

Contribution à la modélisation de quelques problèmes de dynamique rapide en mécanique des matériaux et des fluides

Nicolas Jacques

▶ **To cite this version:**

Nicolas Jacques. Contribution à la modélisation de quelques problèmes de dynamique rapide en mécanique des matériaux et des fluides. Mécanique des solides [physics.class-ph]. Université de Bretagne Occidentale, 2012. tel-01176717

HAL Id: tel-01176717

https://ensta-bretagne.hal.science/tel-01176717

Submitted on 15 Jul 2015

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

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

Habilitation à Diriger des Recherches

Université de Bretagne Occidentale

Contribution à la modélisation de quelques problèmes de dynamique rapide en mécanique des matériaux et des fluides

Nicolas JACQUES

Soutenue publiquement le 20 novembre 2012 devant le jury composé de

Alain COMBESCURE	INSA de Lyon	Président
Jacques BESSON	MINES PariTech	Rapporteur
Hervé TRUMEL	CEA Le Ripault	Rapporteur
Laurent STAINIER	Ecole Centrale de Nantes	Rapporteur
Thierry AUBRY	Université de Brest	Examinateur
Alain MOLINARI	Université de Lorraine	Examinateur
Sébastien MERCIER	Université de Lorraine	Examinateur
Yves-Marie SCOLAN	ENSTA Bretagne	Examinateur

Mémoire en vue de l'obtention de l'Habilitation à Diriger des Recherches à l'Université de Bretagne Occidentale

présenté par

Nicolas JACQUES
Maître de Conférences à l'ENSTA Bretagne
Laboratoire Brestois de Mécanique et des Systèmes

Contribution à la modélisation de quelques problèmes de dynamique rapide en mécanique des matériaux et des fluides

Volume 1 : Notice individuelle, synthèse de l'activité scientifique et perspectives de recherche.

Sommaire

Introduction 5

Première partie : Notice individuelle 7

Curriculum vitae 9

Publications et communications 13

Résumé des travaux de recherche 19

1. Modélisation et étude du plissement des tôles lors de leur transport en continu dans les usines sidérurgiques 19

2. Vibrations non-linéaires de poutres sandwich viscoélastiques 22

3. Modélisation et simulation numérique de problèmes d'impact hydrodynamique 22

4. Modélisation de l'endommagement de matériaux ductiles sous sollicitations dynamiques 24

5. Modélisation de la propagation d'ondes de choc dans les milieux diphasiques liquide-bulles 26

Deuxième partie : Comportement dynamique de matériaux et de fluides hétérogènes – Application à l'endommagement ductile et à la propagation d'ondes de choc dans les milieux à bulles 29

Chapitre 1 : Motivations et concepts généraux 31

1. Motivations 31

1.1 Endommagement dynamique ductile 31

1.2 Ondes de choc dans les milieux à bulles 32

2. Outils pour la modélisation du comportement dynamique de milieux hétérogènes 34

2.1 Techniques d'homogénéisation en dynamique 34

2.2 Volume élémentaire statistiquement représentatif 36

Chapitre 2 : Modélisation de l'endommagement sous-choc (écaillage) 41

1. Introduction 41

2. Présentation du modèle 42

2.1 Nucléation et croissance des cavités 42

2.2 Comportement macroscopique 46

3. Simulations numériques d'essais d'impact de plaques et comparaison à l'expérience 47

3.1 Evolutions temporelles de vitesse en face arrière 47

3.2 Endommagement au sein des éprouvettes impactées 49

3.3 Discussion 52

Chapitre 3 : Modélisation de la propagation dynamique de fissures ductiles 53

1. Introduction 53

2. Modèle d'endommagement dynamique 53

2.1 VER, procédure d'homogénéisation et comportement macroscopique 53

2.2 Variables internes et lois d'évolution associées 55

2.2 Remarques concernant la mise en œuvre numérique du modèle 58

3. Comparaison avec des simulations micromécaniques par éléments finis 59

4. Influence des effets micro-inertiels sur la propagation dynamique de fissures ductiles 62
5. Conclusion 68
Chapitre 4 : Effet d'hétérogénéités de fraction volumique de gaz sur la propagation d'ondes de choc dans un liquide aéré 69
1. Introduction 69
2. Une tentative infructueuse de modélisation des effets d'hétérogénéités de porosité 69
2.1 Présentation du modèle 69
2.2 Résultats 71
3. Un modèle pour le cas de liquides aérés contenant des clusters de bulles 75
3.1 Présentation du modèle 75
3.2 Quelques résultats 77
4. Conclusion 79
Troisième partie : Perspectives de recherche et conclusion 81
Projets de recherche 83
Conclusion 89
Références bibliographiques 91

