Les trois essais présentés dans le chapitre 3 vont être simulés en utilisant les lois de comportement décrites dans le chapitre 4. Des comparaisons entre les essais et les simulations seront menées. Ensuite, nous étudierons la variabilité locale des paramètres de contraintes et de déformation en fonction du type de modélisation, et nous quantifierons le rapport entre les grandeurs macroscopiques et ces mêmes grandeurs à l'échelle locale.

1. Méthode de simulation des essais de compression dans la tranche

Durant l'essai, l'échantillon de taille 10 mm x 10 mm x 3 mm est confiné dans une cellule où l'une des faces est observée à travers une vitre (cf chapitre 3). Des observations préalables sont réalisées au microscope et permettent d'identifier directement la partie de la microstructure qui sera observée lors de l'essai. Les grains sont remplacés par des ellipses dont les propriétés (centre, orientation, taille) sont déterminées sur les images obtenues au microscope. On s'assure d'un taux de charge surfacique en grains de 50% ce qui correspond à la fraction des grains de taille supérieure à 200 μm qui avait été retenue pour la représentation du matériau et pour l'identification des propriétés mécaniques de la matrice. Hors du champ observé, la microstructure est créée en générant aléatoirement la position et la taille des grains (par exemple comme sur la Figure IV - 3). Cette démarche conduit à un calcul lourd notamment pour la gestion du contact de plus de 400 grains avec la matrice. La zone calculée aurait pu être limitée à celle observée (représentée par un rectangle sur la Figure V - 1), en

imposant aux limites un champ de déplacement mesuré expérimentalement par corrélation d'images. Toutefois, cette dernière méthode est rendue difficile par les changements de teintes à la surface de l'échantillon et par le flou généré par le déplacement hors plan.

Concernant les conditions aux limites de la simulation, l'objectif est de reproduire au mieux les conditions de l'essai. Ainsi, la vitesse imposée au bord inférieur de l'échantillon correspond à la vitesse de l'essai. Le confinement à droite et à gauche de l'échantillon est représenté en bloquant le déplacement normal à ces faces. La face supérieure de l'échantillon est libre sur sa moitié gauche correspondant à la partie qui est face au canal. La partie droite est en contact avec une pièce en acier. Un coefficient de frottement égal à 0,2 est choisi entre le matériau et l'acier.

L'essai est simulé en supposant un état de déformation plane et en considérant les comportements des grains et de la matrice déterminés dans les paragraphes précédents.

Ces étapes de mise en donnée des calculs sont réalisées par des scripts en langage Python écrits durant cette thèse. La Figure V - 1 présente les conditions aux limites de l'échantillon durant les simulations. Le rectangle au centre et en haut de l'échantillon numérique correspond à la zone qui est observée durant l'essai et où la géométrie réelle remplace la géométrie aléatoire.

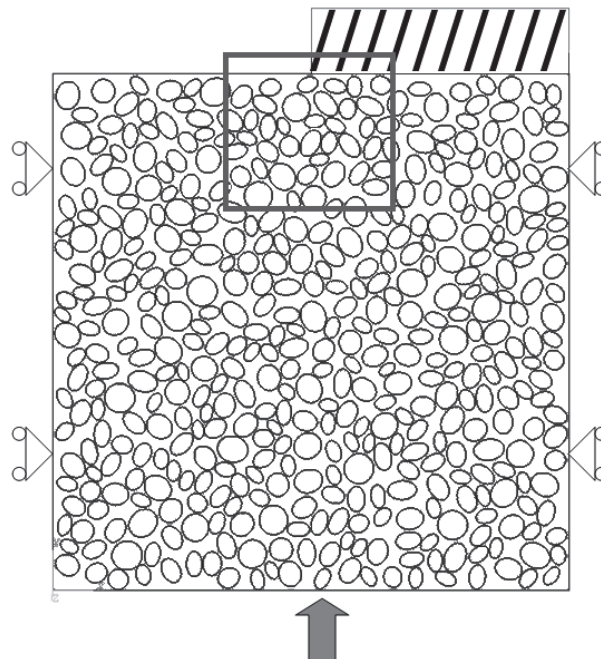


Figure V - 1 : Echantillon et conditions aux limites pour les simulations de l'essai de compression dans la tranche. Le rectangle en haut de l'échantillon correspond à la zone observée durant l'essai et où la géométrie aléatoire est remplacée par la géométrie réelle dans la simulation.

2. Influence de la loi de comportement de la matrice

Dans cette section, l'essai dynamique présenté dans le chapitre 3, Figure III - 7 (avant essai) et Figure III - 10 (après essai) est simulé avec les quatre modèles CDP identifiés au chapitre IV pour la matrice, de façon à juger de l'influence de l'endommagement et l'effet de vitesse. Par la suite, les quatre modèles seront désignés par les noms donnés dans le Tableau 15.

Tableau 15 : Noms attribués aux quatre modèles de comportements de la matrice utilisant le modèle CDP.

	Sans endommagement	Avec endommagement
Sans effet de la vitesse	Mat ₁	Mat ₃
Avec effet de la vitesse	Mat ₂	Mat ₄

L'essai s'est déroulé à $11,6 \text{ m.s}^{-1}$ et l'échantillon est monté de $375 \text{ }\mu\text{m}$ au milieu du canal. La Figure V - 2 présente le déplacement vertical U_2 calculé pour les quatre comportements. Le rôle de l'endommagement est très secondaire sur le résultat du déplacement par rapport au rôle de la dépendance à la vitesse de déformation. La différence principale est un déplacement un peu plus important proche de l'angle du canal dans les cas quasi-statiques (Mat₁ et Mat₃).

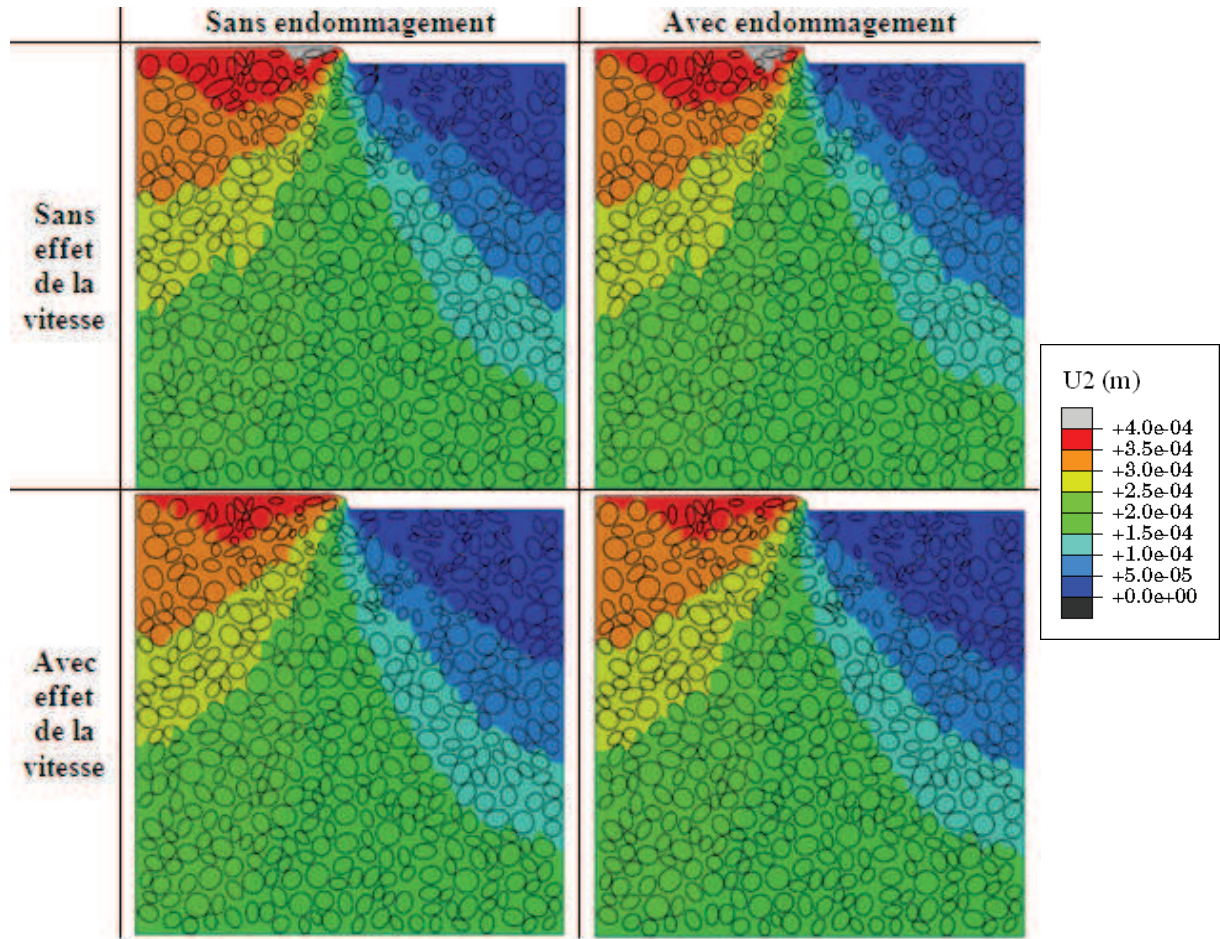


Figure V - 2 : Résultats des simulations avec Mat₁ à Mat₄ : déplacement vertical.

La Figure V - 3 présente la répartition de pression en fin d'essai dans l'échantillon pour les quatre cas de simulations. On constate des pressions plus importantes en considérant l'effet de vitesse. En effet, dans les quatre modèles, on a :

$$P = K(\varepsilon_V - \varepsilon_V^p)$$

Avec K le module de compressibilité, ε_V la déformation volumique et ε_V^p la déformation volumique plastique.

La déformation volumique plastique est pilotée par l'angle de dilatance. L'effet de vitesse consiste à augmenter le seuil de plasticité avec l'augmentation de la vitesse de déformation. Cette variation ne change pas la direction de l'écoulement et donc la proportion de déformation volumique plastique. Par contre, l'augmentation du seuil avec la vitesse de déformation va retarder l'apparition de la plasticité. Ainsi, pour une même déformation volumique totale, la composante plastique sera moins importante en dynamique ce qui conduit à avoir, pour une même déformation, une pression plus importante en dynamique. Ceci est accentué également par l'augmentation de K avec la pression.

L'endommagement contribue à faire baisser la pression dans la partie droite de l'échantillon. La pression moyenne semble augmenter globalement d'une vingtaine de mégapascals avec l'effet de vitesse ce qui est en correspondance avec les 25 MPa qui différencie les courbes d'écroutissage dynamique et quasi-statique. L'endommagement contribue à faire baisser la pression d'environ 10 MPa dans la zone à proximité du canal.

On observe également que la pression est nulle à proximité du canal et qu'elle passe environ à une centaine de mégapascals aux contacts entre grains (zones rouge sur la Figure V - 3). Cela montre toute la difficulté de cet essai avec les non-linéarités du comportement de la matrice. L'hétérogénéité de la pression est à la fois la cause et la conséquence des variations de comportement de la matrice. La complexité de ce matériau réside donc en trois points :

- (1) le comportement élasto-plastique et non-linéaire des constituants avec en particulier des variations importantes et rapides avec la pression du comportement de la matrice,
- (2) le comportement non-linéaire des interfaces,
- (3) des comportements différents pour les grains et la matrice.

Malgré les 7 μm qui existent, au minimum, entre deux grains, on observe clairement la formation des chaînes de forces (Figure V - 3 et Figure V - 4). Cet effet, connu pour les matériaux granulaires, est accentué par la souplesse de la matrice puisque la pression n'est pas suffisante pour que la rigidité de la matrice tende vers celle des grains. Evidemment, si le contact direct entre grains avait été pris en compte, c'est dans ces derniers que les états de contrainte seraient intenses et non dans la matrice piégée entre eux.

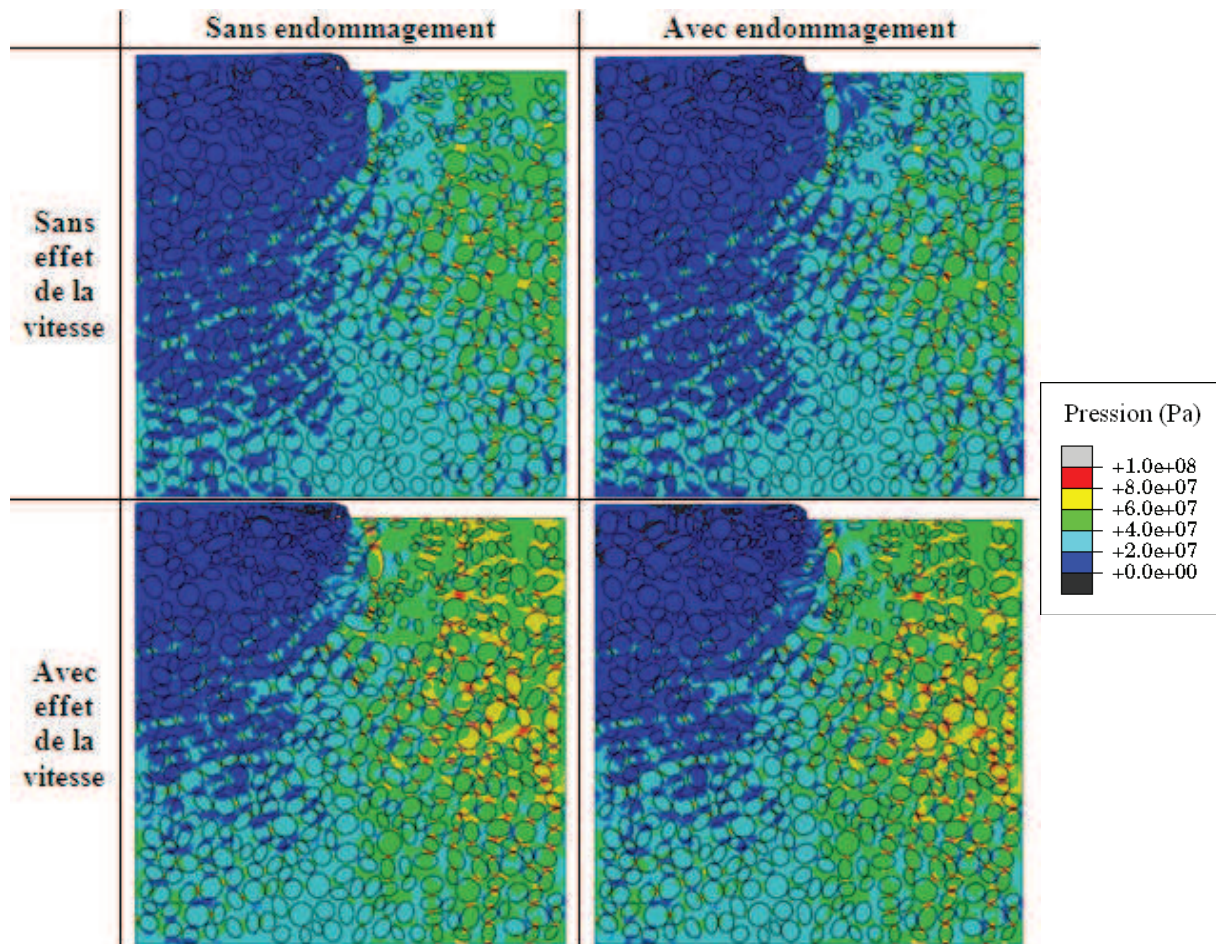


Figure V - 3 : Résultats des simulations réalisées avec les différents modèles : Pression.

Concernant la plasticité, la Figure V - 4 présente la contrainte équivalente de von Mises et la Figure V - 5 présente la déformation plastique équivalente des grains de HMX. Dans l'identification des paramètres du modèle CDP, il convient de rappeler que l'endommagement et l'effet de la vitesse sont uniquement introduits pour la matrice, et permettent de retrouver le comportement macroscopique. Le comportement des grains reste le même dans tous les cas. Cependant, on constate que l'état de plasticité des grains est fortement influencé par la vitesse de déformation. Ils se déforment plus par plasticité en dynamique (les grains de couleur grise sur la Figure V - 5). Ici encore, l'endommagement diminue les contraintes et les déformations des grains principalement à proximité de l'angle du canal.

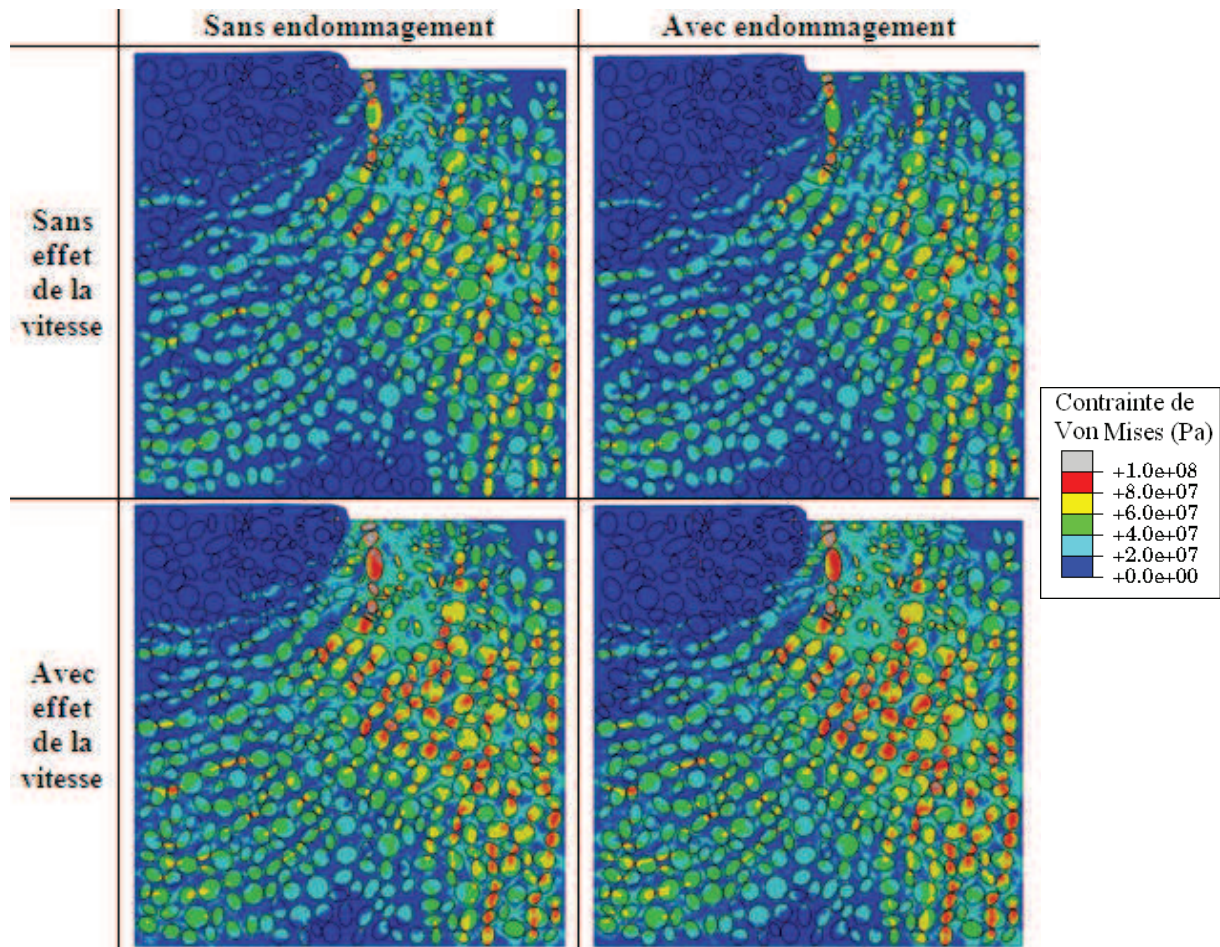


Figure V - 4 : Résultats des simulations réalisées avec les différents modèles : contrainte équivalente de Von Mises.

L'ordre de grandeurs des déformations plastiques équivalentes n'est pas le même dans la matrice que dans les grains. Sur la Figure V - 5 et la Figure V - 6, on peut constater cette différence. La déformation plastique équivalente des grains est inférieure au pourcent tandis que dans la matrice, elle dépasse les 25% à proximité de l'angle du canal quelles que soient les hypothèses de simulation.

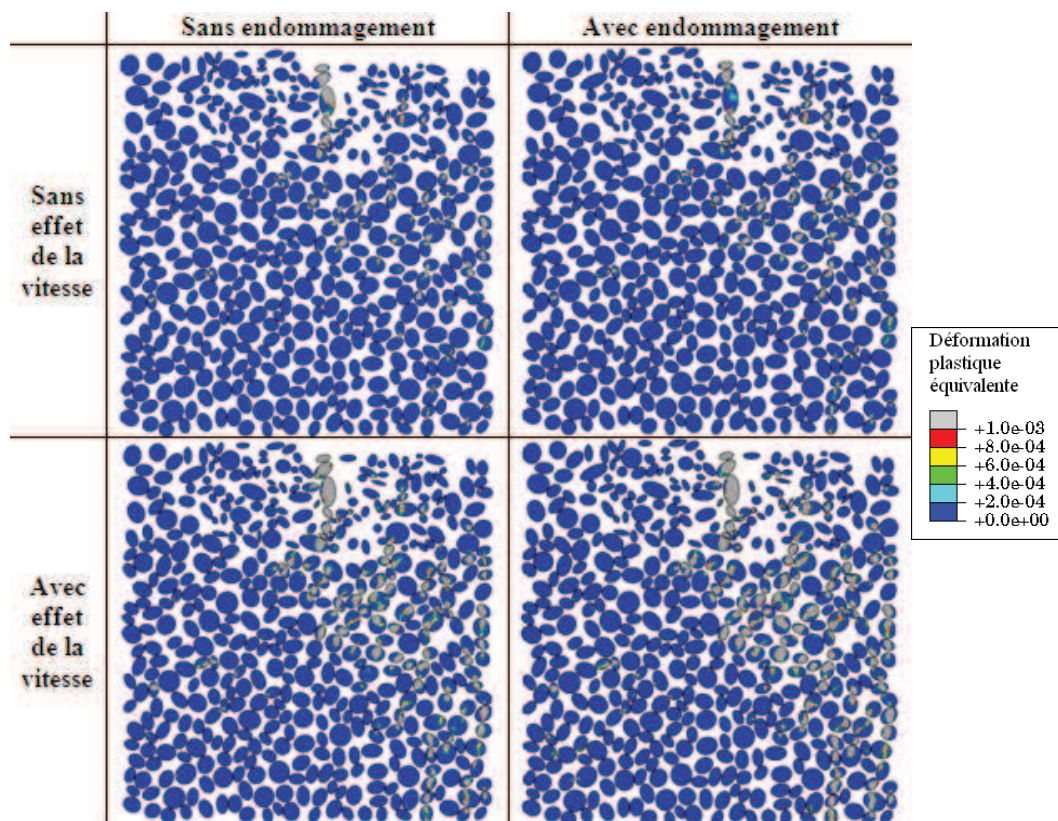


Figure V - 5 : Résultats des simulations réalisées avec les différents modèles : déformation plastique équivalente des grains de HMX.