Introduction

J'ai commencé à travailler dans le monde de la recherche en 2001 lorsque j'ai intégré l'entreprise ARCELOR Research et le Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux (LPMM) de l'Université de Metz en tant que doctorant. L'intitulé de mon sujet de thèse était « Modélisation et étude du plissement des tôles lors de leur transport en continu dans les usines sidérurgiques ». L'objectif principal de ces travaux était de mettre en place des simulations numériques permettant de comprendre les mécanismes donnant lieu à un phénomène de flambement particulier appelé plissement, qui survient lors du transport en continu (à l'aide de rouleaux) de bandes minces dans certaines usines sidérurgiques, comme les lignes de recuit. Après la soutenance de ma thèse, j'ai encore travaillé pendant un an sur des problématiques liées au flambement de bandes minces en tant qu'ingénieur de recherche contractuel, dans le cadre d'un projet financé par ARCELOR Research. J'ai effectué après cela un autre travail post-doctoral portant sur la modélisation et la simulation numérique des vibrations non-linéaires de poutres sandwich viscoélastiques.

En Février 2006, j'ai été recruté par l'ENSTA Bretagne en tant que Maître de Conférences. J'ai intégré l'équipe « Dynamique des Matériaux, des Fluides et des Structures » (DFMS) du Laboratoire Brestois de Mécanique et des Systèmes (LBMS – EA 4325). Mon arrivée à Brest a impliqué une reconversion thématique ; vu le positionnement scientifique de l'équipe DFMS, il n'était pas envisageable que je poursuive mes travaux précédents. J'ai ainsi entrepris différentes actions de recherche dans les domaines suivants :

- Les problèmes d'impact hydrodynamique.
- L'endommagement des matériaux ductiles sous sollicitations dynamiques.
- La propagation d'ondes de choc dans les fluides diphasiques liquide-bulles.

Dans ces trois cas, ma contribution a porté principalement sur des aspects théoriques et numériques. Néanmoins, pour le premier point, j'ai interagi le plus possible mon action avec celle de mes collègues du LBMS menant des travaux expérimentaux concernant les impacts hydrodynamiques.

Ce document a pour but de présenter l'ensemble des activités que j'ai menées depuis 2001, et plus particulièrement depuis mon arrivée à l'ENSTA Bretagne en 2006. Il est organisé en quatre parties :

-La première partie correspond à une notice individuelle et a pour but de décrire de manière synthétique mon parcours professionnel, mes activités d'enseignement, d'encadrement et de recherche.

-Dans la seconde partie, j'ai choisi de présenter, parmi les actions de recherche que j'ai menées, celles portant sur l'endommagement dynamique ductile et la propagation d'ondes de choc dans les milieux à bulles. Ces deux thématiques, qui ont constitué un part importante de mes activités depuis mon arrivée à l'ENSTA Bretagne, peuvent sembler fort éloignées à première vue. Mais, d'un point de vue méthodologique, elles reposent en fait sur des outils similaires. Dans les deux cas, des procédures d'homogénéisation dynamique ont été mises en œuvre. J'ai intitulé cette seconde partie « Comportement dynamique de matériaux et de fluides hétérogènes – Application à l'endommagement ductile et à la propagation d'ondes de choc dans les milieux à bulles ».

-La troisième partie est dédiée principalement aux perspectives de recherche. J'y présente quelques d'actions que je souhaite mener dans l'avenir, ainsi qu'un rapide bilan de mon travail de recherche.

-La quatrième partie (incluse dans un second volume) contient les articles que j'estime les plus représentatifs de mes activités de recherche. Cette sélection ne concerne pas uniquement les travaux qui ont été décrits dans la seconde partie du mémoire, ceux portant sur les problèmes d'impacts hydrodynamiques sont aussi abordés.

Les références aux articles reproduits dans le second volume apparaissent soulignées dans le volume 1. Je précise aussi que des notations employées dans le volume 1 et le volume 2 sont parfois différentes. La raison de cela est que j'ai voulu employer des notations homogènes dans tout le volume 1.

Première partie : Notice individuelle

Curriculum vitae

Etat civil

Nicolas JACQUES
né le 5 juin 1978 à Revin (Ardennes), nationalité française
Adresse personnelle : 17 rue Kergorju, 29200 Brest
Tel. 06 19 13 21 30

Situation professionnelle

Maître de Conférences à l'ENSTA Bretagne depuis le 1er février 2006
Laboratoire Brestois de Mécanique et des Systèmes (LBMS), EA 4325
Equipe de recherche en Dynamique des Fluides, des Matériaux et des Structures (DFMS)
2 rue François Verny, 29806 Brest Cedex 9
Tel. 02 98 34 89 36, Fax. 02 98 34 87 30, E-mail : nicolas.jacques@ensta-bretagne.fr

Formation

-2001-2004 : **Doctorat de Mécanique**, Université de Metz, mention très honorable.
Sujet de thèse : Modélisation et étude du plissement des tôles lors de leur transport en continu dans les usines sidérurgiques.

-2000-2001 : **DEA de Mécanique et Energétique**, Université Nancy I, mention bien.

-1996-2001 : **Diplôme d'Ingénieur ESSTIN**.

Parcours professionnel

-Novembre 2005 à janvier 2006 : Ingénieur de Recherche contractuel à l'Université de Metz.
Sujet de recherche : Modélisation numérique des vibrations non-linéaires de structures sandwich viscoélastiques.

-Décembre 2004 à septembre 2005 : Ingénieur de Recherche contractuel au CNRS.
Sujet de recherche : Etude du plissement des tôles sur lignes continues (projet financé par ARCELOR Research).

-Octobre 2001 à septembre 2004 : Ingénieur Doctorant CIFRE chez ARCELOR Research et au Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux (LPMM) de l'Université de Metz.

Thèmes actuels de recherche

-Endommagement et rupture des matériaux ductiles sous sollicitations dynamiques.
-Impacts hydrodynamiques.
-Propagation d'ondes en milieux diphasiques.

Activités d'enseignement

-Université Paul Verlaine-Metz (2002-2005). J'ai enseigné dans cet établissement en tant que vacataire les matières suivantes : résistance des matériaux (TP, niveau L2), mécanique des milieux continus (TD, niveau M1), calcul de structures (TP, niveau M1), pour un volume cumulé de 107 hetd[1].

-ENSTA Bretagne. Depuis 2006, j'enseigne des matières liées à la mécanique au sens large, principalement au sein du cycle de formation initiale d'ingénieurs de l'ENSTA Bretagne. J'interviens également dans le cadre de la formation d'ingénieurs par alternance (FIPA) et du master 2 recherche « Physique et Mécanique des Milieux Continus » (PMMC). Voici la liste des enseignements dans lesquels je suis impliqué (les volumes indiqués correspondent à l'année 2011-2012) :

- Méthode des éléments finis et problèmes de contact (7.5 h de cours et 15 h de BE[2], niveau M2)
- Comportement dynamique des matériaux (5 h de cours, niveau M2)
- Calculs explicites en dynamique rapide (2.5 h de TD et 11.25 h de BE, niveau M2)
- Méthode des éléments finis pour les problèmes non-linéaires (22.5 h de BE, niveau M2)
- Calcul de structures (37.5 h de BE, niveau M1)
- Dynamique des structures (12.5 h de BE, niveau M1)
- Mécanique des solides indéformables (25 h de TD, niveau L3)
- Mécanique des milieux continus (22.5 h de TD, niveau L3)
- Hydrodynamique navale (2.5 h de cours portant sur la modélisation du tossage, niveau M2)
- Encadrement de projets industriels ; suivi de stagiaires et d'apprentis

Au niveau de la gestion de la formation, je suis responsable d'une unité de valeur (UV) intitulée « Modélisation et analyse des problèmes de dynamique rapide ».

Le tableau ci-dessous montre le volume horaire annuel des enseignements dispensés (en hetd) depuis 2006.

2006	92
2006/2007	186.25
2007/2008	189.5
2009/2010	196.25
2010/2011	200

[1] heures équivalent travaux dirigés

[2] Bureaux d'Etudes : dans le programme de formation de l'ENSTA Bretagne, ce terme désigne des activités encadrées où les étudiants doivent traiter des problèmes d'ingénierie, ne relevant pas de la simple mise en application de connaissances.

Encadrement de doctorants et de stagiaires

-2011-2014 : Cédric Sartori, *Modélisation de l'endommagement dynamique avec prise en compte de l'effet de forme des cavités*, Thèse de Doctorat de l'Université de Lorraine. Je participe à l'encadrement (à 25 %) de cette thèse avec S. Mercier (Dir., Université de Lorraine).

-2009-2012 : Hervé Grandjean, *Propagation d'une onde de choc dans un liquide aéré : modélisation et application aux rideaux de bulles*, Thèse de Doctorat de l'Université de Bretagne Occidentale. Je participe à l'encadrement (à 55 %) de cette thèse avec M. Arrigoni et S. Zaleski (Dir., Université Paris VI).

-2007-2010 : Alan Tassin, *Modélisation tridimensionnelle d'impacts hydrodynamiques pour l'étude du tossage des bulbes d'étrave*, Thèse de Doctorat de l'Université de Bretagne Occidentale, soutenue le 30 novembre 2010. J'ai participé à l'encadrement (à 70 %) de cette thèse avec A. Nême et J.M. Laurens (Dir.).