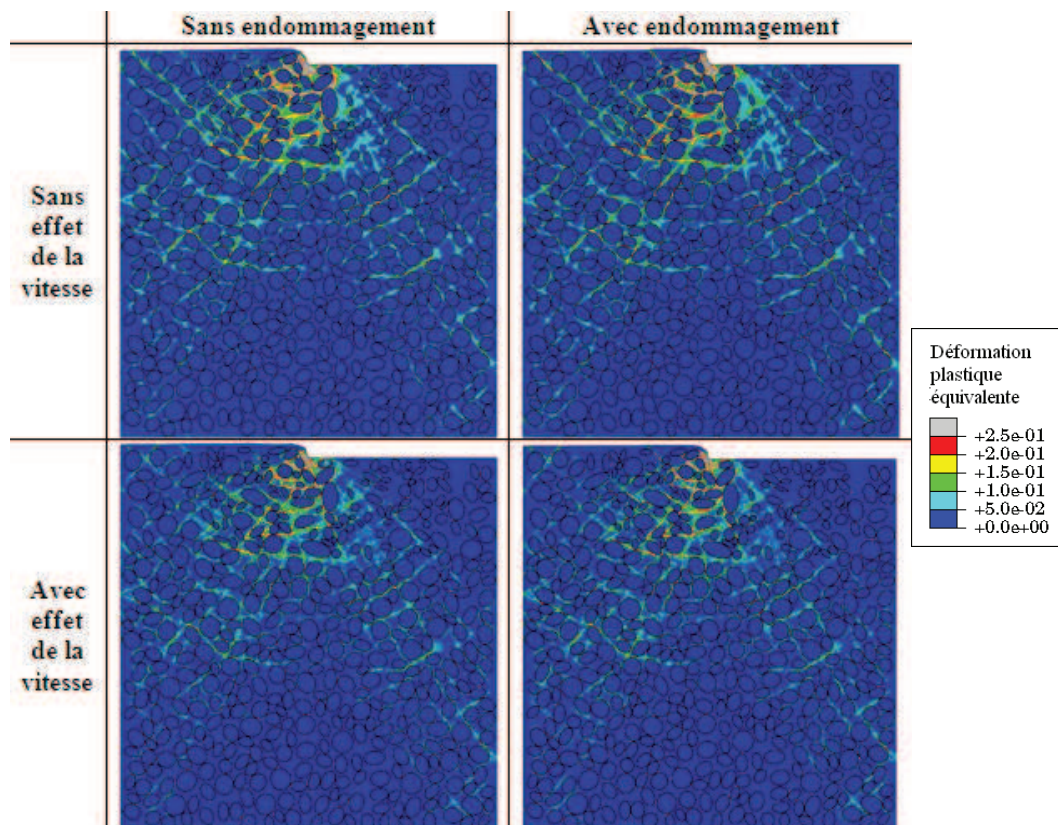


Figure V - 6 : Résultats des simulations réalisées avec les différents modèles : déformation plastique équivalente.

Ces résultats de simulation montrent que la matrice est le lieu des déformations plastiques les plus importantes. Les grains subissent des contraintes importantes mais ils se déforment peu plastiquement. Durant les simulations, le lieu (matrice ou grain) où se produirait l'allumage est recherché. Pour cela, un calcul de la température adiabatique a également été mené pour localiser les zones qui s'échauffent le plus (Figure V - 7). On ne tient donc pas compte de la diffusion spatiale par conduction. De plus, le modèle ne tient compte que de la dissipation par plasticité dans les grains, et par plasticité et endommagement dans la matrice. Il n'y a globalement pas d'échauffement dans le matériau à cet instant qui correspond à la fin de l'essai sauf dans la zone proche de l'angle du canal.

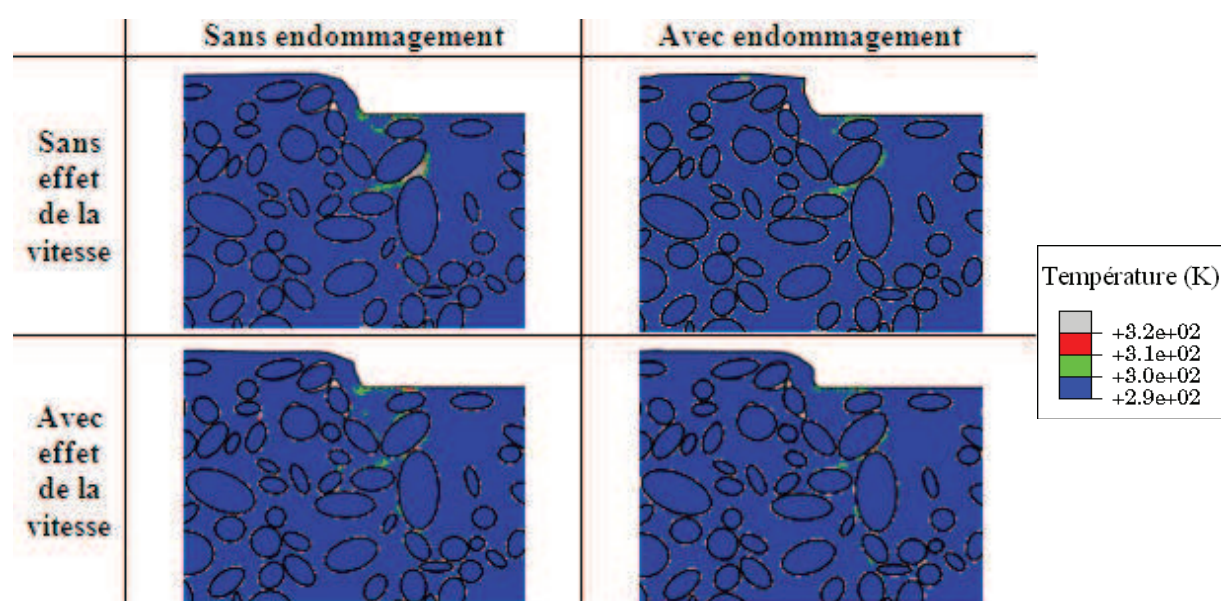


Figure V - 7 : Résultats des simulations réalisées avec les différents modèles : température adiabatique.

A la fin de l'essai (15 μ s après l'impact), l'élévation de température de plus de 20°C a lieu à proximité du canal et uniquement dans la matrice. L'essai dynamique confiné (avec du matériau inerte dans le canal) conduit à une conclusion similaire (Figure V - 8).

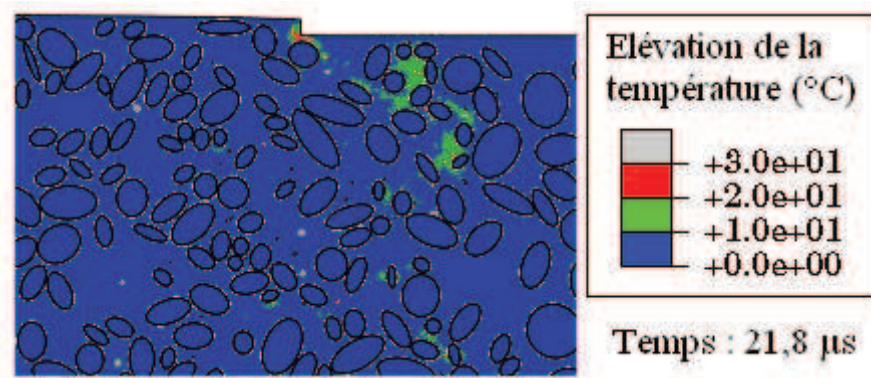


Figure V - 8 : Élévation de la température à 21,8 μs lors d'un essai dynamique confiné.

3. Recherche du mécanisme dissipatif

Une comparaison rigoureuse entre calculs et expériences nécessite une analyse quantitative et précise des images prises lors des essais. Il faudrait repérer toutes les nouvelles microfissures ou signe de plasticité dans les grains mais aussi dans la matrice. Malheureusement, ce travail n'a pas pu être automatisé simplement car les images présentent un trop fort taux de charge et il n'est pas facile de définir les seuils de couleur des fissures de décohésion, de celles intragranulaire et des bandes de plasticité. Il restait donc la manière manuelle. Faute de temps, elle n'a pas été mise en œuvre dans le cadre de cette thèse ce qui nous oblige à des comparaisons simplement qualitatives. Après avoir conclu que les échauffements avaient lieu quasi-exclusivement dans la matrice, les zones qui numériquement s'échauffent vont être comparées aux images expérimentales pour comprendre quel est le mécanisme dissipatif le plus probable.

3.1. Endommagement : comparaison calcul / expérience

La Figure V - 9 s'intéresse à l'endommagement dans la matrice.

En haut, les zones en bleu sont celles où la matrice n'est pas endommagée dans les simulations. Alors, la matrice qui est observable est donc celle qui est endommagée d'après le calcul.

En bas, il s'agit du cas contraire, avec cette fois par transparence les zones saines.

On peut voir que globalement, là où la simulation annonce qu'il n'y a pas d'endommagement, cela semble être confirmé dans l'essai. Les simulations ne prennent pas en compte les phénomènes de fissuration ni l'endommagement ou la fissuration des grains. Ainsi pour les zones fissurées dans l'essai, on s'attend à voir des zones endommagées dans la simulation. Puisque dans le modèle les grains ne fissurent pas et ne s'endommagent pas, ceci favorise l'endommagement de la matrice proche dans les simulations. La zone où se propage en haut la fissure à 45° est bien le lieu d'un endommagement de la matrice.

Ensuite, toute la macrofissure verticale observée expérimentalement est une zone complètement endommagée dans la simulation. Par ailleurs, la zone fortement microfissurée dans le prolongement de la macrofissure est bien une zone très endommagée au niveau de la simulation.

Enfin, la partie droite de l'échantillon qui n'est pas sujette à la microfissuration est non endommagée dans la simulation. Les deux zones repérées A et B se trouvent dans la matrice annoncée non endommagée par le calcul mais très proche de la partie endommagée. La Figure V - 10 présente un zoom de ces deux zones.

La Figure V - 11 présente la superposition de l'image obtenue au microscope après l'essai dynamique et le résultat de la simulation, à ce même instant, pour la déformation plastique équivalente (uniquement pour la matrice) et pour les valeurs supérieures à 5%. Les déformations plastiques les plus importantes sont attendues à proximité de l'angle du canal où, en réalité, la macrofissuration se produit. Nous sommes à la limite de notre modèle qui ne décrit pas le mécanisme terminal de fissuration. Les déformations comprises entre 20 et 25% se situent principalement le long des macrofissures et des zones microfissurées où elles aboutissent. On note très peu de déformation plastique face à la partie métallique quand on s'éloigne de l'angle mais aussi face au canal où la pression est très faible et où le matériau se déplace librement dans le canal.

Ces comparaisons démontrent que les zones macro et microfissurées sont annoncées par calcul soit par un endommagement et/ou par une déformation importante de la matrice.

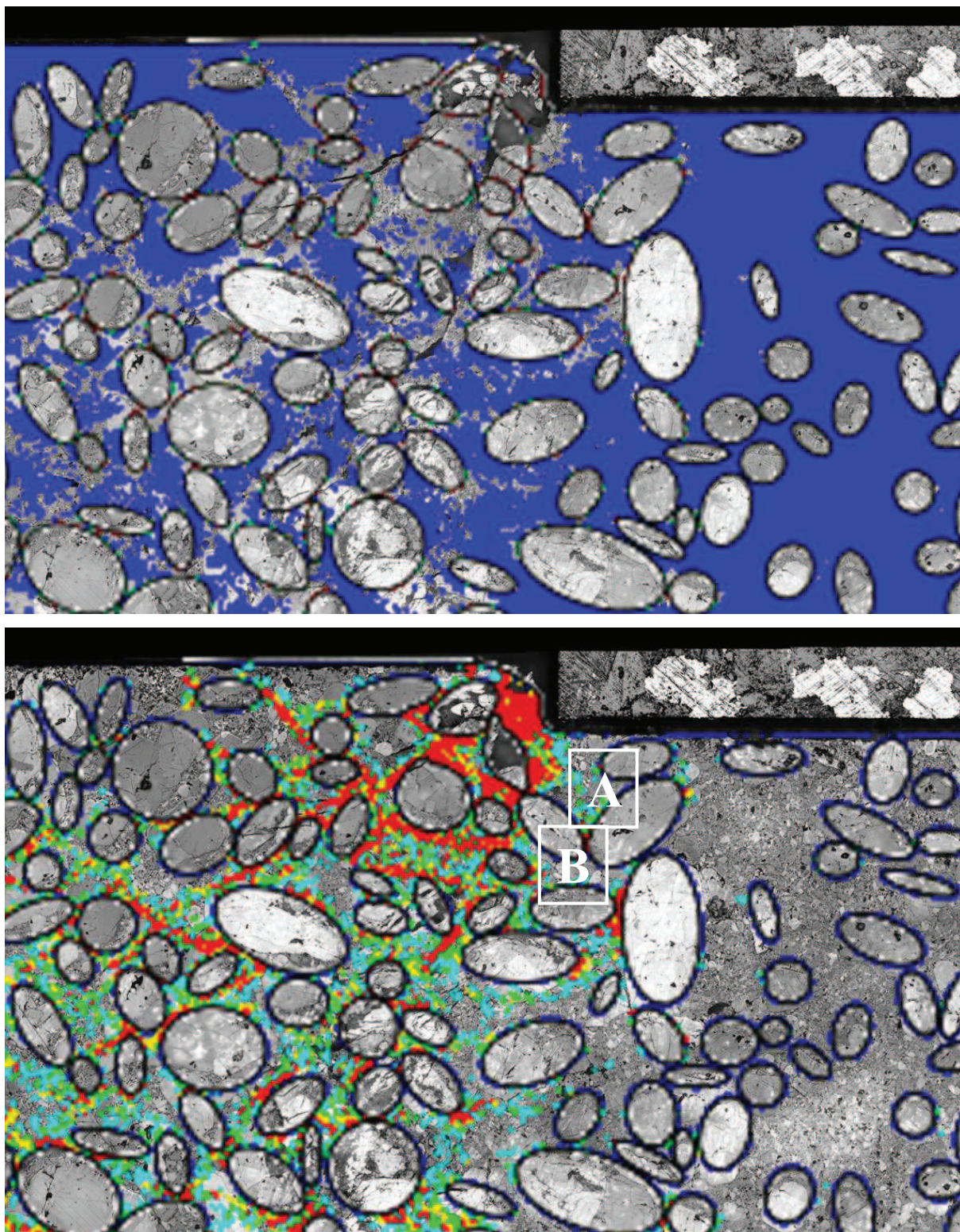


Figure V - 9 : Superposition de l'image en fin d'essai et de la carte de l'endommagement de la matrice au même instant dans la simulation. En haut, les zones en bleues sont celles pour lesquelles la simulation ne prévoit pas d'endommagement et les zones transparentes de la matrice sont celles endommagées. En bas, cas contraire.

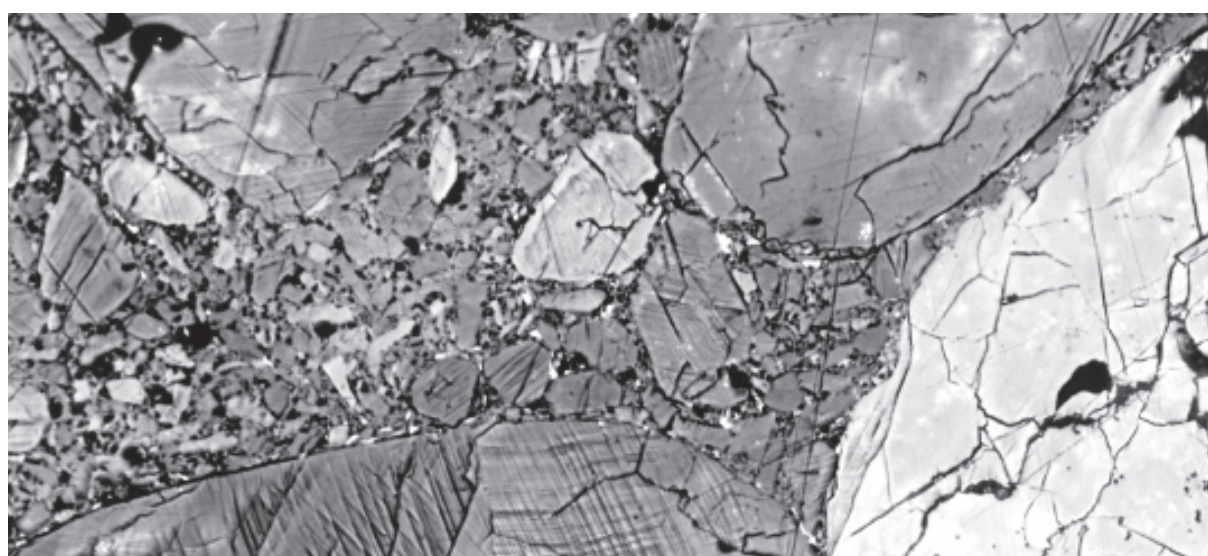
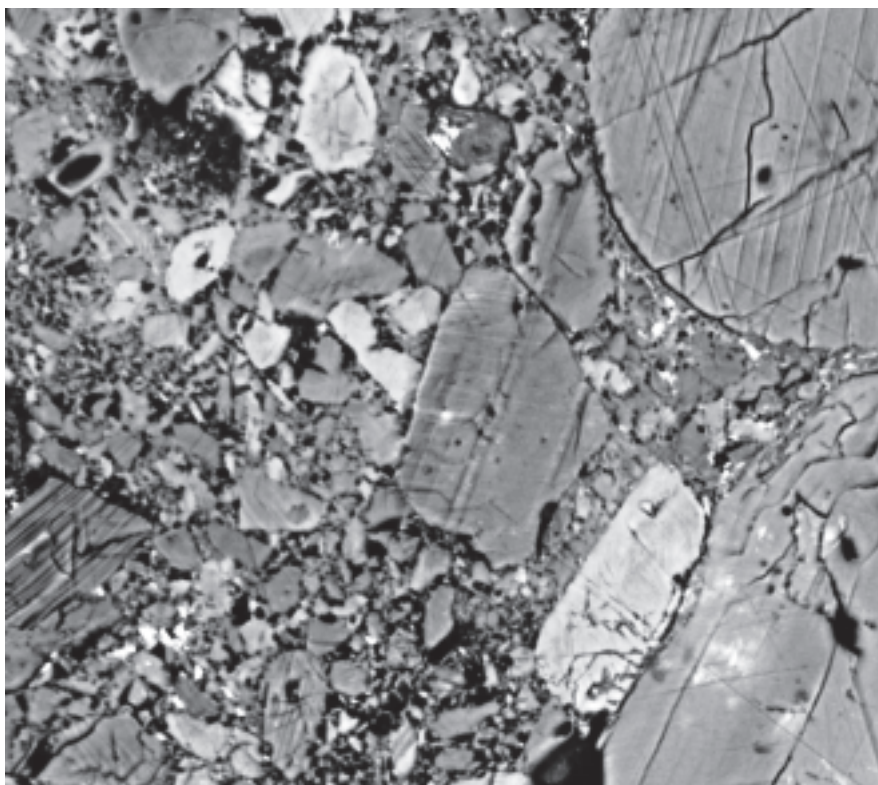


Figure V - 10 : Zones A (en haut – champ : 115 x 100 μm) et B (en bas – champ : 190 x 85 μm) de la Figure V - 9.

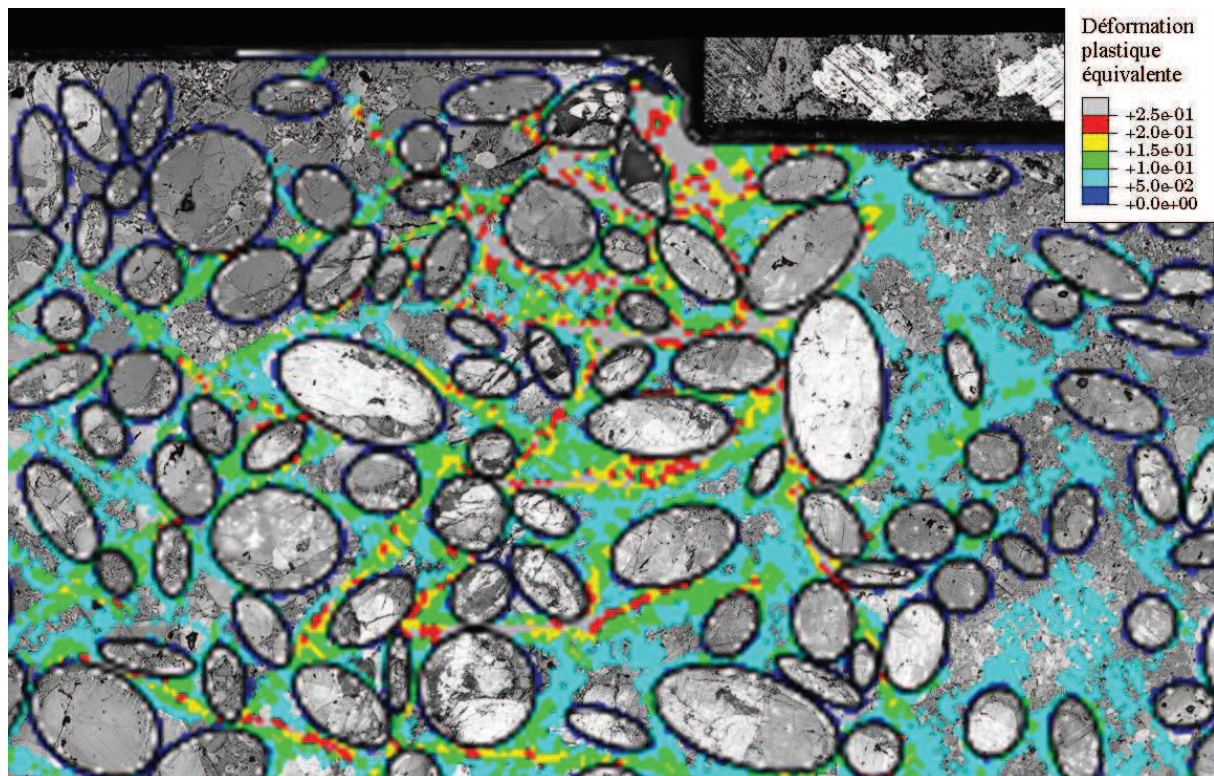


Figure V - 11 : Superposition de l'image en fin d'essai et de la carte de la déformation plastique équivalente de la matrice au même instant dans la simulation.