-2008 : Florent Laot, *Etudes préliminaires pour la conception d'un dispositif d'essai de fouettement*, Stage de Master 1 Physique et Mécanique des Milieux Continus, Université de Bretagne Occidentale.

-2007 : Tanguy Leroux, *Simulation numérique de l'impact hydrodynamique de structures flexibles*, Stage de Master 2 Recherche Physique et Mécanique des Milieux Continus, spécialité Matériaux et Structures, Université de Bretagne Occidentale.

Contrats de recherche industrielle

- Modélisation de l'impact hydrodynamique : application au tossage de bulbes d'étrave. DCNS Ingénierie, Lorient.
- Mise en place d'une stratégie innovante d'identification de lois de comportement pour procédés de formage dynamique. I-Cube Research, Toulouse.

Activités administratives et collectives

- Membre élu du conseil du Laboratoire Brestois de Mécanique et des Systèmes (LBMS) de 2010 à 2012.
- Co-organisation (avec Sylvain Calloch) des séminaires communs aux équipes DFMS et MMA du LBMS.
-Participation à plusieurs comités de sélection : Ecole Centrale de Nantes (2009), Université Paul Verlaine – Metz (2010), Université de Rennes 1 (2011), Université de Lorraine (2012).
-Expertise d'articles pour différents journaux : Journal of Materials Processing Technology, European Journal of Mechanics - B/Fluids et Journal of Fluids and Structures.

Publications et communications[3]

Articles de revues internationales avec comité de lecture (13) :

H. Grandjean, N. Jacques, S. Zaleski. *Shock propagation in liquids containing bubbly clusters: a continuum approach.* Journal of Fluid Mechanics 701, 304-332, 2012.

A. El Malki Alaoui, A. Nême, A. Tassin, N. Jacques. *Experimental study of slamming coefficients during vertical water entry of axisymmetric rigid shapes at constant speeds.* Applied Ocean Research 37, 183-197, 2012.

N. Jacques, S. Mercier, A. Molinari. *Void coalescence in a porous solid under dynamic loading conditions.* International Journal of Fracture 173(2), 203-213, 2012.

N. Jacques, S. Mercier, A. Molinari. *Effects of microscale inertia on dynamic ductile crack growth*. Journal of the Mechanics and Physics of Solids 60(4), 665-690, 2012.

A. Tassin, N. Jacques, A. El Malki Alaoui, A. Nême, B. Leblé. *Hydrodynamic loads during water impact of three-dimensional solids: Modelling and experiments.* Journal of Fluids and Structures 28(1), 211-231, 2012.

A. Contantinescu, A. El Malki Alaoui, A. Nême, N. Jacques, P. Rigo. *Numerical and experimental studies of simple geometries in slamming*. International Journal of Offshore and Polar Engineering 21(3), 216-224, 2011.

A. Tassin, N. Jacques, A. El Malki Alaoui, A. Nême, B. Leblé. *Assessment and comparison of several analytical models of water impact.* International Journal of Multiphysics 4(2), 125-140, 2010.

N. Jacques, E.M. Daya, M. Potier-Ferry. *Nonlinear vibration of viscoelastic sandwich beams by the harmonic balance and finite element methods*. Journal of Sound and Vibration 329(20), 4251-4265, 2010.

N. Jacques, C. Czarnota, S. Mercier, A. Molinari. *A micromechanical constitutive model for dynamic damage and fracture of ductile materials.* International Journal of Fracture 162(1-2), 159-175, 2010.

C. Czarnota, N. Jacques, S. Mercier, A. Molinari. *Modelling of dynamic ductile fracture and application to the simulation of plate impact tests on tantalum*. Journal of the Mechanics and Physics of Solids 56(4), 1624-1650, 2008.

N. Jacques, A. Elias, M. Potier-Ferry, H. Zahrouni. *Buckling and wrinkling during strip conveying in processing lines.* Journal of Materials Processing Technology 190(1-3), 33-40, 2007.

N. Jacques, M. Potier-Ferry. *On mode localisation in tensile plate buckling*. Comptes Rendus Mécanique 333(11), 804-809, 2005.

S. Mercier, N. Jacques, A. Molinari. *Validation of an interaction law for the Eshelby inclusion problem in elasto-viscoplasticity.* International Journal of Solids and Structures 42(7), 1923-1941, 2005.

[3] Des informations bibliométriques sont disponibles à la page Google scholar suivante : http://scholar.google.fr/citations?user=mx87TI0AAAAJ&hl=en

Articles de revues nationales avec comité de lecture (3) :

H. Grandjean, N. Jacques, S. Zaleski. *Modélisation de l'atténuation d'une onde de pression sous-marine par rideau de bulles.* La Houille Blanche n° 4, 19-24, 2011.