3.2. Etude des zones échauffées

Ainsi, la Figure V - 12 rappelle la localisation de la zone échauffée au sens large. Dans cette grande zone, trois sous-zones vont être étudiées en comparant les images au microscope avant et après essai.

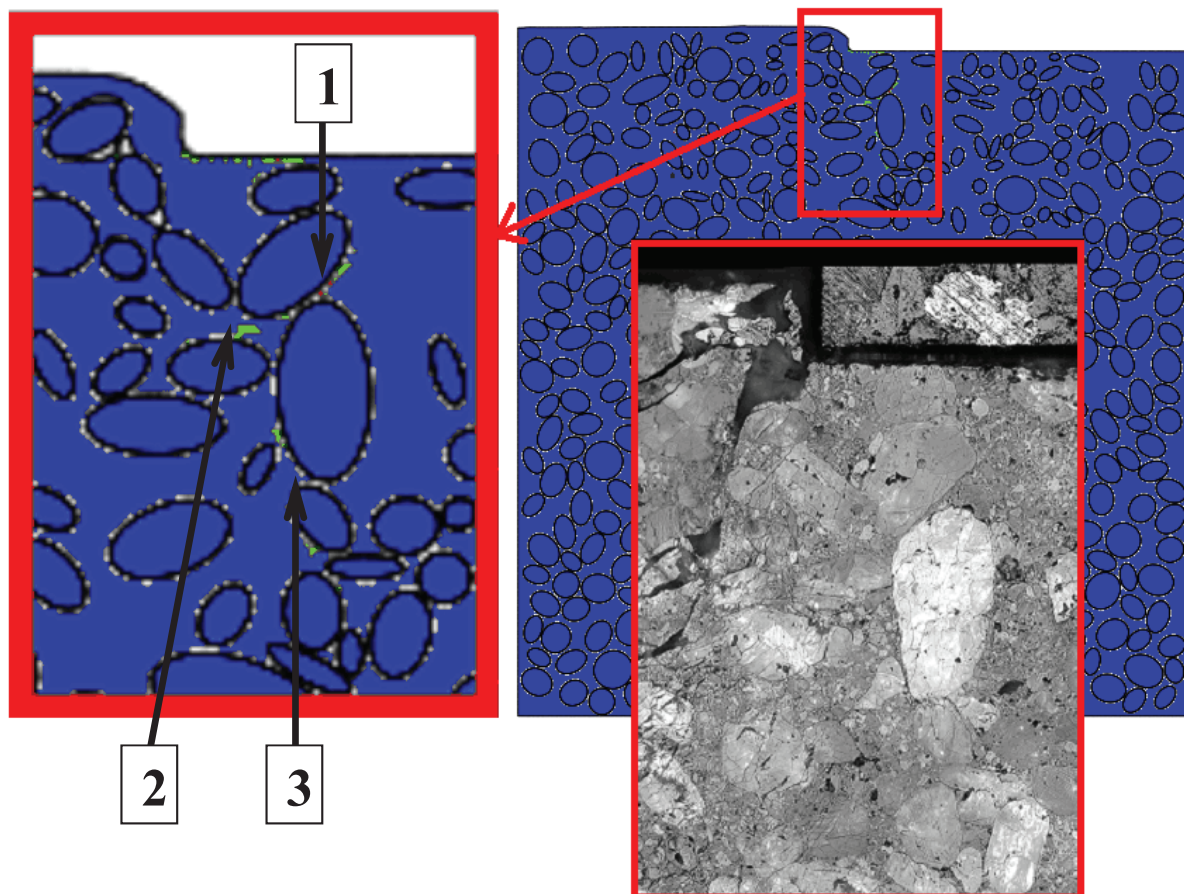


Figure V - 12 : Zones échauffées dans la simulation d'un essai dynamique et image au microscope de cette zone en fin d'essai.

L'image de la première sous-zone (numéro 1) issue de la zone de la Figure V - 12 est donnée à la Figure V - 13 avant et après essai. L'échauffement est prévu dans la simulation vers le centre de ces images au niveau de la matrice (repère A sur la Figure V - 13). En comparant les états initial et final, on constate que la matrice semble rester de même nature. Il n'y a pas de réarrangement de la matrice qui pourrait entraîner du frottement entre les petits grains. Il ne s'agit pas non plus d'une zone d'endommagement et il n'y a pas de plasticité apparente importante des grains de la matrice. Certains petits grains sont un peu microfissurés et pour d'autres, des bandes de plasticité peuvent être observées mais cela reste marginal. Les images de l'essai ne permettent pas d'expliquer pourquoi il pourrait y avoir échauffement dans cette zone.

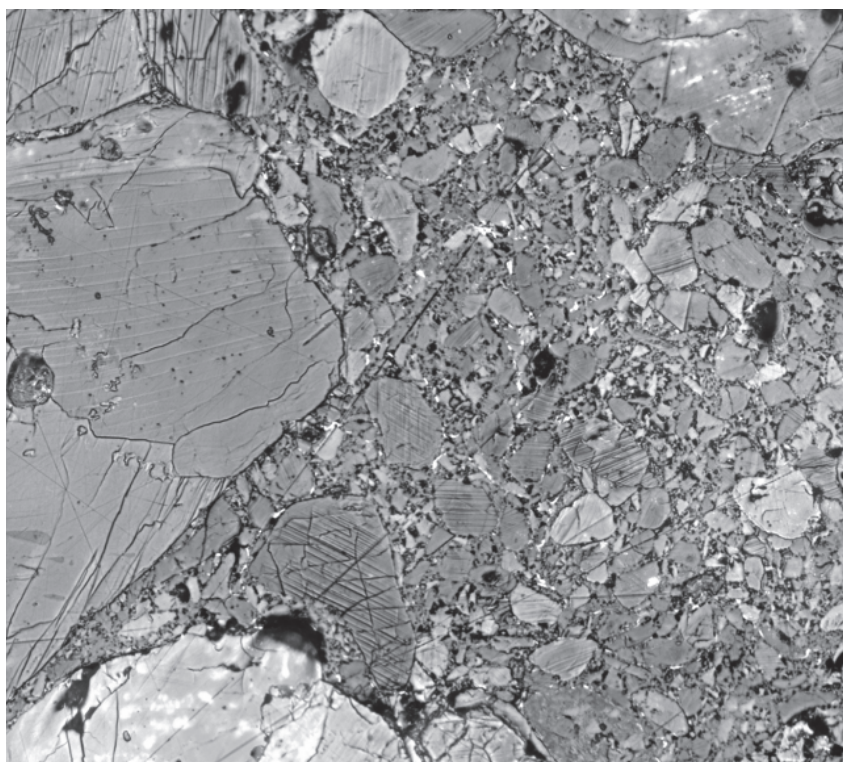
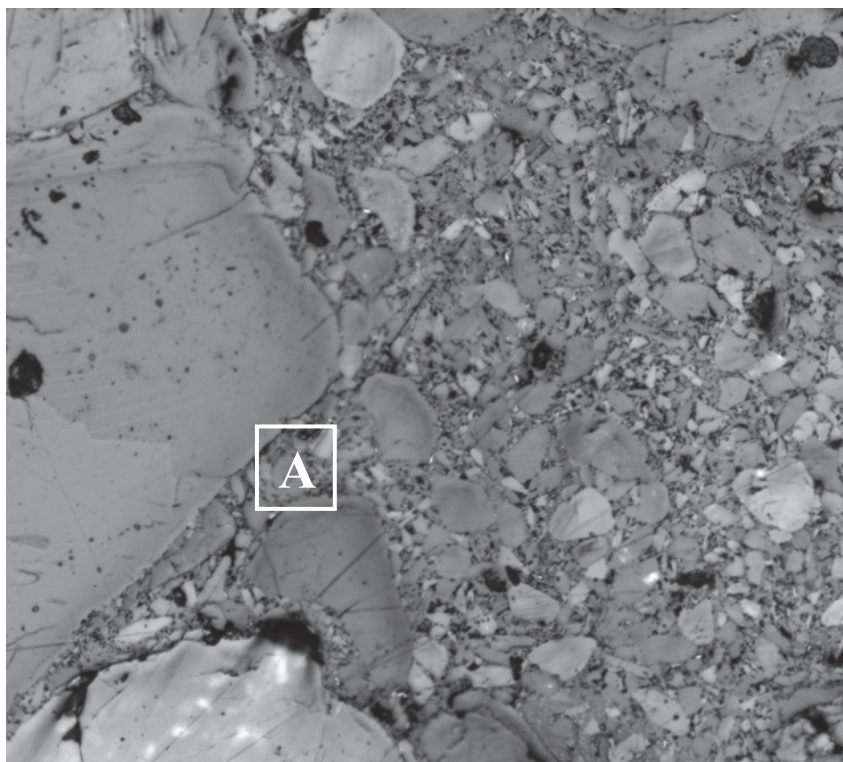


Figure V - 13 : Images au microscope avant et après un essai dynamique d'une zone où les simulations prédisent un échauffement (zone 1). Champs de 225 x 200 μm .

L'image de la seconde sous-zone (numéro 2) issue de la zone de la Figure V - 12 est donnée sur la Figure V - 14 avant et après l'essai.

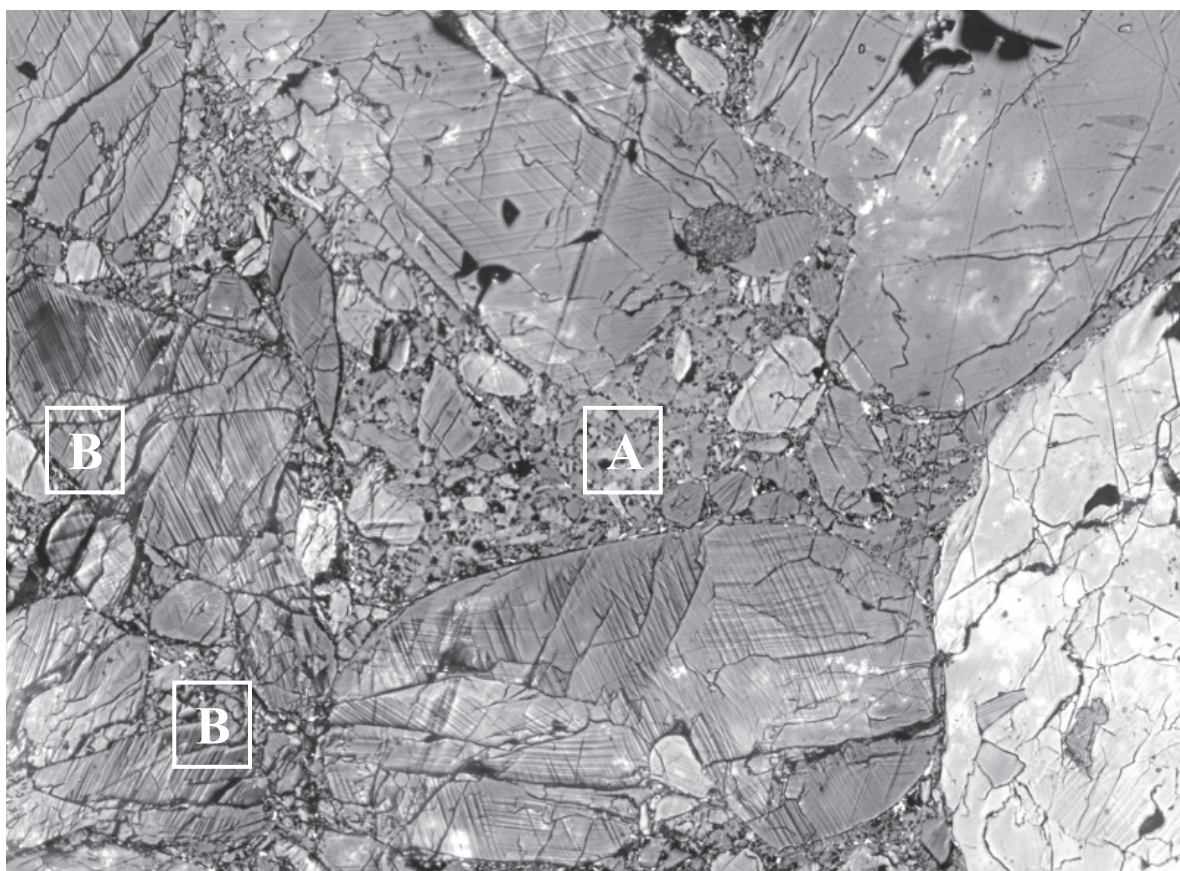
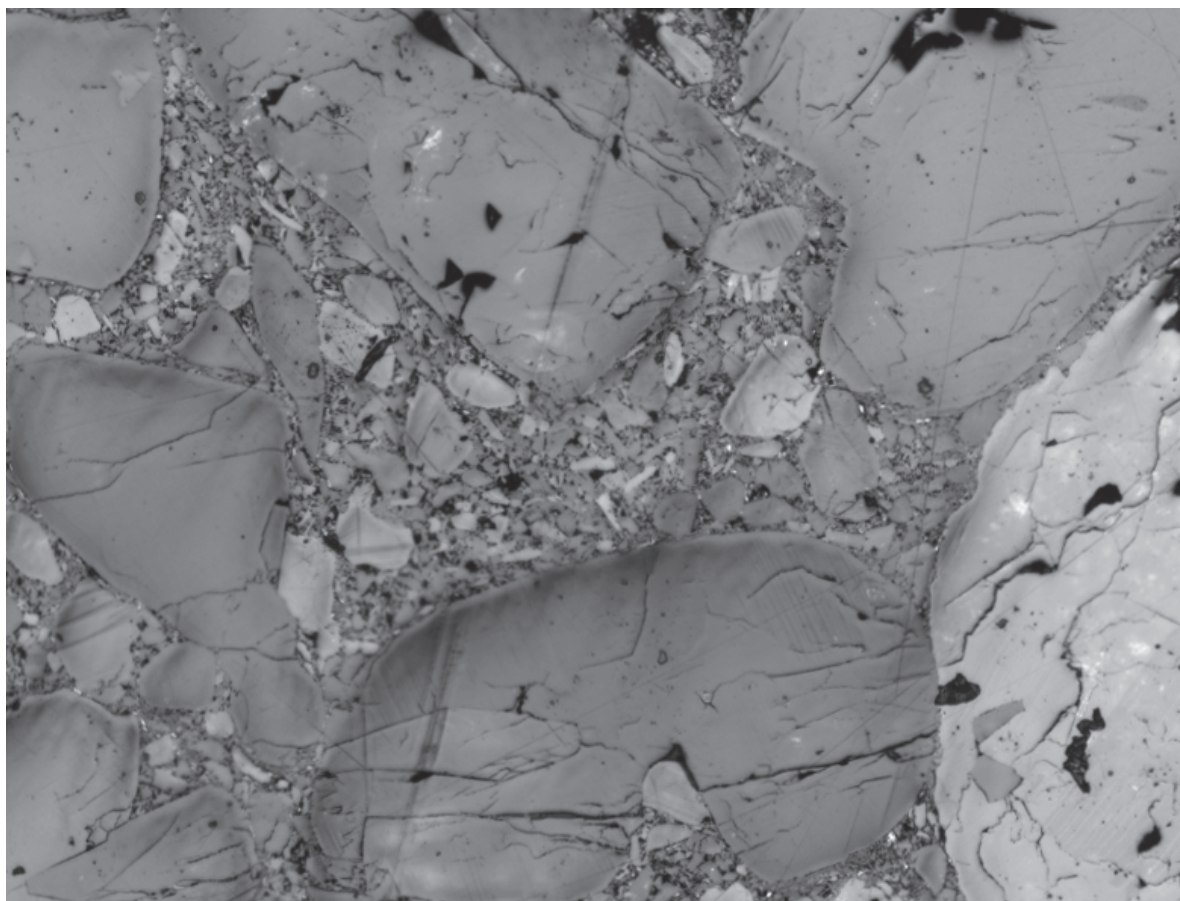


Figure V - 14 : Images au microscope avant et après un essai dynamique d'une zone où les simulations prédisent un échauffement (zone 2). Champs de 550 x 400 μm .

L'image de la Figure V - 14 se situe à environ 75 μm à droite de la macrofissure verticale de l'échantillon. Dans la zone de matrice centrale (repère A) où la simulation annonce un échauffement, on constate :

- qu'il ne semble pas y avoir de réarrangement des petits grains, donc pas de frottements entre eux,
- la présence de quelques microfissures,
- qu'il n'y a pas de signe de plasticité des petits grains.

Les deux gros grains à gauche et en bas de la zone de matrice (repères B) sont très microfissurés et ont des signes de plasticités. Ces deux zones semblent plus probables pour la production de chaleur.

Enfin, la troisième sous-zone est donnée par la Figure V - 15.

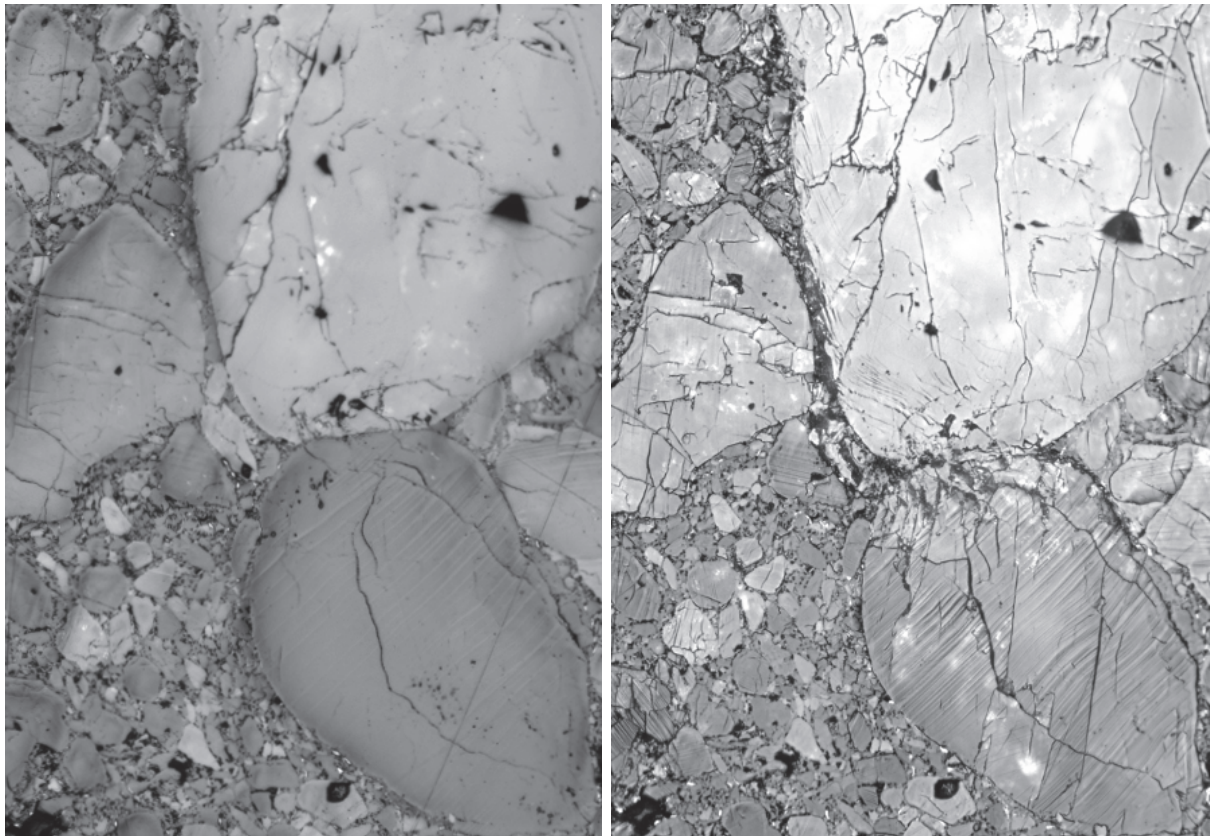


Figure V - 15 : Images au microscope avant et après un essai dynamique d'une zone où les simulations prédisent un échauffement (zone 3). Champs : 450 x 650 μm .

La simulation annonce un échauffement entre les deux plus gros grains et sur le bord gauche du plus gros grain.

Concernant l'échauffement entre les deux gros grains, il faut d'abord rappeler que dans les simulations, il n'y a pas de contact grain/grain et que la distance minimale entre deux grains est de 7 μm . Dans la réalité, ici, les deux grains sont en contact. Durant l'essai, le grain du bas vient comprimer son voisin supérieur. Un très fort endommagement de la zone de contact entre les deux grains est observable avec une forte microfissuration assez localisée.

Concernant le bord gauche du plus gros grain, une zone noire est observée et laisse suggérer qu'un phénomène s'est produit à cet endroit. Cependant la résolution ne permet pas, lorsqu'un zoom est réalisé dans cette zone, de décrire ce qui s'y passe (microfissuration, ...).

Du point de vue de la correspondance entre la simulation et l'essai, cette zone 3 est celle qui est la mieux décrite par la simulation.

Globalement, en considérant cet essai et la simulation associée, il semblerait que la cause la plus probable de l'échauffement soit la microfissuration et les frottements associés (bien que ceux-ci ne soient pas observés). Aucun signe majeur de plasticité n'est observé au niveau des petits grains de la matrice et d'un point de vue plus global, la matrice ne se réorganise pas dans les zones observées (ce qui aurait pu expliquer la plasticité de la matrice dans les simulations où celle-ci est supposée homogène).

La démarche a été appliquée à l'essai dynamique confiné. En considérant dans l'essai les zones échauffées données par la simulation (Figure V - 8), la même conclusion peut être donnée concernant les mécanismes qui pourraient être responsables de l'échauffement. En effet, les zones considérées sont encore ici soit microfissurées voire fragmentées, soit dans un état très proche de celui initial c'est-à-dire sans signe nouveau de plasticité et sans réarrangement apparent des grains de la matrice. La différence principale par rapport à l'essai dynamique est que les échauffements donnés par la simulation sont nettement plus élevés dans le cas dynamique confiné ce qui est conforme notamment au fait que la pression est globalement et localement plus élevée.

4. Comparaison des calculs avec matériau homogène et avec matériau hétérogène

L'objectif de cette partie est de comparer une vision homogène du matériau et sa description biphasique telle qu'elle est proposée dans cette thèse. La méthode suivante est utilisée :

- Simulations des essais avec l'hypothèse d'un matériau biphasique en attribuant aux grains et à la matrice les propriétés déterminées dans les chapitres précédents. Les simulations seront nommées « hétérogènes » par la suite.
- Simulations de ces mêmes essais avec les mêmes géométries (mêmes localisation, taille et orientation des grains) et les mêmes maillages mais en attribuant aux grains et à la matrice les propriétés du matériau homogène (macroscopique). Ces simulations seront nommées « homogènes » par la suite.
- Pour chaque élément fini, calculs des différences entre les températures obtenues lors des simulations homogènes et hétérogènes précédents.
- Pour chaque calcul, 128 éléments sont sélectionnés. Il s'agit des éléments pour lesquels la différence de température est la plus importante. Le choix arbitraire d'un nombre limité d'éléments provient du fait que (1) il n'est pas possible d'extraire des fichiers de résultats de plusieurs milliers de valeurs et (2) une dizaine d'éléments peut atteindre des valeurs objectivement fausses du fait, par exemple, de leur distorsion. Pour se prémunir de ces éléments qui peuvent fausser l'analyse, l'idée est alors d'en prendre au moins dix fois plus.
- Sur ces éléments retenus, des données statistiques (médiane, quartiles, centile, ...) sont calculés pour la différence entre les températures des calculs hétérogènes et homogènes mais aussi pour des rapports tels que celui des températures ou encore celui des déformations plastiques équivalentes.

Cette méthode est appliquée à l'essai dynamique. La plupart des éléments, où la différence de température entre les calculs hétérogène et homogène est forte, se trouve sur la partie haute de l'échantillon. Etant donnée la célérité des ondes, l'analyse ne se fait que 10 μ s après le début de l'essai. Rappelons que les propriétés homogènes macroscopiques prennent en compte l'effet de vitesse sur le comportement mais pas celui de l'endommagement. Trois comportements de la matrice ont été utilisés pour les calculs hétérogènes pour estimer leurs influences sur les hétérogénéités :

- (1) modèle Mat_4 : avec effet de vitesse et endommagement (ce qui correspond au cas réel),
- (2) modèle Mat_3 : sans effet de vitesse mais avec endommagement (ce qui correspondrait plus à un comportement quasi-statique),
- (3) modèle Mat_2 : avec effet de vitesse mais sans endommagement.

Les données statistiques sur les 128 éléments finis sont représentées à l'aide de « boîtes à moustaches ». Les traits verticaux représentent la dispersion des données, les cercles sont les extrema des valeurs, les barres horizontales grises correspondent au dixième et quatre-vingt-dixième centiles, les limites du rectangle sont le 1^{er} et le 3^{ème} quartile et enfin le trait horizontal noir est la médiane des valeurs. Un exemple est donné sur la Figure V - 16 où sont représentées ces données au cours du temps pour la différence de température dans les cas du calcul hétérogène et du calcul homogène. Cette différence augmente au cours du temps ce qui signifie que la température des éléments augmente plus vite dans le cas hétérogène que dans le cas homogène. Une différence de l'ordre de 5 à 15°C est observée dans cet essai.

Dans le cas 1, les maxima augmentent très fortement à 20 et 25 μs . Ceci s'explique par la distorsion d'éléments dans le maillage. Cette distorsion perturbe l'analyse de même que la difficulté à mener ces calculs fortement non linéaires. Dans le futur, une piste d'amélioration serait d'intégrer une méthode de remaillage et de permettre d'atteindre des tailles d'éléments finis plus petites (ici la taille minimale est de quelques micromètres alors qu'il faudrait atteindre un micromètre). Les valeurs de la médiane de 5 à 15 μs ne semblent pas très élevées, ceci étant, l'échauffement étant localisé il faut plutôt se focaliser sur le 90^{ème} centile qui indique que la différence de température peut atteindre 40°C en 25 μs . Cette température est insuffisante pour allumer l'explosif ce qui est cohérent avec l'essai où on ne voit pas de trace lumineuse sur les films d'essai. Cependant, cette valeur est une sorte de moyenne pour la matrice puisqu'elle ne tient pas compte de l'hétérogénéité de ce constituant.

Dans les cas 2 et 3, nous avons sensiblement les mêmes constats ce qui indique le peu d'influence ici et sur cette durée d'essai du choix du modèle pour la loi de comportement de la matrice. On peut remarquer que dans le cas 3 contrairement aux deux autres, tous les éléments finis sélectionnés s'échauffent de 5 à 10°C. Finalement, avec l'endommagement, on limite les échauffements (cas 1 et 2) par contre avec l'effet de vitesse, on influence peu la différence de température.

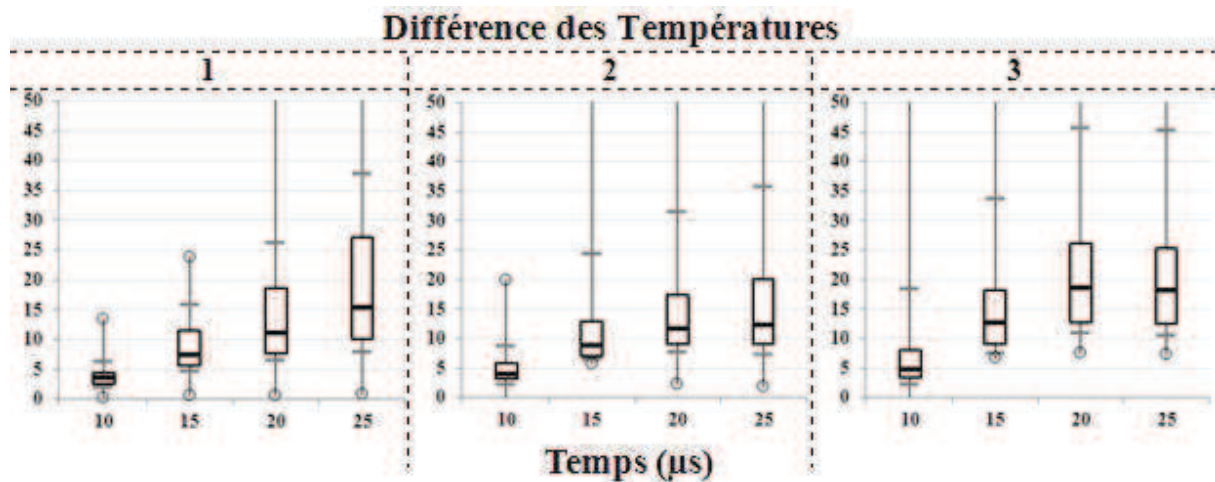


Figure V - 16 : Données statistiques sur la différence des températures entre un calcul hétérogène et un calcul homogène pour un essai dynamique.

La Figure V - 17 présente le rapport entre les températures (température hétérogène divisée par la température homogène). Dans les trois hypothèses de calcul, les médianes des rapports sont du même ordre et oscillent entre 5 et 8 au cours du temps (entre 5 et 7 pour le cas comprenant l'endommagement et l'effet de vitesse). A l'instant correspondant à la fin de l'essai (c'est-à-dire 15 μs), les médianes des rapports sont respectivement dans les cas 1 et 2 de 5 (environ 20 pour les 90^{ème} centiles). Pour le cas 3, le rapport est de 7,7 mais la valeur du 90^{ème} centile est très grande. Le fait que des rapports augmentent très fortement pourrait suggérer qu'il y a des lieux où la dissipation est très grande. Malheureusement, ce sont aussi les endroits où la solution numérique n'est probablement pas bonne.

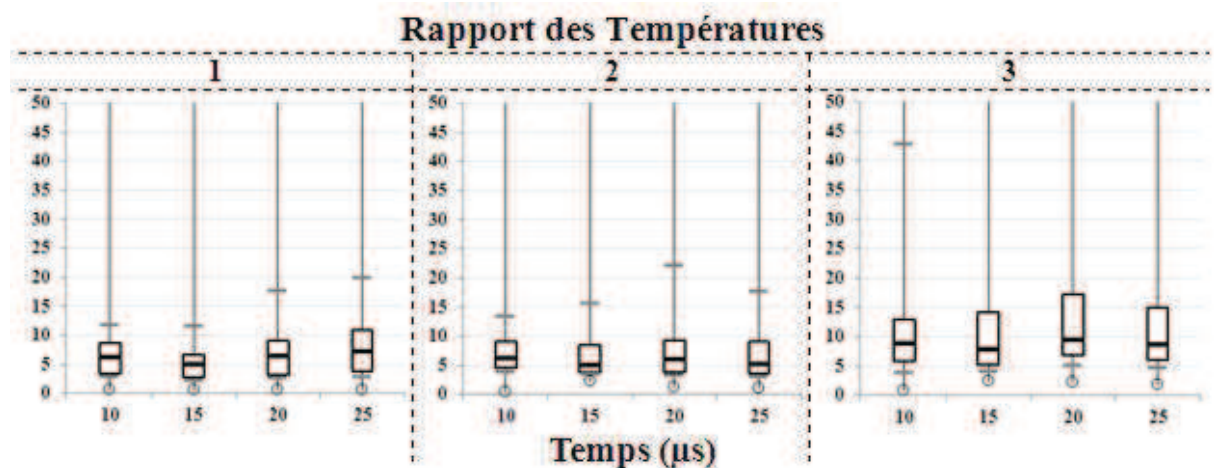


Figure V - 17 : Données statistiques sur le rapport des températures entre un calcul hétérogène et un calcul homogène pour un essai dynamique.

On peut également analyser les rapports d'autres grandeurs. La difficulté réside dans le fait que certaines sont des valeurs instantanées qui peuvent varier fortement au cours du temps. C'est le cas par exemple des vitesses de déformation. Le type d'analyse qui vient d'être réalisé sur les rapports de température adiabatique n'aurait pas de sens sur le rapport des vitesses de déformations (le rapport de deux grandeurs connaissant de fortes variations connaîtrait aussi de fortes variations). On s'intéresse donc aux grandeurs qui varient peu comme la contrainte équivalente de Von Mises, la pression et la déformation plastique équivalente. Ainsi, la Figure V - 18 présente le rapport des contraintes de Mises et la Figure V - 19 le rapport des pressions.

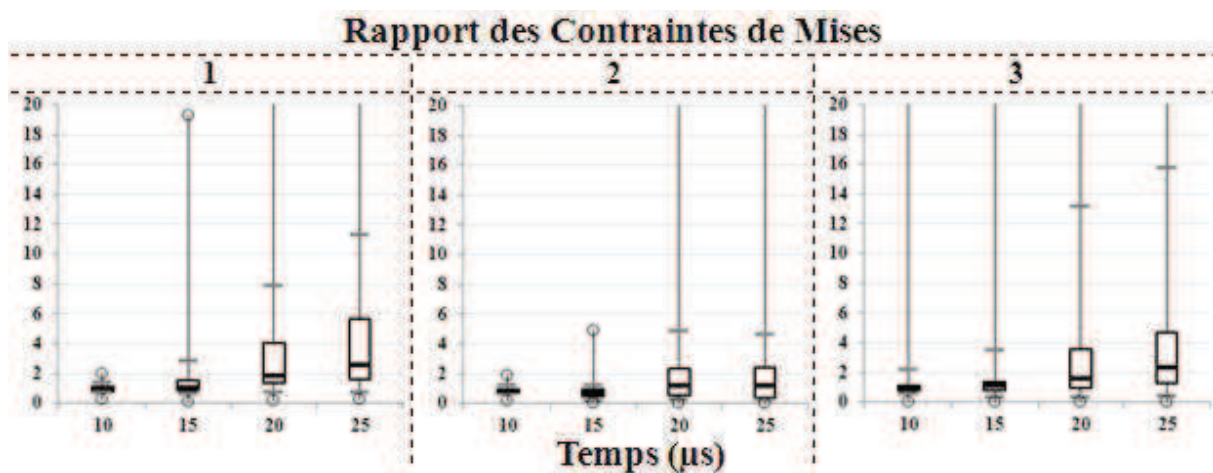


Figure V - 18 : Données statistiques sur le rapport des contraintes de Von Mises entre un calcul hétérogène et un calcul homogène pour un essai dynamique.

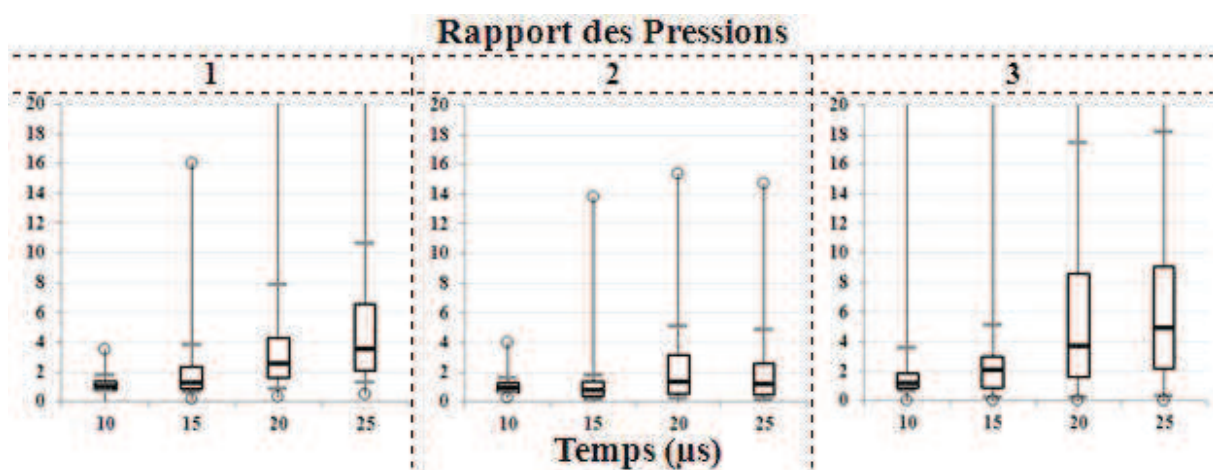


Figure V - 19 : Données statistiques sur le rapport des pressions entre un calcul hétérogène et un calcul homogène pour un essai dynamique.

Entre 10 et 25 μs , la médiane du rapport des contraintes de von Mises est comprise pour les trois cas entre 0,8 et 2,6 (entre 1 et 2,5 pour le cas avec endommagement et effet de la vitesse) et la médiane du rapport des pressions est comprise pour les trois cas également entre 0,7 et 4,8 (entre 1 et 3,5 pour le cas avec endommagement et effet de la vitesse). Ceci montre la proximité des résultats quelle que soit l'hypothèse utilisée pour simuler l'essai dynamique. La différence se fait sur l'évolution du 90^{ème} centile. Dans le cas 1 alors que le rapport passe à environ 11 pour le 90^{ème} centile. En comparant les cas 1 et 3, on peut voir que l'endommagement n'a pas d'effet sur la contrainte de Von Mises et la pression. Enfin, au regard du cas 2, l'absence d'effet de vitesse réduit la valeur du 90^{ème} centile.

La Figure V - 20 confirme la conclusion précédente pour ce qui est de la déformation plastique équivalente. Le rapport des déformations plastiques équivalentes est compris entre 5 et 8,7 (entre 5 et 6,5 pour le cas avec endommagement et effet de la vitesse). Pour les simulations d'essais qui seront évoquées ci-dessous, seul le cas avec endommagement et avec effet de la vitesse (modèle Mat₄) sera considéré pour l'analyse des hétérogénéités.

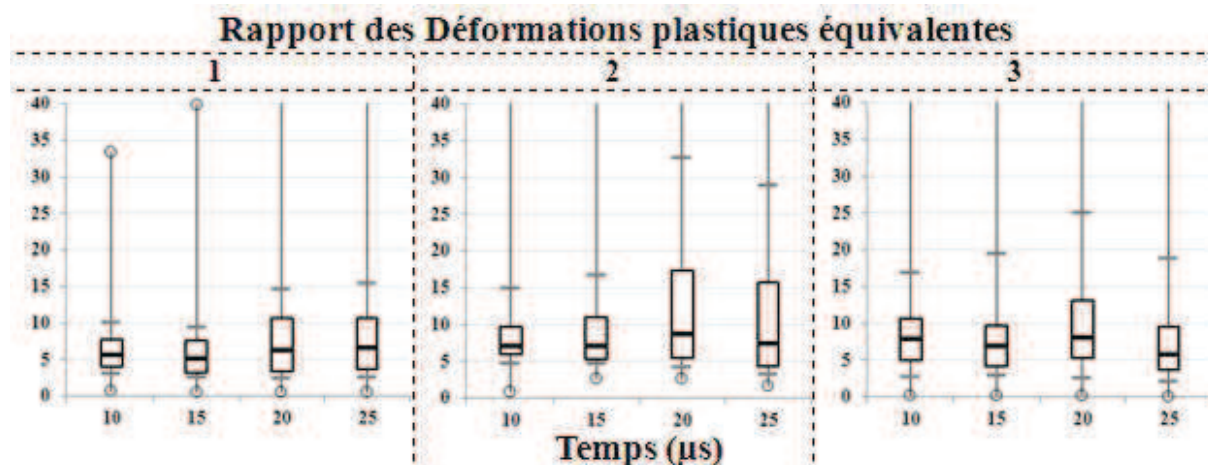


Figure V - 20 : Données statistiques sur le rapport des déformations plastiques équivalentes entre un calcul hétérogène et un calcul homogène pour un essai dynamique.

Les rapports déterminés sur l'essai dynamique sont comparés à ceux d'un essai quasi-statique et d'un essai dynamique confiné (Tableau 16).

Tableau 16 : Comparaison des résultats médians des simulations des essais quasi-statique, dynamique faiblement ou fortement confiné. En italique sont donnés les intervalles dans lesquels se trouve la médiane au cours du temps. La valeur en dessous est celle correspondant à la fin de l'essai réel.

	Quasi- statique	Dynamique	Dynamique confiné
Rapport des Contraintes de Mises $\sigma_e^{he}/\sigma_e^{ho}$	<i>[0,6 ; 1]</i> 1	<i>[1 ; 2,6]</i> 1	<i>[0,2 ; 0,8]</i> 0,3
Rapport des Pressions P^{he}/P^{ho}	<i>[0,7 ; 1,9]</i> 1,9	<i>[1 ; 3,5]</i> 1,2	<i>[0,5 ; 1,3]</i> 0,7
Rapport des déformations plastiques équivalentes $\varepsilon_{eq}^{plhe}/\varepsilon_{eq}^{plho}$	<i>[0,5 ; 1]</i> 0,5	<i>[5 ; 6,4]</i> 5	<i>[1 ; 337]</i> 337
Rapport des accroissements de températures $\Delta T^{he}/\Delta T^{ho}$	<i>[10 ; 15,5]</i> 12,3	<i>[5 ; 9,7]</i> 5	<i>[1 ; 25,7]</i> 25,7
Différence des températures $T^{he} - T^{ho}$	<i>[0,1 ; 3,7]</i> 3,7	<i>[0,1 ; 15,3]</i> 7,3	<i>[0 ; 31,2]</i> 31,2

Dans le Tableau 16, les intervalles en italique correspondent aux valeurs prises par la médiane au cours de la simulation. Pour l'essai quasi-statique et dynamique confiné, l'intervalle présenté correspond à la durée des essais tandis que pour l'essai dynamique il correspond à 25 μ s dans la simulation (le calcul a été poursuivi volontairement) alors que l'essai dure 15 μ s. Dans chacun des cas, la valeur seule donnée sous l'intervalle correspond à la médiane correspondant à la fin de l'essai (et non du calcul).

Ce tableau ne peut pas objectivement aboutir à une comparaison précise entre les différentes simulations mais il permet de dégager des tendances. Ainsi, on constate que :

- La différence entre les températures augmente respectivement quand on passe du cas quasi-statique au cas dynamique, et du cas dynamique faiblement confiné au cas fortement confiné. Ceci signifie que l'effet des hétérogénéités est d'autant plus important que la vitesse et le confinement sont importants.
- Les rapports des contraintes de von Mises et des pressions sont du même ordre de grandeur.
- Le rapport des déformations plastiques équivalentes augmente beaucoup entre les cas quasi-statique et dynamique, et augmente très fortement dans le cas dynamique confiné. Dans les cas dynamiques, la fin de l'essai se situe au même instant, ainsi les valeurs des médianes sont comparables et on observe un coefficient multiplicatif de 67 entre les deux.
- Le rapport des accroissements de température est une donnée difficile à analyser car on peut avoir des rapports élevés soit quand on a des accroissements très faibles où des

petites variations ont alors une grande importance (cas de l'essai quasi-statique), soit quand l'accroissement dans le cas hétérogène est grand par rapport au cas homogène. Ainsi, on se concentre uniquement sur les cas dynamiques correspondant à la seconde hypothèse. Le rapport entre calcul hétérogène et calcul homogène est de l'ordre de 5 dans le cas dynamique et de l'ordre de 25 dans le cas dynamique confiné. Ces rapport sont assez éloigné du rapport 100 utilisé dans [118]. La Figure V - 21 donne la répartition de la pression dans les deux cas. Globalement la pression est trois fois supérieure dans le cas confiné mais le rapport est localement plus élevé. On peut alors penser que le rapport des accroissements de températures dépend de la pression.