N. Jacques, A. Constantinescu, S. Kerampran, A. Nême. *Comparaison de différentes approches pour la simulation numérique d'impacts hydrodynamiques.* European Journal of Computational Mechanics 19(8), 743-770, 2010.

N. Jacques, A. Elias, M. Potier-Ferry, H. Zahrouni. *Simulation numérique du plissement des tôles lors de leur transport en continu dans les usines sidérurgiques.* Revue Européenne de Mécanique Numérique 15(1-2-3), 209-220, 2006.

Articles de conférences avec DOI[4] (2) :

A. Molinari, S. Mercier, N. Jacques. *Dynamic failure of ductile materials.* Procedia IUTAM (à paraitre).

N. Jacques, S. Mercier, A. Molinari. *Multiscale modelling of voided ductile solids with micro-inertia and application to dynamic crack propagation*. Procedia IUTAM 3, 40-53, 2012.

Conférences données à l'invitation des organisateurs (2) :

N. Jacques, S. Mercier, A. Molinari. *Microinertia effects on dynamic crack propagation in ductile materials*. IUTAM Symposium on Linking Scales in Computations: from Microstructure to Macro-scale Properties, Pensacola, Florida, USA, May 17-19, 2011.

N. Jacques, C. Czarnota, S. Mercier, A. Molinari. *A micromechanical constitutive model for dynamic damage and fracture of ductile materials*. IUTAM Symposium on Dynamic Fracture and Fragmentation, Austin, Texas, USA, March 8-12, 2009.

Communications lors de congrès internationaux (19) :

N. Jacques, S. Mercier, A. Molinari. *On the influence of microscale inertia on dynamic ductile crack extension*. 10th International Conference on the Mechanical and Physical Behaviour of Materials under Dynamic Loading (DYMAT), Freiburg, Germany, September 2-7, 2012.

S. Mercier, N. Jacques, A. Molinari. *Effect of inertia on multiple necking and on dynamic failure of ductile materials.* 38th Solid Mechanics Conference (SolMech), Warsaw, Poland, August 27-31, 2012.

A. Molinari, S. Mercier, N. Jacques. *Dynamic failure of ductile materials.* 23rd International Congress of Theoretical and Applied Mechanics (ICTAM), Beijing, China, August 19-24, 2012.

H. Grandjean, N. Jacques, S. Zaleski. *Shock propagation in a liquid containing bubbly clusters*. 64th Annual Meeting of the Division of Fluid Dynamics of the American Physical Society (APS-DFD), Baltimore, MD, USA, November 20-22, 2011.

N. Jacques, S. Mercier, A. Molinari. *Microinertia effects on dynamic crack propagation in ductile materials*. 3rd International Conference on Impact Loading of Lightweight Structures (ICILLS), Valenciennes, France, June 28 – July 1, 2011.

[4] Digital Object Identifier

N. Jacques, S. Mercier, A. Molinari. *Influence of microinertia on dynamic damage, application to fracture of ductile materials*. Annual International Workshop 2011 on Dynamic Behavior of Structures and Materials, Interaction and Friction, Metz, France, June 13-15, 2011.

A. Tassin, N. Jacques, A. Nême, B. Leblé. *Three-dimensional water impact problems: numerical modelling based on the Wagner theory and experiments*. Mathematical challenges and modelling of hydroelasticity, Workshop of the International Centre for Mathematical Sciences (ICMS), Edimburg, UK, June 21-24, 2010.

A. Tassin, N. Jacques, A. Nême, B. Leblé. *An efficient numerical method for the three-dimensional Wagner problem*. 25th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies (IWWWFB 2010), Harbin, China, May 9-12, 2010.

A. Molinari, N. Jacques, C. Czarnota, S. Mercier. *The role of micro-inertia in spalling and dynamic fracture of metals*. Workshop on theoretical and experimental approaches for dynamic industrial processes, Madrid, Spain, June 24-26, 2009.

A. Tassin, N. Jacques, A. Nême. *A numerical method for three-dimensional water impact problems based on the Wagner theory and the boundary element method*. 3rd International Conference on Computational Methods in Marine Engineering (MARINE 2009), Trondheim, Norway, June 15-17, 2009.

A. Tassin, N. Jacques, A. Nême, J.M. Laurens. *Simplified models for the estimation of slamming loads on bulbous bows*. 11th Numerical Towing Tank Symposium (NuTTS), Brest, September 7-9, 2008.

A. Contantinescu, A. Nême, N. Jacques, P. Rigo. *Finite element simulations and experimental investigations of simple 2-D geometries in slamming*. 27th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering (OMAE), Estoril, Portugal, June 15-20, 2008.