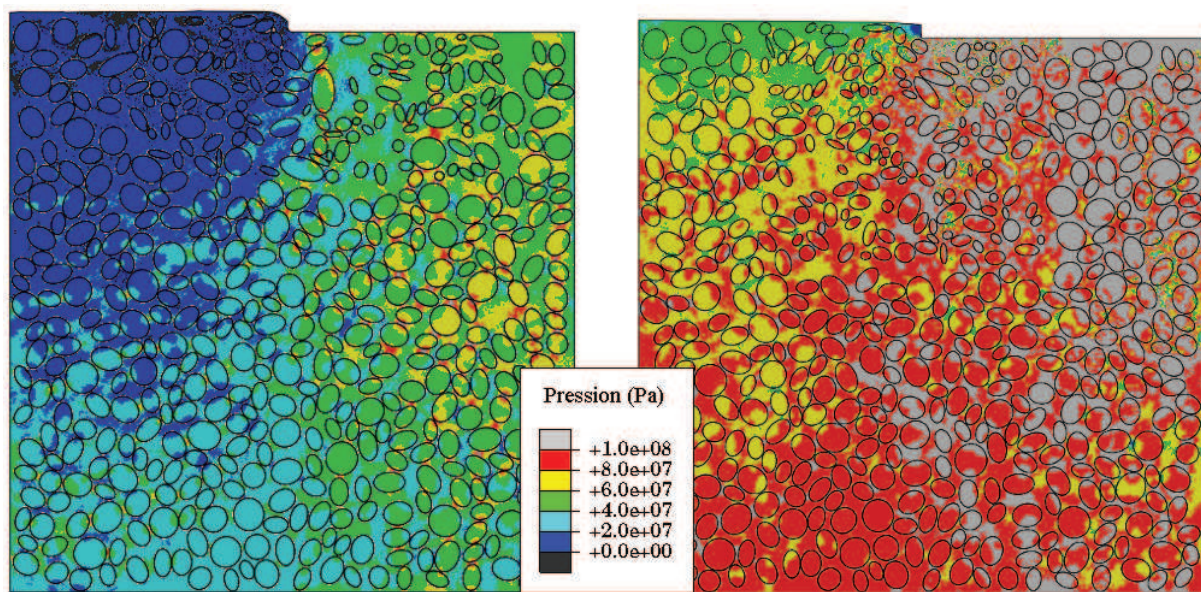


Figure V - 21 : Comparaison de la répartition de la pression dans les cas dynamiques faiblement confiné (à gauche) et fortement confiné (à droite) en fin d'essai à 15 μ s.

5. Bilan et Discussion des simulations

Dans ce chapitre, en s'appuyant sur les simulations, nous avons montré que les échauffements se situent principalement dans la matrice. (Les fissures multiples semblent cependant concerner tous les types de grains. Les simulations n'ont pas exploré la fissuration des grains (ie la localisation des déformations) et la concurrence entre les glissements dans la matrice et le glissement dans un grain cassé.) Les zones macro et microfissurées dans les essais correspondent dans les calculs aux zones connaissant d'importantes déformations plastiques et de l'endommagement. Ainsi en s'intéressant plus précisément à ces zones d'échauffements

annoncées par la simulation, il a été montré que la cause la plus probable de l'échauffement est la microfissuration et les frottements associés inobservables étant donné la résolution. Il n'y a pas de signe de plasticité des petits grains de la matrice dans ces zones ni de mouvement relatif important des petits grains pouvant favoriser le frottement.

Ensuite, l'étude des hétérogénéités a montré que pour trois hypothèses de comportement (avec ou sans endommagement, avec ou sans effet de vitesse) les rapports sur les contraintes ou les déformations dans les zones qui s'échauffent le plus ont le même ordre de grandeurs. Ainsi, en conservant l'hypothèse la plus probable c'est-à-dire considérant l'endommagement et l'effet de vitesse, une comparaison de ces rapports a été menée entre les cas quasi-statique, dynamique et dynamique fortement confiné. Cette comparaison a mis en évidence qu'il peut y avoir au moins un rapport allant de 5 à 25 entre les accroissements de température des cas homogène et hétérogène et que ce rapport dépend de la pression. Expérimentalement, nos essais n'ont pas réagi. L'échauffement nécessaire n'a donc pas été atteint ce qui explique que nous n'atteignons pas les grandeurs mécaniques attendues dans le chapitre 1. Les simulations ont montré que la pression dans la configuration faiblement confiné de l'essai n'est pas suffisante. Il serait nécessaire de continuer dans la voie de l'essai dynamique confiné en imposant un plus grand déplacement dans le canal. Notre essai a peut-être été arrêté trop tôt.

Les simulations présentées devront être complétées par des études numériques qui n'ont pas eu le temps d'être menées et dont nous répertorions les principales ici :

- Etude de la dépendance au maillage. Le même type de maillage (éléments triangulaires à six nœuds CPE6MT) et la même taille caractéristique ont été utilisés pour les calculs.
- Etude de sensibilité aux paramètres des lois de comportement des comportements : Il est nécessaire de quantifier comment se traduisent au niveau macroscopique de petites variations sur les comportements des grains et de la matrice.
- Etude de la géométrie : Les grains sont représentés par des polygones de 16 côtés à l'allure elliptique. Il est nécessaire d'identifier l'importance de cette hypothèse de géométrie. (un travail préliminaire mais incomplet a montré que raffiner le nombre de segment du polygone ne semblait pas influencer le résultat du calcul)
- Etude paramétrique sur les conditions limites imposées (coefficient de frottement explosif/acier, ...)

6. Conclusion

A l'issue de ce chapitre, les différents résultats obtenus dans les chapitres 3 et 5 vont être synthétisés et analysés pour répondre aux questions posées au début de cette thèse.

- L'échauffement se localise-t-il dans les grains ou la matrice ?

1^{ère} affirmation : Compte tenu de sa souplesse (faibles modules d'Young et de compression pour les pressions inférieures à 100 MPa) et sa ductilité (plus faible seuil de plasticité que les grains), la matrice accommode les déformations.

Cela semble évident sur la Figure V - 6 et se révèle vrai pour toutes les conditions d'essais même dans les cas confinés car les essais ne conduisent pas à des pressions locales grandes par rapport à la pression de fabrication du matériau ou à des pressions globales de plus de 400 MPa où les comportements de la matrice et des grains se rejoignent.

Cela semble évident sur les images d'essais où la matrice se réarrange (comme cela a été observé visiblement en quasi-statique)

Cela semble beaucoup moins évident dans les essais dynamiques où les quelques zones observées où étaient attendus des réarrangements ne montrent rien. On peut se demander si les bonnes zones ont été observées ? La réalité qui est 3D bloque-t-elle ces réarrangements ? Si oui, cela signifie que dans la réalité la matrice est encore plus souple que proposé durant cette thèse puisqu'il faut bien retrouver le comportement global. L'erreur peut aussi venir de la mauvaise modélisation des phénomènes d'endommagement et de fissuration des grains et de la matrice.

BILAN. L'affirmation semble vraie mais pour aller plus loin il faut passer à des simulations 3D biphasique malgré des calculs plus lourds.

2^{ème} affirmation : Les gros grains restent intègres sauf quelques exceptions.

Le calcul indique peu de déformation plastique sauf quelque fois près de l'angle du canal.

Les essais montrent facilement la microfissuration des grains même éloigné de l'angle du canal. Cependant, on n'observe pas de déplacement relatif des lèvres de microfissures.

BILAN. Les grains subissent également de la microfissuration. Il est nécessaire de modifier la loi de comportement de ceux-ci en ce sens. De plus, il faudra travailler expérimentalement sur la mesure du comportement des grains (anisotropie élastique, plastique et rupture).

3^{ème} affirmation : La forme réelle des grains doit être prise en compte ainsi que leur anisotropie dans les calculs.

L'anisotropie existe mais il est légitime d'en considérer l'effet comme étant du 2nd ordre tant que les aspects plus fondamentaux (qualité et précision des calculs, calculs en 3D, loi de comportement) ne sont pas parfaitement résolus.

Il y a peu de glissement grain/matrice donc peu d'effet de forme.

Les grains sont globalement sphériques et peu angulaires.

BILAN. Cette étude n'est pas prioritaire.

4^{ème} affirmation : Il faut considérer toute la distribution granulométrique et ne pas se restreindre à 50% de grains.

La matrice est elle-même granulaire et donc complexe. Elle cache probablement plus de sources potentielles d'échauffement.

Cela conduirait à des calculs trop complexes.

BILAN. Le matériau « matrice » pourrait être fabriqué et être caractérisé. Il vaut mieux pour les simulations privilégier une démarche multi-échelle à deux niveaux :

le premier, comme dans cette thèse, avec un passage de l'homogène à un hétérogène biphasique avec les gros grains et une matrice.

le second avec un passage de la matrice à un ensemble de petits grains.

Malgré le fait de scinder le problème en deux niveaux, il restera complexe du fait des fortes variations de comportement avec la pression, la vitesse de déformation et l'endommagement.

CONCLUSION. Malgré de nombreuses questions encore posées, la matrice est la meilleure candidate concernant le lieu de l'échauffement.

- Quel est le mécanisme responsable des échauffements ?

1^{ère} affirmation : Nous avons pu allumer l'explosif.

Expérimentalement, sauf pour l'essai dynamique confiné où des doutes sont permis, nous n'avons pas observé de signes d'échauffement.

Les simulations n'ont pas montré d'échauffements suffisant pour allumer.

BILAN. L'échauffement nécessaire n'a donc pas été atteint et donc les grandeurs mécaniques attendues dans le chapitre 1 non plus. Les simulations ont montré que la pression dans la configuration faiblement confiné de l'essai n'est pas suffisante. Il serait nécessaire de continuer dans la voie de l'essai dynamique confiné en imposant un plus grand déplacement dans le canal.

2^{ème} affirmation : La plasticité est responsable des échauffements.

Dans les simulations, les zones connaissant une importante déformation plastique correspondent en fait dans les essais à des zones fissurées (macro ou micro).

Dans les essais, on observe de la plasticité que pour certains gros grains et absolument pas pour les petits grains de la matrice où se situent à priori les échauffements.

BILAN. La plasticité ne semble pas être un mécanisme principal d'échauffement.

3^{ème} affirmation : La microfissuration peut être la source des échauffements.

Les zones macro et microfissurées dans les essais correspondent dans les calculs aux zones connaissant d'importante déformation plastique et de l'endommagement.

Il n'y a pas de signe de plasticité des petits grains de la matrice dans ces zones ni de mouvement relatif important des petits grains pouvant favoriser le frottement.

BILAN. La cause la plus probable de l'échauffement est la microfissuration et les frottements associés, inobservables étant donné la résolution. Cependant les essais n'ayant pas permis d'échauffer suffisamment le matériau, il n'est pas possible de valider ce mécanisme avec certitude.

CONCLUSION. Malgré l'absence de preuves absolues, la frottement de lèvres de microfissures semble être le meilleur candidat concernant le mécanisme responsable de l'échauffement.

CONCLUSION GENERALE

La présente étude avait pour objectif de contribuer à la compréhension des mécanismes dissipatifs à l'origine des échauffements locaux dans un explosif durant des impacts à basse vitesse. La difficulté était à la fois dans l'observation de ces mécanismes et dans la description de la localisation des sollicitations macroscopiques dans la microstructure.

Il a alors été nécessaire de connaître le comportement mécanique du constituant principal de l'explosif qui est le HMX ainsi que les interactions des constituants à l'échelle de la microstructure. Une étude bibliographique a permis de décrire le comportement du HMX en se restreignant au comportement à température ambiante et sans effet dynamique. A partir de cette étude, une évolution des propriétés élastiques avec la pression a pu être déterminée. De plus, dans ce manuscrit, une confrontation entre les observations expérimentales et les simulations a permis de déterminer le seuil de plasticité considéré comme le plus probable.

Après avoir constaté un manque de données expérimentales concernant le matériau dans la gamme de sollicitation des impacts à basse vitesse, un des premiers travaux a consisté à enrichir les données disponibles. Le développement, sur un matériau inerte, d'un essai aux barres d'Hopkinson a permis de coupler de grandes vitesses de déformations à des pressions élevées. Ainsi, la méthode a pu être reproduite sur l'explosif et a montré un angle de frottement quasiment identique à celui en quasi-statique mais une contrainte de cohésion supérieure d'environ 25 MPa. Ces informations ont complété la compilation des données bibliographiques réalisée dans le premier chapitre.

Ensuite, pour observer les mécanismes pouvant être sources d'échauffement, un essai de compression dans la tranche a été développé. En régime quasi-statique, une observation en temps réel et à une échelle proche de celle de la taille des grains de l'explosif a été réalisée. En régime dynamique, où des vitesses d'impact d'environ 12 m.s^{-1} ont été rencontrées, la difficulté expérimentale était beaucoup plus importante. Ainsi, des observations approfondies au microscope optique ont été menées avant et après les essais. Ces différentes observations ont permis de conclure qu'il y avait très peu de frottements entre les gros grains et les plus petits grains de la matrice. Nous avons défini cette matrice comme étant l'ensemble des petits grains, du liant et de la porosité. Un peu de plasticité des grains de HMX a pu être observée

mais surtout beaucoup d'endommagement dans certaines zones y compris dans la matrice. La géométrie de la cellule d'essai a probablement favorisé un peu trop l'endommagement et n'a pas permis d'atteindre des pressions suffisamment importantes pour mettre en évidence des phénomènes dissipatifs avec plus de certitude. La version « fortement confinée » avec le canal rempli d'un matériau inerte constitue une piste sérieuse qui permettrait de plus riches observations puisque dans ces essais, des phénomènes particuliers ont été observés avec la microfissuration très intense de grains.

Parallèlement, la mise en place de l'outil de simulation utilisé a été réalisée. Une représentation numérique biphasique de toute la microstructure du matériau a été considérée avec d'une part des gros grains de HMX et d'autre part la matrice formée des plus petits grains, du liant et de la porosité. Le comportement de la matrice qui était inconnu a été identifié une première fois puis une seconde fois plus finement pour prendre en compte l'effet de vitesse déterminé dans le deuxième chapitre et l'endommagement observé dans le troisième chapitre.

Enfin, une confrontation entre les essais effectués et les simulations de ces mêmes essais a été réalisée. Les effets de l'endommagement et de la vitesse de déformation ont été discutés puis les zones d'échauffements annoncées par les calculs ont été étudiées plus en détails à partir des images des essais. Une estimation du rapport de proportionnalité entre les grandeurs mécaniques macroscopiques et locales a été déterminée, ce qui a permis de juger du rôle des hétérogénéités. Concernant la localisation des échauffements, il a été montré que la matrice est nettement une meilleure candidate que les gros grains de HMX qui plastifient insuffisamment. Par ailleurs, le mécanisme le plus probable dans notre étude est le frottement de lèvres de microfissures.

Les recherches futures devront s'orienter sur une configuration d'essais permettant d'avoir des pressions suffisamment élevées. Dans nos essais, seuls les essais dynamiques « fortement confinés » le permettaient. Il sera aussi nécessaire expérimentalement de vérifier nos conclusions à l'intérieur du matériau et plus seulement en surface. Concernant la stratégie numérique, un passage aux simulations tridimensionnelles sera essentiel. De plus, il faudra considérer l'endommagement des gros grains de HMX. Enfin le frottement entre les gros grains et la matrice étant extrêmement secondaire, il serait souhaitable d'envisager la suppression de ces zones de contacts pour rendre les simulations plus robustes.

BIBLIOGRAPHIE

1. Notice de l'objectif Navitar 12x : http://www.qmt.ch/pdf/Products/Lens_Navitar_12xZoom.pdf.
2. Notice de la caméra Stingray F-504 : http://www.alliedvisiontec.com/fileadmin/content/PDF/Products/Technical_Manual/Stingray/Stingray_TechMan_V4.4.4_en.pdf.
3. Addessio, F. L., and J. N. Johnson (1990), A constitutive model for the dynamic response of brittle materials, *Journal of Applied Physics*, 67(7), 3275-3286.
4. Armstrong, R. W., C. S. Coffey, V. F. DeVost, and W. L. Elban (1990), Crystal size dependence for impact initiation of cyclotrimethylenetrinitramine explosive, *Journal of Applied Physics*, 68(3), 979-984.
5. Armstrong, R. W., H. L. Ammon, W. L. Elban, and D. H. Tsai (2002), Investigation of hot spot characteristics in energetic crystals, *Thermochimica Acta*, 384(1-2), 303-313.
6. Army, U. S. D. o. t. (1989), *Military Explosives*, Headquarters, Department of the Army.
7. Asay, B. W., G. W. Laabs, B. F. Henson, and D. J. Funk (1997), Speckle photography during dynamic impact of an energetic material using laser-induced fluorescence, *Journal of Applied Physics*, 82(3), 1093-1099.
8. Asay, B. W., P. M. Dickson, B. F. Henson, C. S. Fugard, D. J. Funk, and D. J. Idar (1998), Dynamic measurement of the influence of projectile radius and velocity on strain localization during impact of an energetic material, *11th Int. Detonation Symp.*
9. Baer, M. R. (2000), Computational modeling of heterogeneous reactive materials at the mesoscale, *AIP Conference Proceedings*, 505(1), 27-34.
10. Baer, M. R. (2002), Modeling heterogeneous energetic materials at the mesoscale, *Thermochimica Acta*, 384(1-2), 351-367.
11. Bagi, K. (1993), A quasi-static numerical model for micro-level analysis of granular assemblies, *Mechanics of Materials*, 16(1-2), 101-110.
12. Bagi, K. (2005), Methods to generate random dense arrangements of particules, *Institute Henri Poincaré, Session on Granular Matter, Thematic meeting on numerical simulations*.
13. Bagi, K. (2005), An algorithm to generate random dense arrangements for discrete element simulations of granular assemblies, *Granular Matter*, 7(1), 31-43.
14. Bailly, P. (2009), Dynamic behaviour of concrete, constitutive models, *Chap 2 of "Dynamic Behavior of Concrete and Seismic Engineering"*, Wiley London, 55-95.
15. Bailly, P., F. Delvare, J. Vial, J. L. Hanus, M. Biessy, and D. Picart (2011), Dynamic behavior of an aggregate material at simultaneous high pressure and strain rate: SHPB triaxial tests, *International Journal of Impact Engineering*, 38(2-3), 73-84.
16. Banerjee, B., and D. O. Adams (2003), Micromechanics-based determination of effective elastic properties of polymer bonded explosives, *Physica B: Condensed Matter*, 338(1-4), 8-15.
17. Bardenhagen, S. G., J. U. Brackbill, and D. L. Sulsky (1998), Shear deformation in granular material, *11th Int. Detonation Symp.*, 547-555.
18. Bardenhagen, S. G., A. D. Brydon, T. O. Williams, and C. Collet (2005), Coupling Grain Scale and Bulk Mechanical Response for PBXs Using Numerical Simulations of Real Microstructures, *AIP Conference Proceedings*, 845(1), 479-482.
19. Bardenhagen, S. G., K. M. Roessig, O. Bytner, J. E. Guilkey, D. Bedrov, and G. D. Smith (2002), Direct numerical simulation of weak shocks in granular material, *12th Int. Detonation Symp.*, 497-503.

20. Barua, A., and M. Zhou (2011), A Lagrangian framework for analyzing microstructural level response of polymer-bonded explosives, *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering*, 19(5), 055001.
21. Barua, A., Y. Horie, and M. Zhou (2012), Energy localization in HMX-Estane polymer-bonded explosives during impact loading, *Journal of Applied Physics*, 111(5), 054902-054911.
22. Barua, A., Y. Horie, and M. Zhou (2012), Microstructural level response of HMX-Estane polymer-bonded explosive under effects of transient stress waves, *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Science*.
23. Belmas, R. (2003), *La transition choc-détonation dans les explosifs solides hétérogènes*, CEA Saclay, Direction des technologies de l'information.
24. Bennett, J. G., K. S. Haberman, J. N. Johnson, and B. W. Asay (1998), A constitutive model for the non-shock ignition and mechanical response of high explosives, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 46(12), 2303-2322.
25. Bourne, N. K. (2006), Impact on alumina. I. Response at the mesoscale, *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Science*, 462(2074), 3061-3080.
26. Bourne, N. K., and J. E. Field (1991), Bubble Collapse and the Initiation of Explosion, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences*, 435(1894), 423-435.
27. Bourne, N. K., and J. E. Field (1999), Explosive ignition by the collapse of cavities, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 455(1987), 2411-2426.
28. Boutt, D., and B. McPherson The Role of Particle Packing in Modeling Rock Mechanical Behavior using Discrete Elements, in *Discrete Element Methods*, edited, pp. 86-92.
29. Bowden, F. P., and O. A. Gurton (1949), Birth and Growth of Explosion in Liquids and Solids Initiated by Impact and Friction, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 198(1054), 350-372.
30. Bowden, F. P., and Y. D. Yoffe (1952), *Initiation and Growth of Explosions in liquids and solids*, Cambridge University Press.
31. Bowden, F. P., and J. E. Field (1964), The Brittle Fracture of Solids by Liquid Impact, by Solid Impact, and by Shock, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 282(1390), 331-352.
32. Bragov, A. M., G. M. Grushevsky, and A. K. Lomunov (1994), Use of the Kolsky method for studying shear resistance of soils, *Dymat. Journal*, 3, 253-259.
33. Browning, R. V. (1996), Microstructural model of mechanical initiation of energetic materials, *AIP Conference Proceedings*, 370(1), 405-408.
34. Browning, R. V., and R. J. Scammon (2002), Microstructural Model of Ignition for Time Varying Loading Conditions, *AIP Conference Proceedings*, 620(1), 987-990.
35. Brugada, J., Y. P. Cheng, K. Soga, and J. C. Santamarina (2010), Discrete element modelling of geomechanical behaviour of methane hydrate soils with pore-filling hydrate distribution, *Granular Matter*, 12(5), 517-525.
36. Brundage, A. L., R. R. Wixom, A. S. Tappan, and G. T. Long (2009), Mesoscale simulations of shock initiation in energetic materials characterized by three-dimensional nanotomography, *AIP Conference Proceedings*, 1195(1), 315-318.
37. Burlion, N., G. Pijaudier-Cabot, and N. Dahan (2001), Experimental analysis of compaction of concrete and mortar, *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 25(15), 1467-1486.
38. Catry, E. (2012), Décomposition d'un explosif soumis à un chauffage localisé et rapide, *Rapport de stage de fin d'étude, ENSMA, CEA*.

39. Chaudhri, M. M. (1992), Photographic evidence for ignition by friction in a deflagrating explosive single crystal, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 25(3), 552.
40. Chaudhri, M. M., and J. E. Field (1974), The Role of Rapidly Compressed Gas Pockets in the Initiation of Condensed Explosives, *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, 340(1620), 113-128.
41. Chen, J., Y. Long, Y. Liu, F. Nie, and J. Sun (2011), The first-principle study on the equation of state of HMX under high pressure, *Sci. China Phys. Mech. Astron.*, 54(5), 831-835.
42. Clements, B. E., and E. M. Mas (2004), A theory for plastic-bonded materials with a bimodal size distribution of filler particles, *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering*, 12(3), 407.
43. Coffey, C. S. (1989), *9th Int. Detonation Symp.*
44. Conley, P., D. J. Benson, and P. M. Howe (1998), Microstructural effects in shock initiation, *11th Int. Detonation Symp.*, 768-780.
45. Conroy, M. W., I. I. Oleynik, S. V. Zybin, and C. T. White (2008), First-principles anisotropic constitutive relationships in beta-cyclotetramethylene tetranitramine (beta -HMX), *Journal of Applied Physics*, 104(5), 053506-053506.
46. Cui, H.-L., G.-F. Ji, J.-J. Zhao, F. Zhao, X.-R. Chen, Q.-M. Zhang, and D.-Q. Wei (2010), Ab initio and molecular dynamics studies of solid β -HMX: effects of hydrostatic pressure and high temperature, *Molecular Simulation*, 36(9), 670-681.
47. Delmaire-Sizes, F., R. Belmas, D. Picart, and H. Trumel (2007), Low velocity impact tests on a HMX-based explosive, *34th Int. Pyrotechnics seminar*, 1005-1016.
48. Dick, J. J., A. R. Martinez, and R. S. Hixson (1998), Plane impact response of PBX-9501 and its components below 2 GPa, *11th Int. Detonation Symp.*, 317.
49. Dick, J. J., D. E. Hooks, R. Menikoff, and A. R. Martinez (2004), Elastic--plastic wave profiles in cyclotetramethylene tetranitramine crystals, *Journal of Applied Physics*, 96(1), 374-379.
50. Dienes, J. K. (1978), A statistical theory of fragmentation, *Kim, Y.S. (Ed.), Proceedings of 19th US Rock Mechanics Symposium. University of Nevada*, 51-55.
51. Dienes, J. K. (1983), Frictional Hot-Spots and Propellant Sensitivity, *MRS Online Proceedings Library*, 24.
52. Dienes, J. K. (1985), A statistical theory of fragmentation processes, *Mechanics of Materials*, 4(3-4), 325-335.
53. Dienes, J. K. (1996), A Unified Theory of Flow, Hot Spots, and Fragmentation with an Application to Explosive Sensitivity, *High-Pressure Shock Compression of Solids II, Springer-Verlag New York, Inc., Lee Davison et al., eds.*, 366-398.
54. Dienes, J. K., and J. D. Kershner (1998), Multiple-Shock Initiation via Statistical Crack Mechanics, *11th Int. Detonation Symp.*, 717-724.
55. Dienes, J. K., Q. H. Zuo, and J. D. Kershner (2006), Impact initiation of explosives and propellants via statistical crack mechanics, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 54(6), 1237-1275.
56. Dougherty, E. R., and Y. Chen (2001), Robust optimal granulometric bandpass filters, *Signal Processing*, 81(7), 1357-1372.
57. Evans, J. W. (1993), Random and cooperative sequential adsorption, *Reviews of Modern Physics*, 65(4), 1281-1329.
58. Feng, Y. T., K. Han, and D. R. J. Owen (2003), Filling domains with disks: an advancing front approach, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 56(5), 699-713.
59. Field, J. E., G. M. Swallowe, and S. N. Heavens (1982), Ignition Mechanisms of Explosives during Mechanical Deformation, *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, 382(1782), 231-244.

60. Field, J. E., N. K. Bourne, S. J. P. Palmer, S. M. Walley, J. Sharma, and B. C. Beard (1992), Hot-Spot Ignition Mechanisms for Explosives and Propellants [and Discussion], *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Physical and Engineering Sciences*, 339(1654), 269-283.
61. Forquin, P., A. Arias, and R. Zaera (2007), An experimental method of measuring the confined compression strength of geomaterials, *International Journal of Solids and Structures*, 44(13), 4291-4317.
62. Forquin, P., G. Gary, and F. Gatuingt (2008), A testing technique for concrete under confinement at high rates of strain, *International Journal of Impact Engineering*, 35(6), 425-446.
63. Forquin, P., K. Safa, and G. Gary (2010), Influence of free water on the quasi-static and dynamic strength of concrete in confined compression tests, *Cement and Concrete Research*, 40(2), 321-333.
64. Gabet, T., Y. Malécot, and L. Daudeville (2008), Triaxial behaviour of concrete under high stresses: Influence of the loading path on compaction and limit states, *Cement and Concrete Research*, 38(3), 403-412.
65. Gary, G. (2005), DAVID, instruction manual, Palaiseau, France.
66. Gary, G., and P. Bailly (1998), Behaviour of quasi-brittle material at high strain rate. Experiment and modelling, *European Journal of Mechanics - A/Solids*, 17(3), 403-420.
67. Gary, G., P. Bailly, and F. Gatuingt (1998), Testing concrete at high strains and high rates of strain, *3rd International Symposium on Impact Engineering; Singapore*.
68. Grady, D. E., and M. E. Kipp (1987), The growth of unstable thermoplastic shear with application to steady-wave shock compression in solids, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 35(1), 95-119.
69. Gratton, M., V. D. Le, A. Frachon, M. Caliez, and D. Picart (2005), Mechanical characterization of a viscoelastic plastic granular material sensitive to hydrostatic pressure, in *Proceedings of the 4th WSEAS/IASME international conference on System science and simulation in engineering*, edited, pp. 107-114, World Scientific and Engineering Academy and Society (WSEAS), Tenerife, Spain.
70. Gray, G. T., and W. R. Blumenthal (2000), Split-Hopkinson Pressure bar testing of soft materials, *Mechanical testing and Evaluation*, 8, 488-496.
71. Gruau, C., D. Picart, R. Belmas, E. Bouton, F. Delmaire-Sizes, J. Sabatier, and H. Trumel (2009), Ignition of a confined high explosive under low velocity impact, *International Journal of Impact Engineering*, 36(4), 537-550.
72. Gump, J. C., and S. M. Peiris (2005), Isothermal equations of state of beta octahydro-1,3,5,7-tetranitro-1,3,5,7-tetrazocine at high temperatures, *Journal of Applied Physics*, 97(5), 053513-053517.
73. Hackett, R. M., and J. G. Bennett (2000), An implicit finite element material model for energetic particulate composite materials, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 49(9), 1191-1209.
74. Häggström, O., and R. Meester (1996), Nearest neighbor and hard sphere models in continuum percolation, *Random Structures & Algorithms*, 9(3), 295-315.
75. Haney, E. J., and G. Subhash (2012), Edge-on-impact response of a coarse-grained magnesium aluminate spinel rod, *International Journal of Impact Engineering*, 40-41(0), 26-34.
76. Hanson-Parr, D. M., and T. P. Parr (1999), Thermal properties measurements of solid rocket propellant oxidizers and binder materials as a function of temperature, *Journal of Energetic Materials*, 17(1), 1-48.

77. Henson, B. F., B. W. Asay, L. B. Smilowitz, and P. M. Dickson (2002), Ignition Chemistry in HMX from Thermal Explosion to Detonation, *AIP Conference Proceedings*, 620(1), 1069-1072.
78. Henson, B. F., L. Smilowitz, J. J. Romero, and B. W. Asay (2009), Modeling thermal ignition and the initial conditions for internal burning in PBX 9501, *AIP Conference Proceedings*, 1195(1), 257-262.
79. Henson, B. F., B. W. Asay, P. M. Dickson, C. S. Fugard, and D. J. Funk (1998), Measurement of explosion time as a function of temperature for PBX 9501, *11th Int. Detonation Symp.*
80. Henson, B. F., B. W. Asay, R. K. Sander, S. F. Son, J. M. Robinson, and P. M. Dickson (1999), Dynamic Measurement of the HMX β - δ Phase Transition by Second Harmonic Generation, *Physical Review Letters*, 82(6), 1213-1216.
81. Hild, F., and S. Roux (2008), CORRELI^{Q4} : A Software for “Finite-element” Displacement Field Measurements by Digital Image Correlation, *Internal report no. 269, LMT-Cachan, France.*
82. Hohenemser, K., and W. Prager (1932), Beitrag zur mechanik desbildsamen verhaltensvonflubstahl, *Z. Angew. Math. Mech.*, 12, 1-14.
83. Holmquist, T. J., G. R. Johnson, and W. H. Cook (1993), A computational constitutive model for concrete subjected to large strains high strain rates, and high pressure, *14th Int. Symp. on ballistics.*
84. Idar, D. J., J. W. Straight, M. A. Osborn, W. Coulter, C. B. Skidmore, D. S. Phillips, M. DeCroix, G. A. Buntain, and P. Howess (2000), Low Amplitude Impact Testing of Baseline and Aged, Pristine and Damaged PBX 9501 *Los Alamos Sci. report LA-UR-00-5334.*
85. Jiang, M. J., J. M. Konrad, and S. Leroueil (2003), An efficient technique for generating homogeneous specimens for DEM studies, *Computers and Geotechnics*, 30(7), 579-597.
86. Kanit, T. (2003), Notion of representative volume element for heterogeneous materials: statistical and numerical approach, *Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.*
87. Kansal, A. R., S. Torquato, and F. H. Stillinger (2002), Diversity of order and densities in jammed hard-particle packings, *Physical Review E*, 66(4), 041109.
88. Khasainov, B. A., A. V. Attetkov, and A. A. Borisov (1996), Shock-wave initiation of porous energetic materials and visco-plastic model of hot spots, *CHEMICAL PHYSICS REPORTS C/C OF KHIMICHESKAIA FIZIKA*, 15, 987-1062.
89. Klepaczko, J. R. (1990), Behavior of rock-like materials at high strain rates in compression, *International Journal of Plasticity*, 6(4), 415-432.
90. Koshigoe, L. G., R. L. Shoemaker, and E. Taylor (1984), Specific heat of HMX, *AIAA Journal*, 22(11), 1600-1601.
91. Krishna Mohan, V., J. E. Field, and G. M. Swallowe (1984), Effects of Physical Inhomogeneities on the Impact Sensitivity of Solid Explosives: A High-Speed Photographic Study, *Combustion Science and Technology*, 40(5-6), 269-278.
92. Krishna Mohan, V., J. B. V. C., and J. E. Field (1989), *9th Int. Detonation Symp.*, 1276-1283.
93. Le, V. D. (2007), Modélisation et identification du comportement plastique visco-élastique endommageable d'un matériau agrégataire, *Thesis Université de Tours.*
94. Le, V. D., M. Gratton, M. Caliez, A. Frachon, and D. Picart (2010), Experimental mechanical characterization of plastic-bonded explosives, *J Mater Sci*, 45(21), 5802-5813.
95. Lee, J., and G. L. Fenves (1998), A plastic-damage concrete model for earthquake analysis of dams, *Earthquake Engineering & Structural Dynamics*, 27(9), 937-956.
96. Levitas, V. I., B. F. Henson, L. B. Smilowitz, and B. W. Asay (2006), Solid-Solid Phase Transformation via Internal Stress-induced Virtual Melting, Significantly below the Melting

- Temperature. Application to HMX Energetic Crystal, *The Journal of Physical Chemistry B*, 110(20), 10105-10119.
97. Li, M., W.-J. Tan, B. Kang, R.-J. Xu, and W. Tang (2010), The Elastic Modulus of β -HMX Crystals Determined by Nanoindentation, *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, 35(4), 379-383.
 98. Lin, X., and T. T. Ng (1997), A three-dimensional discrete element model using arrays of ellipsoids, *Geotechnique*, 47(2), 319-329.
 99. Linan, A., and F. A. Williams (1971), Theory of Ignition of a Reactive Solid by Constant Energy Flux, *Combustion Science and Technology*, 3(2), 91-98.
 100. Lubachevsky, B. D., and F. H. Stillinger (1990), Geometric properties of random disk packings, *J Stat Phys*, 60(5-6), 561-583.
 101. Lubliner, J., J. Oliver, S. Oller, and E. Oñate (1989), A plastic-damage model for concrete, *International Journal of Solids and Structures*, 25(3), 299-326.
 102. Ma, X., F. Zhao, G. Ji, W. Zhu, J. Xiao, and H. Xiao (2008), Computational study of structure and performance of four constituents HMX-based composite material, *Journal of Molecular Structure: THEOCHEM*, 851(1-3), 22-29.
 103. Malvern, L. E., D. A. Jenkinds, T. Tang, and S. McLure (1991), Dynamic testing of laterally confined concrete, *Micromechanics of failure of quasi-brittle materials, Elsevier applied science*, 343-352.
 104. McDonald, S., J. F. Millett, N. Bourne, K. Bennett, A. Milne, and P. Withers (2007), The shock response, simulation and microstructural determination of a model composite material, *J Mater Sci*, 42(23), 9671-9678.
 105. McGuire, R. R., and C. M. Tarver (1981), *Chemical-decomposition models for the thermal explosion of confined HMX, TATB, RDX, and TNT explosives*, Medium: ED; Size: Pages: 9 pp.
 106. Menikoff, R. (2006), Detonation waves in PBX 9501, *Combustion Theory and Modelling*, 10(6), 1003-1021.
 107. Menikoff, R., and T. D. Sewell (2002), Constituent properties of HMX needed for mesoscale simulations, *Combustion Theory and Modelling*, 6(1), 103-125.
 108. Menikoff, R., J. J. Dick, and D. E. Hooks (2005), Analysis of wave profiles for single-crystal cyclotetramethylene tetranitramine, *Journal of Applied Physics*, 97(2), 023529-023526.
 109. Meyer, C. S. (2011), Development of Geomaterial Parameters for Numerical Simulations Using the Holmquist-Johnson-Cook Constitutive Model for ConcreteRep., Report of the U.S. Army Research Laboratory.
 110. Nichols, A. L., and C. M. Tarver (2002), *A Statistical Hot Spot Reactive Flow Model for Shock Initiation and Detonation of Solid High Explosives*, 12th International Detonation Symposium.
 111. Nolan, G. T., and P. E. Kavanagh (1992), Computer simulation of random packing of hard spheres, *Powder Technology*, 72(2), 149-155.
 112. Olinger, B. (1982), Los Alamos Shock Wave Profile Data, ed. C. E. Morris. UC Press, Berkeley, 280.
 113. Olinger, B., B. Roof, and H. H. Cady (1978), The linear and volume compression of β -HMX and RDX to 9 GPa, *Symposium international sur le comportement des milieux denses sous hautes pressions dynamiques, CEA de Vaujours, Paris*.
 114. Palmer, S. J. P., and J. E. Field (1982), The Deformation and Fracture of beta-HMX, *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, 383(1785), 399-407.
 115. Partom, Y. (2002), A threshold criterion for impact ignition, *12th Int. Detonation Symp.*

116. Periasamy, C., and H. Tippur (2011), Dynamic Response of Homogeneous and Functionally Graded Foams When Subjected to Transient Loading by a Square Punch, in *Dynamic Behavior of Materials, Volume 1*, edited by T. Proulx, pp. 213-215, Springer New York.
117. Picart, D., and J. L. Brigolle (2010), Characterization of the viscoelastic behaviour of a plastic-bonded explosive, *Materials Science and Engineering: A*, 527(29–30), 7826-7831.
118. Picart, D., and E. Bouton (2010), Non-shock ignition of HMX-based high explosives : thermo-mechanical numerical study., *14th Int. Detonation Symp.*, 191-198.
119. Picart, D., M. Biessy, and J. L. Brigolle (2009), Intermediate strain rate characterization of a plastic-bonded explosive composition, *DYMAT 2009 - 9th International Conference on the Mechanical and Physical Behaviour of Materials under Dynamic Loading*, 1, 343-348.
120. Picart, D., D. Damiani, and M. Doucet (2012), The reverse edge-on impact test: A small scale experiment for non-shock ignition studies, *AIP Conference Proceedings*, 1426(1), 497-500.
121. Polanco-Loria, M., O. S. Hopperstad, T. Børvik, and T. Berstad (2008), Numerical predictions of ballistic limits for concrete slabs using a modified version of the HJC concrete model, *International Journal of Impact Engineering*, 35(5), 290-303.
122. Qiu, L., W.-H. Zhu, J.-J. Xiao, and H.-M. Xiao (2008), Theoretical Studies of Solid Bicyclo-HMX: Effects of Hydrostatic Pressure and Temperature, *The Journal of Physical Chemistry B*, 112(13), 3882-3893.
123. Reaugh, J. E. (2006), Multi-scale computer simulations to study the reaction zone of solid explosives., *13th Int. Detonation Symp.*, 1276–1285.
124. Reinhardt, H. W., H. A. Körmeling, and A. J. Zielinski (1986), The split Hopkinson bar, a versatile tool for the impact testing of concrete, *Materials and Structures*, 19(1), 55-63.
125. Roberts, P. (1993), Impact Ignition of Explosives, University of Cambridge.
126. Rubio-Gonzalez, C., and J. J. Mason (2001), Experimental investigation of dynamic punch tests on isotropic and composite materials, *Experimental Mechanics*, 41(2), 129-139.
127. Sakaguchi, H., and A. Murakami Initial Packing in Discrete Element Modeling, in *Discrete Element Methods*, edited, pp. 104-106.
128. Scammon, R. J., R. V. Browning, J. Middleditch, J. K. Dienes, K. S. Haberman, and J. G. Bennett (1998), *Low amplitude insult project: Structural analysis and prediction of low order reaction*, 111-118 pp.
129. Senf, H., E. Strassburger, and H. Rothenhäusler (1997), A Study of Damage during Impact in Zerodur, *J. Phys. IV France*, 07(C3), C3-1015-C1013-1020.
130. Sewell, T. D., R. Menikoff, D. Bedrov, and G. D. Smith (2003), A molecular dynamics simulation study of elastic properties of HMX, *The Journal of Chemical Physics*, 119(14), 7417-7426.
131. Sharma, J., R. W. Armstrong, W. L. Elban, C. S. Coffey, and H. W. Sandusky (2001), Nanofractography of shocked RDX explosive crystals with atomic force microscopy, *Applied Physics Letters*, 78(4), 457-459.
132. Shoemaker, R. L., J. A. Stark, L. G. Koshigoe, and R. E. Taylor (1985), Thermophysical Properties of Propellants, in *Thermal Conductivity 18*, edited by T. Ashworth and D. Smith, pp. 199-211, Springer US.
133. Skidmore, C. B., D. S. Phillips, P. M. Howe, J. T. Mang, and J. A. Romero (1998), The evolution of microstructural changes in pressed HMX explosives, *11th Int. Detonation Symp.*, 556-564.
134. Sorescu, D. C., B. M. Rice, and D. L. Thompson (1999), Theoretical Studies of the Hydrostatic Compression of RDX, HMX, HNIW, and PETN Crystals, *The Journal of Physical Chemistry B*, 103(32), 6783-6790.

135. Stevens, L. L., and C. J. Eckhardt (2005), The elastic constants and related properties of beta-HMX determined by Brillouin scattering, *The Journal of Chemical Physics*, 122(17), 174701-174708.
136. Stevens, L. L., D. E. Hooks, and A. Migliori (2010), A comparative evaluation of elasticity in pentaerythritol tetranitrate using Brillouin scattering and resonant ultrasound spectroscopy, *Journal of Applied Physics*, 108(5), 053512-053514.
137. Stoyan, D. (1998), Models of random systems of non-intersecting spheres, *Prague Stochastics '98*, 543-547.
138. Strassburger, E. (2004), Visualization of Impact Damage in Ceramics Using the Edge-On Impact Technique, *International Journal of Applied Ceramic Technology*, 1(3), 235-242.
139. Strassburger, E., B. Lexow, O. Beffort, and R. Jeanquartier (2000), Behaviour of Al₂O₃-Al ceramic metal composites under projectile impact, *J. Phys. IV France*, 10(PR9), Pr9-605-Pr609-610.
140. Strassburger, E., P. Patel, J. W. McCauley, and D. W. Templeton (2006), High-Speed Photographic Study of Wave Propagation and Impact Damage in Fused Silica and AlON Using the Edge-On Impact (EOI) Method, *AIP Conference Proceedings*, 845(1), 892-895.
141. Sun, B., J. M. Winey, Y. M. Gupta, and D. E. Hooks (2009), Determination of second-order elastic constants of cyclotetramethylene tetranitramine (beta -HMX) using impulsive stimulated thermal scattering, *Journal of Applied Physics*, 106(5), 053505-053505.
142. Swallowe, G. M., J. E. Field, and L. A. Horn (1986), Measurements of transient high temperatures during the deformation of polymers, *J Mater Sci*, 21(11), 4089-4096.
143. Tarver, C. M. (2004), Chemical Kinetic Modeling of HMX and TATB Laser Ignition Tests, *Journal of Energetic Materials*, 22(2), 93-107.
144. Tarver, C. M., and T. D. Tran (2004), Thermal decomposition models for HMX-based plastic bonded explosives, *Combustion and Flame*, 137(1-2), 50-62.
145. Tarver, C. M., S. K. Chidester, and A. L. Nichols (1996), Critical Conditions for Impact- and Shock-Induced Hot Spots in Solid Explosives†, *The Journal of Physical Chemistry*, 100(14), 5794-5799.
146. Trumel, H., P. Lambert, and R. Belmas (2010), Mesoscopic investigations of the deformation and initiation mechanisms of a HMX-based pressed composition, *14th Int. Detonation Symp.*, 1096-1105.
147. Trumel, H., P. Lambert, G. Vivier, and Y. Sadou (2010), Toward physically-based explosive modelling: meso-scale investigations, *Materials under extreme loadings*.
148. Vandersall, K. S., S. K. Chidester, J. W. Forbes, E. Garcia, D. W. Greenwood, and L. L. Switzer (2002), Experimental and modeling studies of crush, puncture, and perforation scenarios in the Steven impact test, *12th Int. Detonation Symp.*, 131-139.
149. Vial, J., F. Delvare, P. Bailly, and D. Picart (2011), Observation des micromécanismes dissipatifs dans un matériau hétérogène, *20ème Congrès Français de Mécanique*.
150. Vial, J., D. Picart, P. Bailly, and F. Delvare (2013), Numerical and experimental study of the plasticity of HMX during a reverse edge-on impact test, *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering*, 21(4), 045006.
151. Vial, J., P. Bailly, F. Delvare, M. Biessy, and D. Picart (2010), Experimental investigation of an aggregate material behavior under confinement at high strain rate, *EPJ Web of Conferences*, 6, 39006.
152. Walley, S. M., J. E. Field, and S. J. P. Palmer (1992), Impact Sensitivity of Propellants, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences*, 438(1904), 571-583.
153. Walley, S. M., D. Xing, and J. E. Field (1995), Mechanical Properties of Three Transparent Amorphous Polymers in Compression at a Very High Rate of Strain, *Impact and Dynamic Fracture of Polymers and Composites - ESIS 19*, 289-303.