N. Moustaghfir, N. Jacques, E.M. Daya. *Forced non linear vibration of composite beams*. International Conference on Smart Materials and Adaptive Structures: Mathematical Modeling and Computation, Tangier, Morocco, April 14-16, 2008.

C. Czarnota, N. Jacques, S. Mercier, A. Molinari. *Numerical analysis of the plate impact test using a multiscale damage modelling*. 9th U.S. National Congress on Computational Mechanics (USNCCM), San Francisco, USA, July 23-26, 2007.

C. Czarnota, N. Jacques, S. Mercier, A. Molinari. *Modelling of ductile fracture at high strain rates. Numerical simulation of the plate impact test*. International Conference on Computational fracture and failure of materials and structures (CFRAC), Nantes, June 11-13, 2007.

A. Molinari, C. Czarnota, S. Mercier, N. Jacques. *A multiscale modelling of dynamic damage by micro-voiding with application to spalling*. From Microstructure to Macro-Scale Properties of Heterogeneous Materials, The 1st US-France Symposium on Advances in Bridging Scales in Computation, Shalimar FL, USA, Mars 28-30, 2007.

N. Jacques, E.M. Daya, M. Potier-Ferry. *Forced non-linear vibration of damped sandwich beams by the Harmonic Balance – Finite Element Method*. 8th International Conference on Computational Structures Technology (CST), Las Palmas, Spain, September 12-15, 2006.

N. Jacques, A. Elias, M. Potier-Ferry, H. Zahrouni. *Wrinkling of metal sheets in continuous processing lines.* 5th International Conference on Computation of Shells and Spatial Structures

(IASS-IACM), Salzburg, Austria, June 1-4, 2005.

S. Mercier, A. Molinari, N. Jacques. *The Eshelby problem for elastic-viscoplastic materials.* 21st International Congress of Theoretical and Applied Mechanics (ICTAM), Warsaw, Poland, August 21-25, 2004.

Communications lors de congrès nationaux (13) :

H. Grandjean, N. Jacques, M. Arrigoni, S. Zaleski. *Atténuation des effets d'une explosion sous-marine par rideau de bulles*. 110ème session de l'Association Technique Maritime et Aéronautique (ATMA), Paris, 4-5 juin, 2012.

N. Jacques, S. Mercier, A. Molinari. *Effets micro-inertiels lors de la propagation dynamique de fissures ductiles*. Journées 2012 du groupe de travail MecaDymat, Comportement et rupture des matériaux sous sollicitations dynamiques, Lyon, 3-4 mai, 2012.

N. Jacques, S. Mercier, A. Molinari. *Rôle de l'inertie microscopique lors de la rupture dynamique de matériaux ductiles*. 20ème Congrès Français de Mécanique (CFM), Besançon, 29 août – 2 septembre, 2011.

H. Grandjean, N. Jacques, S. Zaleski. *Influence des hétérogénéités de porosité sur la propagation d'ondes de choc dans un liquide aéré*. 20ème Congrès Français de Mécanique (CFM), Besançon, 29 août – 2 septembre, 2011.

H. Grandjean, N. Jacques, S. Zaleski. *Modélisation de l'atténuation d'une onde de pression sous-marine par rideau de bulles*. 12èmes Journées de l'Hydrodynamique, Nantes, 17-19 novembre, 2010.

N. Jacques, C. Czarnota, S. Mercier, A. Molinari. *Validation d'un modèle micromécanique pour l'endommagement ductile sous chargements dynamiques intenses.* Matériaux 2010, Nantes, 18-22 octobre, 2010.

N. Moustaghfir, N. Jacques, E.M. Daya. *Etude comparative des vibrations non-linéaires amorties de structures composites*. 9ème Colloque National en Calcul de Structures, Giens, 25-29 mai, 2009.

C. Czarnota, N. Jacques, S. Mercier, A. Molinari. *Modélisation multi-échelle de l'endommagement dynamique ductile et application à la simulation numérique de l'écaillage*. Journées 2008 du groupe de travail MecaDymat, Comportement et rupture des matériaux sous sollicitations dynamiques, Lorient, 2-3 avril, 2008.

N. Jacques, E.M. Daya, M. Potier-Ferry. *Vibrations non linéaires de poutres sandwich viscoélastiques*. 18ème Congrès Français de Mécanique (CFM), Grenoble, 27-31 août, 2007.

C. Czarnota, N. Jacques, S. Mercier, A. Molinari. *Comportement dynamique des matériaux ductiles. Modèle d'endommagement élasto-viscoplastique et simulation numérique du test d'impact de plaques*. 18ème Congrès Français de Mécanique (CFM), Grenoble, 27-31 août, 2007.