154. Wang, Y., Y. Zhou, and Y. Xia (2004), A constitutive description of tensile behavior for brass over a wide range of strain rates, *Materials Science and Engineering: A*, 372(1–2), 186-190.
155. Wiegand, D. (2000), The influence of confinement on the mechanical properties of energetic materials, *AIP Conference Proceedings*, 505(1), 675-678.
156. Wiegand, D., and B. Reddingius (2004), Mechanical Properties of Plastic Bonded Composites as a Function of Hydrostatic Pressure, *AIP Conference Proceedings*, 706(1), 812-815.
157. Wiegand, D., and B. Reddingius (2004), The strengthening of energetic materials under pressure, *24th Army Sci. Conf., Orlando, FL*.
158. Williamson, D. M. (2006), Deformation and fracture of a polymer bonded explosive and its simulants, *PhD thesis, Magdalene College Cambridge*.
159. Winter, R. E., and J. E. Field (1975), The Role of Localized Plastic Flow in the Impact Initiation of Explosives, *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, 343(1634), 399-413.
160. Wu, Y.-Q., and F.-L. Huang (2011), A microscopic model for predicting hot-spot ignition of granular energetic crystals in response to drop-weight impacts, *Mechanics of Materials*, 43(12), 835-852.
161. Xiao, J., W. Zhu, X. Ma, H. Xiao, H. Huang, and J. Li (2008), A novel model for the molecular dynamics simulation study on mechanical properties of HMX/F2311 polymer-bonded explosive, *Molecular Simulation*, 34(8), 775-779.
162. Xiao, J., H. Huang, J. Li, H. Zhang, W. Zhu, and H. Xiao (2008), A molecular dynamics study of interface interactions and mechanical properties of HMX-based PBXs with PEG and HTPB, *Journal of Molecular Structure: THEOCHEM*, 851(1–3), 242-248.
163. Yoo, C.-S., and H. Cynn (1999), Equation of state, phase transition, decomposition of beta-HMX (octahydro-1,3,5,7-tetranitro-1,3,5,7-tetrazocine) at high pressures, *The Journal of Chemical Physics*, 111(22), 10229-10235.
164. Zaug, J. M. (1998), Elastic Constants of β -HMX and Tantalum, Equations of State of Supercritical Fluids and fluid Mixtures and Thermal Transport Determinations, *11th Int. Detonation Symp.*, 498-509.
165. Zerilli, F. J., and M. M. Kuklja (2010), Ab Initio Equation of State of the Organic Molecular Crystal: β -Octahydro-1,3,5,7-tetranitro-1,3,5,7-tetrazocine, *The Journal of Physical Chemistry A*, 114(16), 5372-5376.
166. Zhang, Z. X., X. Y. Hu, and K. D. Scott (2011), A discrete numerical approach for modeling face stability in slurry shield tunnelling in soft soils, *Computers and Geotechnics*, 38(1), 94-104.
167. Zhao, H., and G. Gary (1996), On the use of SHPB techniques to determine the dynamic behavior of materials in the range of small strains, *International Journal of Solids and Structures*, 33(23), 3363-3375.
168. Zuo, Q. H., and J. K. Dienes (2005), On the stability of penny-shaped cracks with friction: the five types of brittle behavior, *International Journal of Solids and Structures*, 42(5–6), 1309-1326.
169. Zuo, Q. H., F. L. Addessio, J. K. Dienes, and M. W. Lewis (2006), A rate-dependent damage model for brittle materials based on the dominant crack, *International Journal of Solids and Structures*, 43(11–12), 3350-3380.

TABLE DES FIGURES

Figure I - 1 : Projectile utilisé lors d'un Susan Test [6].	14
Figure I - 2 : (a) Schéma de l'essai de chute avec visualisation par caméra rapide : w désigne la masse, M le miroir, G les enclumes transparentes, S l'échantillon, P le prisme et le chemin de la lumière va de « light » à « camera » ; (b) images latérales (observation par le côté et non par-dessous) espacées de 20 microsecondes montrant le cisaillement et la rupture d'un échantillon de polystyrène et (c) Images à différents instant d'un disque de PBS (matériau inerte américain) de 5 mm de diamètre et 1mm de hauteur. Source des images : [152]	15
Figure I - 3 : « Steven Test » permettant de caractériser le seuil d'ignition des explosifs durant des impacts à basse vitesse.	16
Figure I - 4 : Poudre de HMX (à gauche) et échantillon de diamètre 10 mm et de hauteur 20 mm obtenu après pressage et usinage (à droite).	17
Figure I - 5 : Evolution du module d'Young sécant pour des essais de traction (étoiles), de compression simple (ronds) et des essais triaxiaux avec une pression de confinement de 5 MPa (triangles) et de 10 MPa (croix) [94].	18
Figure I - 6 : Coefficient de Poisson mesuré lors d'essais triaxiaux à différentes pressions de confinement.	19
Figure I - 7 : Evolution du module de compressibilité K (traits pointillés avec carrés blancs) et du module d'Young E (traits pointillés avec ronds noirs) avec la pression. Ce dernier est calculé avec l'hypothèse d'un coefficient de Poisson de 0,42 [150]. La courbe calculée correspond, pour les plus faibles pressions, aux mesures publiées dans [94].	20
Figure I - 8 : Courbe maîtresse du module réel et angle de phase (ou de perte) du composite [117].	21
Figure I - 9 : Essais triaxiaux sur l'explosif à différentes pressions de confinement [71].	22
Figure I - 10 : Contrainte maximale atteinte lors d'essais sans confinement à température ambiante en fonction de la vitesse de déformation [119]. Taille des échantillons : f diamètre, h hauteur.	23
Figure I - 11 : Modèle Visco-SCRAM composé d'un ensemble viscoélastique de type Maxwell en série avec une partie endommagée par microfissuration (source figure : [24]).	26
Figure I - 12 : Schéma du « punch-test » (source figure : [24]).	26
Figure I - 13 : Evolution du module de compressibilité K en fonction de la pression. Celui du composite est rappelé en pointillés. Celui du HMX adopté est donné en trait plein sans marqueurs.	34
Figure I - 14 : Les trois possibilités que nous étudions. Hypothèses H1 (pointillés rouges) et H2 (trait bleus) : comportement élastique parfaitement plastique (seuil respectivement de 0,13 et 0,26 GPa). Hypothèse H3 (trait plein vert) : comportement élastique à écrouissage isotrope non linéaire déterminé lors des essais triaxiaux confinés à 0,8 GPa. Pour les trois modèles E=9,96 GPa et $\nu=0,35$.	36
Figure I - 15 : Droite de Henson [77] – Temps d'allumage en fonction de la température.	39
Figure I - 16 : Schéma du frottement de microfissure.	43
Figure I - 17 : Schéma d'effondrement d'un pore.	45
Figure I - 18 : Schéma d'une bande de cisaillement plastique.	45
Figure II - 1 : Comportement du matériau inerte en compression simple et tension quasi-statique (à gauche) et dépendance à la vitesse de déformation de la contrainte ultime en compression non confinée. (source figure : [15])	58
Figure II - 2 : Echantillon cylindrique confiné dans une bague (à gauche) et les différents trajets de chargement en fonction du comportement de la bague (à droite).	60
Figure II - 3 : Comparaison du comportement quasi-statique (en rouge) et dynamique à 100 s^{-1} (en bleu) du laiton utilisé pour les bagues de confinement.	61
Figure II - 4 : En haut, le système des barres d'Hopkinson et, en bas, l'échantillon confiné.	62
Figure II - 5 : Signaux enregistrés sur la barre d'entrée, la barre de sortie et la bague de confinement. ...	63
Figure II - 6 : Photos de bagues avant et après essai avec à gauche les bagues longues et à droite les bagues de la hauteur de l'échantillon (au centre).	67
Figure II - 7 : Evolutions des déformations (à gauche) et des contraintes (à droite) durant l'essai.	69
Figure II - 8 : Évolutions des contraintes axiale (σ_{tm} ou σ_{ts}) et latérale (σ_2) en fonction de la déformation axiale (à gauche). Evolution de la vitesse de déformation axiale en fonction de la déformation axiale (à droite).	70
Figure II - 9 : Trajets de chargement en contrainte (à gauche) et déformation (à droite).	70

Figure II - 10 : Comportement sphérique (a) et comportement déviatorique (b) à différentes vitesses de déformation.	71
Figure II - 11 : Etats ultimes de contraintes atteints lors des différents essais triaxiaux dynamiques.....	73
Figure II - 12 : Dépendance à la vitesse de déformation de la contrainte ultime en compression non confiné (trait plein), avec un confinement de 130 MPa (tirets) et avec un confinement de 265 MPa (pointillés).	73
Figure II - 13 : Etats ultimes de contraintes atteints avec l'explosif lors des différents essais triaxiaux quasi-statiques et dynamiques	76
Figure III - 1 : Schéma du punch test américain [7; 8].	81
Figure III - 2 : Images de la cellule d'essai. A gauche, cellule montée et à droite, face d'observation démontée.	82
Figure III - 3 : Base de la cellule de confinement [120]. Simulation de la déformation et de l'allumage (zones rouges) lors d'un essai.	82
Figure III - 4 : Plan de la cellule d'essai.	83
Figure III - 5 : Machine hydraulique de compression. Les deux traverses supérieures sont immobiles. Le « porte cellule » (ensemble métallique noir) est fixé à la traverse inférieure. A : dispositif optique et « porte cellule » d'essai. B : Vérin dont la vitesse est imposée (jusqu'à 15 m/s) de bas en haut.....	84
Figure III - 6 : Schéma du chemin optique de la lumière.	85
Figure III - 7 : Image reconstruite au microscope optique avec un grandissement X10 (0,35 $\mu\text{m}/\text{pixel}$) d'une partie d'un échantillon avant un essai dynamique.....	90
Figure III - 8 : Grain microfissuré dans le matériau à l'état initial (champ d'environ 500 x 400 μm).	91
Figure III - 9 : Matrice dans le matériau à l'état initial (champ d'environ 600 x 450 μm).	91
Figure III - 10 : Image reconstruite au microscope optique avec un grandissement X10 (0,35 $\mu\text{m}/\text{pixel}$) d'une partie d'un échantillon après un essai dynamique. Des zones d'intérêt sont repérées en rouge et sont détaillées dans ce chapitre et en vert sont repérées les microfissures apparues durant l'essai.	93
Figure III - 11 : Zone proche de l'angle du canal (zone A de la Figure III - 10), avant (en haut) et après (en bas) un essai dynamique. Apparition d'une macrofissure intragranulaire non frottante, d'un fort endommagement du grain et d'un réseau de bandes. Observation au microscope optique en grandissement X10.	95
Figure III - 12 : Zone appartenant à la zone fissurée et endommagée face à l'angle du canal (zone B de la Figure III - 10), avant (en haut) et après (en bas) un essai dynamique, où apparaît durant l'essai une macrofissure transgranulaire dont une partie est frottante. Observation au microscope optique en grandissement X10.	96
Figure III - 13 : Zone appartenant à la zone endommagée verticale (zone C de la Figure III - 10), avant (en haut) et après (en bas) un essai dynamique. Apparition d'un endommagement plutôt diffus du grain observé. Observation au microscope optique en grandissement X10.	97
Figure III - 14 : Observation de la zone verticale endommagée avant (à gauche) et après (à droite) un essai dynamique.	98
Figure III - 15 : Image au microscope d'une partie d'un grain qui voit apparaître des bandes durant un essai quasi-statique.....	99
Figure III - 16 : Relief du grain de la Figure III - 15 construit par une analyse multi-Z au microscope optique.....	100
Figure III - 17 : Zone durant un essai quasi-statique où, d'après la simulation d'orientation, un fort déplacement entre grain et matrice aurait dû se produire et où en réalité une décohésion est apparue.	102
Figure III - 18 : Zone durant un essai dynamique où, d'après la simulation d'orientation, un fort déplacement entre grain et matrice aurait dû se produire et où en réalité aucun mouvement relatif entre grain et matrice n'est observé.	103
Figure III - 19 : Exemple de réorganisation de la matrice lors des essais quasi-statiques. A est un point de référence, cinq autres points sont repérés et leurs vecteurs déplacements respectifs sont donnés. ..	105
Figure III - 20 : Zone particulière observée dans un essai dynamique confiné. A gauche : matériau à l'apparence broyée et à droite le grain intact.....	106
Figure III - 21 : A gauche : fragmentation progressive d'un grain. La flèche indique la direction de l'état intact à l'état broyé. A droite : fragmentation partielle d'un grain.....	107
Figure III - 22 : Cristal de HMX en phase β (à gauche) et en phase δ (à droite) [96].	107
Figure III - 23 : Exemple de frottement de fissure transgranulaire.	108

Figure IV - 1 : Répartition granulométrique par classe des grains de HMX dans l'explosif (en bleu) par rapport à la surface qu'ils occupent dans une tranche. En rouge, la surface accumulée et le trait vertical noir indique les 50% de charge.....	112
Figure IV - 2 : Etapes d'identifications du comportement de la matrice.....	114
Figure IV - 3 : Exemple de géométrie générée par un script en Python et construite avec le logiciel Abaqus d'un échantillon de taille 10 x 10 mm ²	119
Figure IV - 4 : Schéma des subdivisions successives d'un échantillon de 128 mm ² en sous-échantillons de 64, 16, 4, 1 et 0,25 mm ² pour la détermination de la surface élémentaire représentative du matériau.	121
Figure IV - 5 : Evolution de la valeur de la différence maximale par rapport aux valeurs de K et de G pour un échantillon d'une aire de 128 mm ² en fonction de l'aire de la subdivision et pour deux contrastes de propriétés grain/matrice.	122
Figure IV - 6 : Les trois possibilités que nous étudions. Hypothèses H1 et H2 : comportement élastique parfaitement plastique (seuil respectivement de 0,13 et 0,26 GPa). Hypothèse H3 : comportement élastique à écrouissage isotrope non linéaire déterminé lors des essais triaxiaux confinés à 0,8 GPa. Pour les trois modèles E=9,96 GPa et $\nu=0,35$	124
Figure IV - 7 : Mesure du déplacement d'un grain par superposition des images initiale et finale. Le contour du grain est accentué pour faciliter la lecture.....	126
Figure IV - 8 : Image durant l'essai. Les déplacements de quatre grains sont repérés par superposition des images avant et pendant l'essai. Le grain C est celui de la Figure IV - 7.	127
Figure IV - 9 : Comparaison des déplacements verticaux en μm entre corrélation d'images (à gauche) et simulation (à droite) lors d'un essai quasi-statique.	129
Figure IV - 10 : Deux grains avant (haut) et après (bas) sollicitation mécanique. Les images du bas montrent l'apparition d'un réseau de bandes parallèles et relativement rectilignes.	129
Figure IV - 11 : Superposition des simulations numériques (hypothèse H1 en haut– H2 au milieu et H3 en bas) sur l'image obtenue durant l'essai. Les grains de couleur verte ou bleue correspondent à un accord entre calcul et expérience. Les désaccords conduisent à des grains de couleur rouge et orange.	131
Figure IV - 12 : Evolutions des modules de compressibilité, des coefficients de Poisson et des modules d'Young du matériau, des grains et de la matrice.	135
Figure IV - 13 : Essais triaxiaux (bleu foncé) et résultats des simulations numériques de ces essais avec le modèle CDP (bleu clair).	137
Figure IV - 14 : Définition de $\sigma_{\text{ecpl}, p}$ pour $p=0, 29, 200$ et 800 MPa	138
Figure IV - 15 : Essais de compression en 2D plan pour différentes pressions de confinement.	138
Figure IV - 16 : Essais de compression en 2D plan pour différentes pressions de confinement. En noir : calculs avec matériau homogène et en rouge : calculs avec matériau hétérogène.	139
Figure IV - 17 : Définition dans la loi CDP de la matrice de $\sigma_{\text{ecpl}, p}$ pour $p=0, 29, 50, 100, 200$ et 800 MPa	140
Figure IV - 18 : Courbes des essais triaxiaux homogènes (en bleu foncé : quasi-statique et en bleu clair : dynamique).	142
Figure IV - 19 : Vérification de l'interpolation réalisée sur σ_c pour les vitesses de déformation comprises entre 10^{-3} s^{-1} et 10^3 s^{-1} au regard de la contrainte macroscopique pour une déformation de 10% de l'échantillon. En pointillés, l'interpolation qui aurait été réalisée si 10^{-3} s^{-1} était remplacé par 10^{-5} s^{-1}	143
Figure IV - 20 : Evolution de la variable d'endommagement en traction d_t en fonction des déformations plastiques.	144
Figure IV - 21 : Définition dans la loi CDP de la matrice de $\sigma_{\text{ecpl}, \varepsilon = 10^{-3} \text{ s}^{-1}, p}$ pour $p=0, 29, 50, 100, 200$ et 800 MPa (courbes de bas en haut) si la variable d'endommagement en traction d_t suit l'évolution de la Figure IV - 20.	145
Figure IV - 22 : Comparaison de l'évolution de la contrainte de Von Mises avec la pression avec l'utilisation du modèle de Drucker-Prager (tirets) ou du modèle CDP (trait plein).	147
Figure V - 1 : Echantillon et conditions aux limites pour les simulations de l'essai de compression dans la tranche. Le rectangle en haut de l'échantillon correspond à la zone observée durant l'essai et où la géométrie aléatoire est remplacée par la géométrie réelle dans la simulation.	150
Figure V - 2 : Résultats des simulations avec Mat ₁ à Mat ₄ : déplacement vertical.	152
Figure V - 3 : Résultats des simulations réalisées avec les différents modèles : Pression.	154
Figure V - 4 : Résultats des simulations réalisées avec les différents modèles : contrainte équivalente de Von Mises.....	155

Figure V - 5 : Résultats des simulations réalisées avec les différents modèles : déformation plastique équivalente des grains de HMX.	156
Figure V - 6 : Résultats des simulations réalisées avec les différents modèles : déformation plastique équivalente.	156
Figure V - 7 : Résultats des simulations réalisées avec les différents modèles : température adiabatique.	157
Figure V - 8 : Élévation de la température à 21,8 μ s lors d'un essai dynamique confiné.	158
Figure V - 9 : Superposition de l'image en fin d'essai et de la carte de l'endommagement de la matrice au même instant dans la simulation. En haut, les zones en bleues sont celles pour lesquelles la simulation ne prévoit pas d'endommagement et les zones transparentes de la matrice sont celles endommagées. En bas, cas contraire.	160
Figure V - 10 : Zones A (en haut – champ : 115 x 100 μ m) et B (en bas – champ : 190 x 85 μ m) de la Figure V - 9.	161
Figure V - 11 : Superposition de l'image en fin d'essai et de la carte de la déformation plastique équivalente de la matrice au même instant dans la simulation.	162
Figure V - 12 : Zones échauffées dans la simulation d'un essai dynamique et image au microscope de cette zone en fin d'essai.	163
Figure V - 13 : Images au microscope avant et après un essai dynamique d'une zone où les simulations prédisent un échauffement (zone 1). Champs de 225 x 200 μ m.	164
Figure V - 14 : Images au microscope avant et après un essai dynamique d'une zone où les simulations prédisent un échauffement (zone 2). Champs de 550 x 400 μ m.	165
Figure V - 15 : Images au microscope avant et après un essai dynamique d'une zone où les simulations prédisent un échauffement (zone 3). Champs : 450 x 650 μ m.	166
Figure V - 16 : Données statistiques sur la différence des températures entre un calcul hétérogène et un calcul homogène pour un essai dynamique.	170
Figure V - 17 : Données statistiques sur le rapport des températures entre un calcul hétérogène et un calcul homogène pour un essai dynamique.	170
Figure V - 18 : Données statistiques sur le rapport des contraintes de Von Mises entre un calcul hétérogène et un calcul homogène pour un essai dynamique.	171
Figure V - 19 : Données statistiques sur le rapport des pressions entre un calcul hétérogène et un calcul homogène pour un essai dynamique.	171
Figure V - 20 : Données statistiques sur le rapport des déformations plastiques équivalentes entre un calcul hétérogène et un calcul homogène pour un essai dynamique.	172
Figure V - 21 : Comparaison de la répartition de la pression dans les cas dynamiques faiblement confiné (à gauche) et fortement confiné (à droite) en fin d'essai à 15 μ s.	174
Figure A - 1 : Image de référence.	198
Figure A - 2 : Sélection de la ROI.	198
Figure A - 3 : Etude des fluctuations	199
Figure A - 4 : Etude du pourcentage de ZOI valides d'après le critère choisi.	199
Figure A - 5 : Histogramme des niveaux de gris de l'image de référence.	200
Figure A - 6 : Etude de l'erreur et de l'incertitude sur l'estimation du déplacement.	201
Figure A - 7 : Etude de l'effet du bruit sur l'estimation du déplacement.	202
Figure A - 8 : Image finale utilisée lors de la corrélation d'images. Entre l'image initiale et celle-ci, 12 images intermédiaires ont été utilisées lors de l'analyse incrémentale.	203
Figure A - 9 : Résultat de la corrélation dans la ROI de la figure 2 entre les images des figures 58 et 65 avec 12 images intermédiaires.	203

ANNEXE : Utilisation de la technique de corrélation d'images lors d'un essai quasi-statique

La procédure de la corrélation d'images est semblable quelque soient les logiciels. La différence entre ceux-ci provient principalement des algorithmes utilisés. Le logiciel CORRELI-Q4 du LMT Cachan a été utilisé ici. La technique consiste en la comparaison de deux images d'une même zone : l'une correspondant à l'état initial et l'autre à l'état déformé.

La technique passe par plusieurs étapes :

- La définition de la zone de corrélation que nous nommerons ROI (Region Of Interest en anglais) qui peut n'être qu'une partie de l'image initiale (appelée aussi image de référence),
- La division de la ROI en zones d'intérêt nommée ZOI (Zone Of Interest en anglais), qui sont en fait de petites images. Ces ZOI sont généralement de forme carrée et espacées d'un pas (shift en anglais). Dans certains logiciels, les ZOI peuvent se recouvrir, dans le cas de CORRELI-Q4 utilisé ici, le recouvrement n'est pas possible. Ces ZOI sont caractérisées par les fonctions de niveaux de gris des pixels y appartenant.
- La recherche sur l'image déformée des ZOI de l'image initiale. C'est durant cette étape que le déplacement des ZOI est estimé par le logiciel.