N. Jacques, A. Constantinescu, S. Kerampran, A. Nême. *Comparaison de différentes méthodes pour la simulation numérique de l'impact hydrodynamique*. 11èmes Journées de l'Hydrodynamique, Brest, 3-5 Avril, 2007.

N. Jacques, A. Elias, M. Potier-Ferry, H. Zahrouni. *Simulation numérique du plissement des tôles lors de leur transport en continu dans les usines sidérurgiques.* 7ème Colloque National en Calcul de Structures, Giens, 17-20 mai, 2005.

N. Jacques, A. Elias, M. Potier-Ferry, H. Zahrouni. *Modélisation par éléments finis du plissement des tôles lors de leur transport dans les usines sidérurgiques.* 16ème Congrès Français de Mécanique (CFM), Nice, 1-5 septembre, 2003.

Autres communications (3) :

M. Arrigoni, H. Grandjean, N. Jacques, S. Kerampran, *Mitigation of underwater blast by diphasic barrier*. International Physical Security Forum (IPSF 2011), Berne, Switzerland, May 15-20, 2011.

A. Tassin, N. Jacques, A. Nême, B. Leblé. *A Numerical Method for Three-Dimensional Water Impact Problems based on the Wagner Theory and the Boundary Element Method*. Seminar, School of Mathematics, University of East Anglia (UEA), Norwich, UK, October 14, 2009.

S. Mercier, A. Molinari, N. Jacques. *Interaction law in elasto-viscoplasticity.* NATO Advanced Research Workshop, Nonlinear Homogenization and Its Application to Composites, Polycristals and Smart materials, Kazimierz Dolny, Poland, June 23-26, 2003.

Résumé des travaux de recherche

L'objectif de cette partie est de donner un rapide aperçu de l'ensemble des activités de recherche que j'ai menées. Mes travaux de thèse, débutés en 2001, portaient sur la modélisation du plissement des tôles lors de leur transport en continu dans les usines sidérurgiques. J'ai ensuite travaillé sur la simulation des vibrations non-linéaires de structures sandwich viscoélastiques dans le cadre d'une étude post-doctorale.

En février 2006, j'ai été recruté comme Maître de Conférences à l'ENSTA Bretagne (ex-ENSIETA). Membre du Laboratoire Brestois de Mécanique et des Systèmes (LBMS), j'y effectue mes activités de recherche au sein de l'équipe Dynamique des Matériaux, des Fluides et des Structures (DMFS). Les objectifs scientifiques de cette équipe sont principalement liés à l'analyse de la durée de vie et de l'intégrité des structures navales. Deux aspects y sont particulièrement développés : le premier est lié à la prévision des chargements induits par l'environnement marin sur les structures navales ; le second porte sur la résistance de ces structures sous sollicitations extrêmes (liées par exemple à des agressions militaires ou terroristes). Compte tenu des problématiques de l'équipe DFMS, j'ai engagé lors de mon arrivée à Brest de nouvelles actions de recherche, constituant pour moi une conversation thématique. Ces actions sont associées à deux thématiques en particulier. La première concerne les interactions fluide-structure, et plus spécifiquement la modélisation et la simulation numérique des problèmes d'impact hydrodynamique (impact d'un solide sur la surface libre d'un fluide faiblement compressible). Un des objectifs de ces travaux est la mise au point de modèles fiables et efficaces pour la prédiction des chargements générés lors d'un impact hydrodynamique. La deuxième thématique concerne la modélisation de l'endommagement et la rupture de matériaux ductiles sous sollicitations dynamiques. Le travail mené porte principalement sur le développement de modèles dynamiques d'endommagement ductile.

En 2009, j'ai entrepris une nouvelle action de recherche concernant la modélisation de la propagation d'ondes de choc dans les milieux diphasiques liquide-bulles. L'application qui est visée au travers de cette étude est l'atténuation des effets d'explosions sous-marines à l'aide de rideaux de bulles. Ces travaux, à première vue très éloignés des autres thématiques sur lesquelles je travaille, font en réalité appel à des méthodes et des outils proches de ceux mis en œuvre dans le cadre de mes travaux portant sur l'endommagement dynamique ductile. Dans les deux cas, le problème est abordé en utilisant des méthodes de transition d'échelles, qui reposent sur le même formalisme.

1. Modélisation et étude du plissement des tôles lors de leur transport en continu dans les usines sidérurgiques

Ces travaux correspondent à ma thèse de doctorat qui a été réalisée, dans le cadre d'une convention CIFRE entre le Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux (LPMM) de l'Université de Metz et l'entreprise ARCELOR Research (ex-IRSID), sous la direction de Michel Potier-Ferry et Hamid Zahrouni. L'objectif était de comprendre la formation de défauts de forme appelés plis, qui apparaissent lors du transport de bandes à l'aide de rouleaux (voir Fig. 1). Ce problème a été étudié principalement à l'aide de simulations numériques. Une modélisation par éléments finis a été développée pour simuler le passage d'une bande sur un

rouleau. L'analyse des résultats a permis d'identifier les mécanismes à l'origine du plissement. Afin de valider les simulations, un protocole expérimental a été mis au point pour étudier l'influence du frottement sur la formation des plis. En outre, une étude analytique a été menée afin de mieux comprendre les caractéristiques du flambement de bandes longues soumises à un chargement de traction.