CORRELI-Q4 fait partie des méthodes de corrélation d'images sur mouchetis aléatoire. Cela consiste à comparer les deux images au regard de la texture de la surface du matériau qui est observé durant les essais. Souvent un mouchetis artificiel est utilisé en ajoutant de la peinture à la surface de l'échantillon. Malheureusement, cette méthode ne permet plus d'observer la surface du matériau alors qu'il s'agit de notre but premier. Heureusement, le matériau utilisé durant cette thèse a une texture qui permet de se passer des mouchetis. Son aspect est suffisamment varié pour être considéré comme un mouchetis naturel.

Le logiciel dispose d'un prétraitement des images qui permet de déterminer les paramètres les plus adaptés pour la corrélation. Ce prétraitement est basé sur l'analyse de l'image de référence.

Un exemple de la démarche suivie pour un échantillon lors qu'un essai quasi-statique est présenté ci-dessous.

1. Analyse préliminaire

D'abord, avant de mener la corrélation, une étape de prétraitement est réalisée sur l'image de référence donnée par la Figure A - 1. La ROI sélectionnée est présentée sur la Figure A - 2. Ici et pour l'étude préalable, l'unité est le pixel. Ensuite pour les résultats de corrélation, nous convertirons en μm .

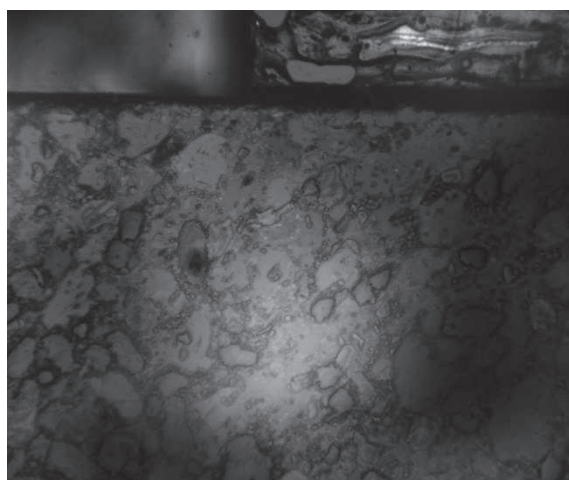


Figure A - 1 : Image de référence.

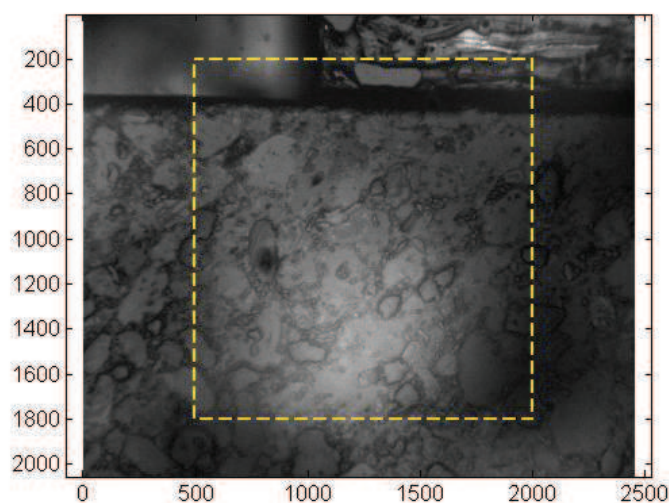


Figure A - 2 : Sélection de la ROI.

- l'étude de la « fluctuation des propriétés »

Cette étude détermine si pour différentes tailles de ZOI, il y a assez ou non de gradients pour capturer les déplacements. La Figure A - 3 présente les résultats de l'étude de fluctuation des propriétés.

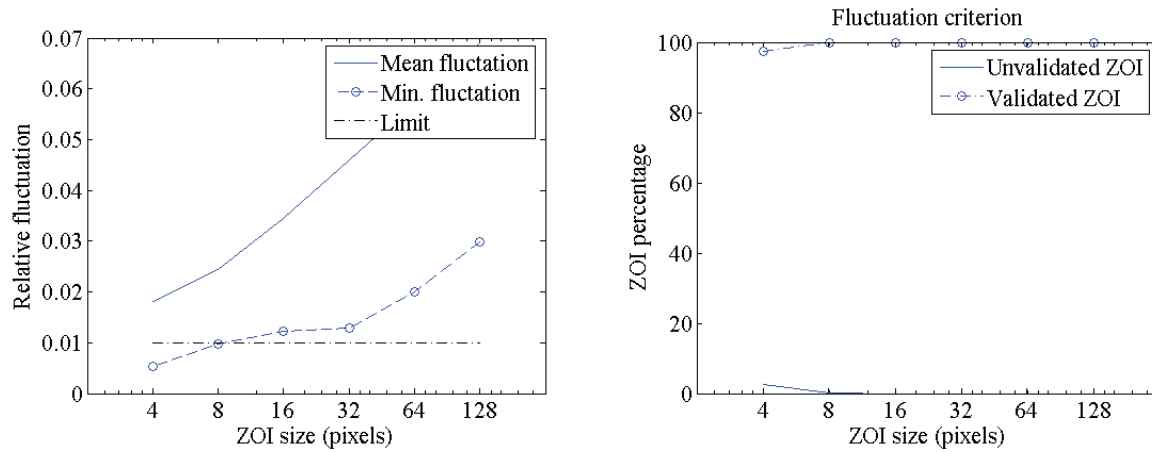


Figure A - 3 : Etude des fluctuations

Pour des ZOI de 4 x 4 pixels, 95 % des ZOI permettent de capturer les déplacements, 100 % pour les ZOI plus grandes.

- l'étude du pourcentage d'éléments validés

On impose un critère qui devrait permettre à la corrélation de bien se passer : les rayons de corrélation exprimés en pixel et normalisés par la taille de l'élément doivent être au plus à 25% de la taille de l'élément. La Figure A - 4 présente les résultats de l'étude sur le pourcentage d'éléments validés.

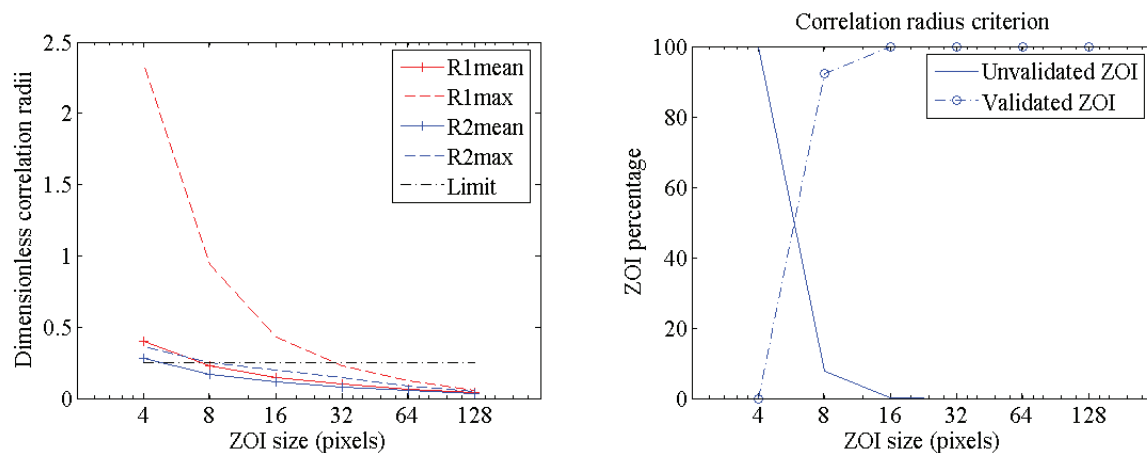


Figure A - 4 : Etude du pourcentage de ZOI valides d'après le critère choisi.

Pour des ZOI de 4x4 pixels, aucun élément ne respecte le critère énoncé dans la partie précédente, 90% des éléments le respectent pour des ZOI de 8x8 pixels, et 100% au-delà.

- vérification de l'histogramme

Il s'agit de vérifier s'il n'y a pas de saturation dans l'image. La Figure A - 5 présente l'histogramme de la zone qui confirme ici que nous n'avons pas de saturation.

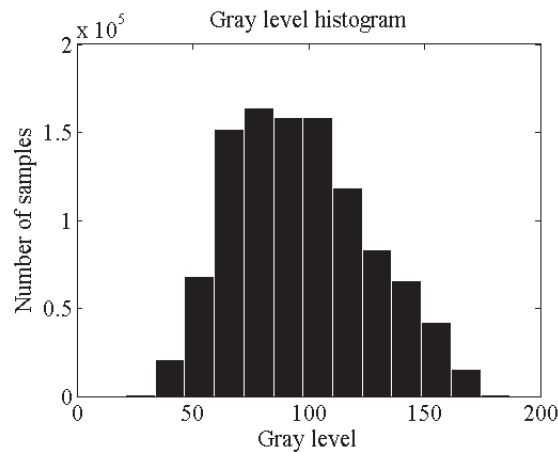


Figure A - 5 : Histogramme des niveaux de gris de l'image de référence.

- l'étude de l'incertitude sur le déplacement

Le principe est de créer une nouvelle image à partir de l'image de référence en créant un déplacement connu $U_{\text{imposé}}$. Cela va permettre de mesurer l'erreur d'interpolation interpixel. La corrélation est réalisée pour différentes tailles de ZOI et ainsi un déplacement estimé par corrélation est obtenu $U_{\text{estimé}}$.

On estime alors la qualité à partir de deux indicateurs :

- l'erreur systématique : c'est la norme du vecteur différence entre le déplacement estimé moyen et le déplacement imposé.
- L'incertitude : c'est la racine carré de la moyenne des normes au carré du vecteur différence entre le déplacement estimé et le déplacement estimé moyen

Pour quantifier l'effet de la taille des éléments, l'erreur systématique et l'incertitude sont moyennées par le déplacement imposé et sont exprimées comme fonction de la taille de

l'élément. La Figure A - 6 présente les résultats de l'étude d'erreur et d'incertitude sur les déplacements.

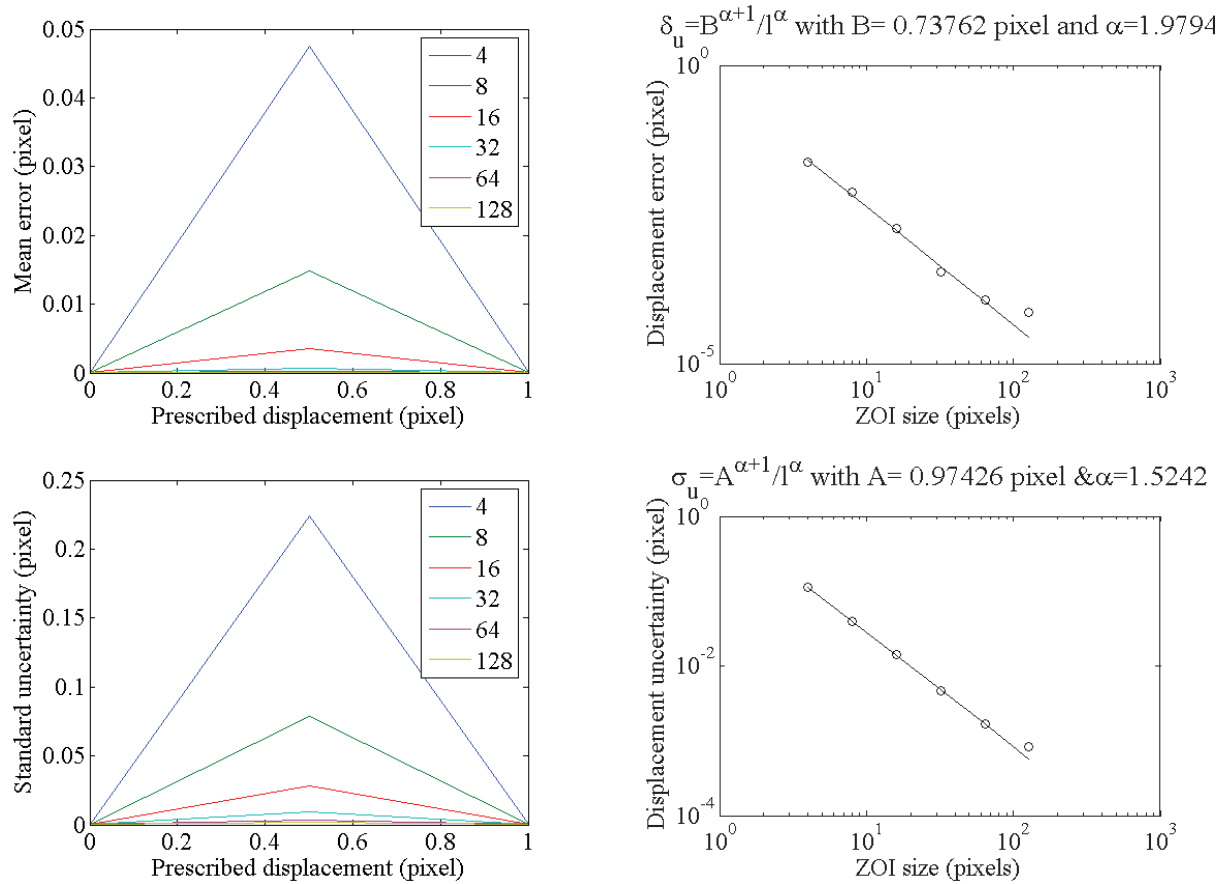


Figure A - 6 : Etude de l'erreur et de l'incertitude sur l'estimation du déplacement.

Ici, on voit que l'erreur et l'incertitude diminuent fortement pour des ZOI de 16x16 pixels.

- l'étude de l'effet du bruit associé à l'acquisition de l'image

L'image de référence est corrompue par une gaussienne de bruit. On n'impose pas de déplacement à l'image et on fait la corrélation directement. On a alors un déplacement trouvé par corrélation alors qu'en réalité il est nul. On détermine l'incertitude de la même façon que précédemment. Ainsi on saura si c'est la texture de l'image qui limite le plus la corrélation ou si c'est l'algorithme qui connaît des difficultés. La Figure A - 7, présente le résultat de l'étude de l'effet du bruit associé à l'acquisition de l'image.

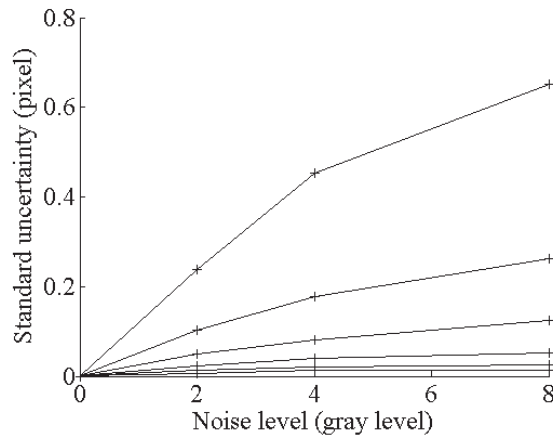


Figure A - 7 : Etude de l'effet du bruit sur l'estimation du déplacement.

En conclusion, d'après cette analyse préliminaire, pour réaliser la corrélation, nous avons besoin de prendre des ZOI de 16 x 16 pixels (des ZOI de 8 x 8 pixels pourraient être acceptables).

Parmi les autres paramètres de la corrélation, un shift de 2 pixels est choisi. Cela n'a pas d'importance car l'option n'est pas activée avec l'algorithme Q4. Un nombre d'itérations de 15 est choisi. Il est pris grand même si cela augmente le temps de calcul car cela permet un meilleur résultat de corrélation puisque le critère a plus de chance d'être atteint. Enfin, l'option « update » est activé pour mener la corrélation en incrémental c'est-à-dire que nous traitons un certain nombre d'images et qu'à chaque étape l'image de référence est l'image déformée de l'étape précédente. Ceci va permettre de contourner le problème de l'apparition des nouveaux motifs dans l'image tels que la fissuration.

2. Application à l'essai

La Figure A - 8 présente l'image finale de l'étude par corrélation. Entre cette image et l'image initiale (Figure A - 1), 12 images intermédiaires ont été utilisées.

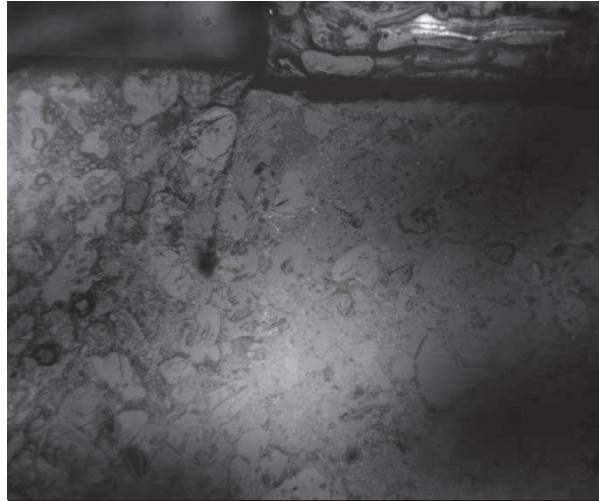


Figure A - 8 : Image finale utilisée lors de la corrélation d'images. Entre l'image initiale et celle-ci, 12 images intermédiaires ont été utilisées lors de l'analyse incrémentale.

Avec la corrélation, on retrouve bien les déplacements globaux. On peut également facilement identifier le lieu de la fissure (Figure A - 9). Il reste quelques zones où la corrélation est mauvaise : ce sont les lieux où il y a des impuretés, ou, des taches sur l'échantillon ou la vitre d'observation. La qualité des images a nécessité d'avoir des tailles de ZOI de 16 x 16 au minimum. Pour l'analyse globale de l'échantillon, ceci est largement satisfaisant et permet de mener une comparaison qualitative avec les simulations. En revanche, cette taille de ZOI ne permet pas d'explorer des phénomènes plus localisés.

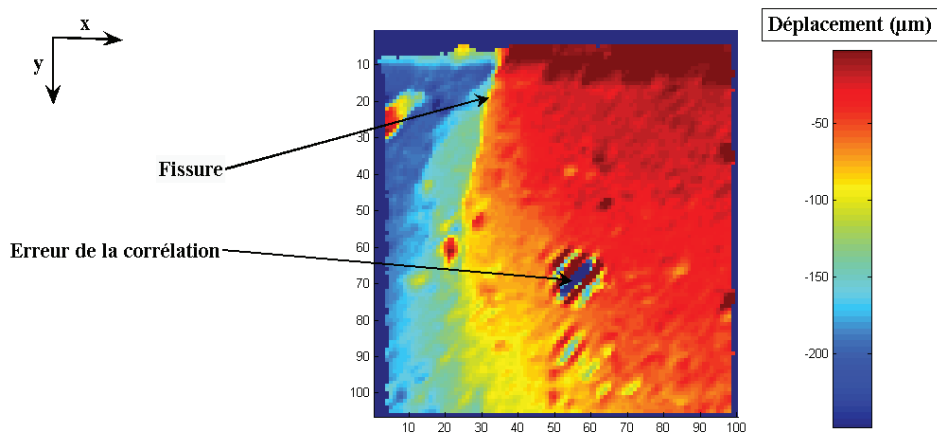


Figure A - 9 : Résultat de la corrélation dans la ROI de la figure 2 entre les images des figures 58 et 65 avec 12 images intermédiaires.

Jérôme VIAL

Etude expérimentale et numérique des modes de déformation d'un explosif comprimé

L'utilisation industrielle ou militaire des explosifs est largement répandue. La sécurité est devenue un axe majeur avec notamment l'ignition involontaire des explosifs composés de HMX lors des impacts à basse vitesse. L'objectif de cette thèse est de contribuer à la compréhension des mécanismes dissipatifs à l'origine des échauffements locaux dans le matériau. Le développement d'un essai aux barres d'Hopkinson a permis de coupler de grandes vitesses de déformations à des pressions élevées pour compléter les données expérimentales. Cet essai a montré un angle de frottement quasiment identique à celui obtenu en quasi-statique mais une contrainte de cohésion supérieure d'environ 25 MPa. Ensuite, pour observer les mécanismes pouvant être sources d'échauffement, un essai de compression dans la tranche a été développé avec des observations en temps réel. Celles-ci ont permis de conclure qu'il y a très peu de frottements entre les gros grains et la matrice (l'ensemble des petits grains, du liant et de la porosité). De la plasticité des grains de HMX a pu être observée mais surtout beaucoup d'endommagement dans certaines zones y compris dans la matrice. Une microfissuration très intense de certains grains a été observée. Parallèlement, une représentation numérique biphasique (gros grains de HMX et matrice) de toute la microstructure du matériau a été considérée. Une confrontation entre les observations expérimentales et les simulations a permis de déterminer le seuil de plasticité du HMX. Le comportement de la matrice a été identifié pour prendre en compte l'effet de vitesse et l'endommagement observé. Enfin, les confrontations entre les essais et les simulations de ceux-ci ont montré que les échauffements devraient plutôt se localiser dans la matrice que dans les gros grains de HMX et que le mécanisme le plus probable est le frottement de lèvres de microfissures.

Mots clés : HMX, impacts à basse vitesse, dynamique, microstructure, points chauds

Experimental and numerical study of deformation modes of a pressed HMX-based explosive composition

Safety of industrial or military explosives is a major focus to prevent inadvertent ignition due to accidental loading as, for example, low-velocity impact. Our aim is to understand the dissipative mechanisms at work which could heat a pressed HMX-based PBX. A test based on the Split Hopkinson Pressure Bars system is proposed to carry out a dynamic triaxial compression test. This test simultaneously associates a high strain rate and a high pressure. Data have shown almost the same friction angle as during quasi-static experiments, but a higher cohesive stress. Then, A reversed edge-on impact test has been developed. This experiment enables the real-time observation of the deformation mechanisms at the microstructural scale. No relative displacement is observed between the biggest HMX grains and the matrix made of the smallest grains, the binder and the porosity. Plasticity has been observed into some HMX grains as well as damage by microcracking. Meanwhile, a biphasic (HMX grains and matrix) numerical representation of the material microstructure has been considered. A comparison between experimental observations and simulations is used to determine the yield stress of HMX. The behavior of the matrix has been determined to account for the influence of the strain rate and of the damage. Lastly, a comparison between tests and simulations has highlighted (1) that heating should rather be located in the matrix than in the biggest HMX grains and (2) that the most likely heating mechanism is the friction of microcracks lips.

Keywords: HMX, low-velocity-impacts, dynamic, microstructure, hot spots



Laboratoire PRISME
88 Bd Lahitolle
18020 Bourges Cedex

CEA Le Ripault
BP 16
37260 Monts