Simulation numérique du plissement d'une tôle lors de son passage sur un rouleau. Ces simulations ont été réalisées à l'aide du code ABAQUS. Un rouleau et une portion de tôle sont considérés. Le rouleau est modélisé par une surface rigide. Notons que pour améliorer le guidage des bandes, les rouleaux utilisés dans les usines sidérurgiques ne sont pas parfaitement cylindriques, leurs extrémités ont un diamètre très légèrement inférieur à celui du centre. La tôle est modélisée avec des éléments de coque mince (éléments quadratiques à intégration réduite). On considère une loi de comportement élasto-plastique isotrope (modèle de Prandl-Reuss). Le contact unilatéral avec frottement de Coulomb est défini entre la bande et le rouleau.

Ces travaux ont permis d'identifier les mécanismes donnant lieu à la formation de plis lors du transport en continu de bandes métalliques. Le premier de ces mécanismes est le flambement de la bande sous traction. Ce phénomène est lié à la forme des rouleaux : la différence de diamètre entre le centre et les bords cause une inhomogénéité des contraintes de traction, qui est à l'origine de l'apparition de contraintes compressives secondaires orientées dans le sens travers. Ces sont elles qui induisent le flambement de la tôle. Ce flambement présente d'intéressantes caractéristiques : une forte orientation et l'apparition de cascades de flambement dans le post-flambement lointain. A cause de l'effet stabilisant de la traction, l'amplitude des ondulations de flambement reste faible, même pour des tractions appliquées nettement plus fortes que celles typiquement employées dans les lignes industrielles. Cependant, lorsque la bande est enroulée sur le rouleau, ces ondulations sont fortement accentuées à cause du frottement bande-rouleau. En effet, le flambement génère des déplacements latéraux et par conséquent il y a un léger glissement dans le sens travers entre la bande et le rouleau. Ce glissement crée des contraintes compressives supplémentaires lors du déplacement de la bande. Dans certaines circonstances, un pli s'initie et se propage par l'action d'un mécanisme cumulatif plastique : lorsque le flambement a marqué plastiquement la tôle, une ondulation résiduelle se propage avec le mouvement de la tôle. Son enroulement sur le rouleau accentue le flambage en amont. Par conséquent, des ondulations résiduelles plus marquées arrivent sur le rouleau. Un mécanisme cumulatif se met en place, le pli se forme au fur et à mesure qu'il se propage (Fig. 1).

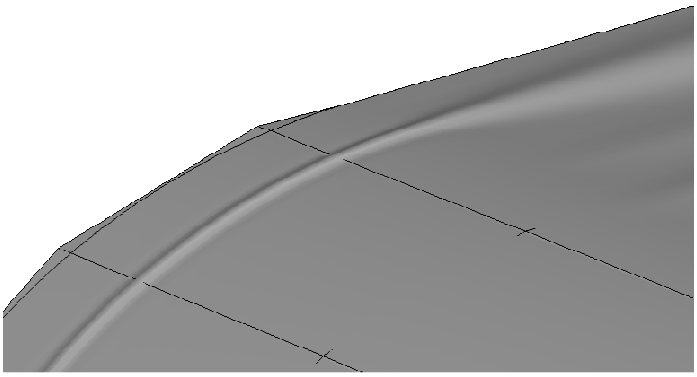


Fig. 1. Simulation numérique de la formation d'un pli, aperçu de l'aspect du défaut obtenu.

Le rôle du frottement dans le mécanisme de formation des plis nous a amené à étudier l'influence du coefficient de frottement sur les Tractions Critiques de Formation des Plis (TCFP), c'est-à-dire les niveaux de traction pour lesquels des plis apparaissent sur les rouleaux. Cette étude a montré l'existence de deux régimes de formation des plis : en dessous d'une certaine valeur du coefficient de frottement, les TCFP augmentent drastiquement (Fig. 2). Ce phénomène est lié à l'effet stabilisant de l'établissement du contact sur le rouleau qui intervient quand le niveau de traction augmente.

Le modèle numérique a également été appliqué à l'étude de l'influence des défauts de planéité des bandes sur la formation des plis. Il est apparu que ces derniers peuvent jouer un rôle extrêmement pénalisant en termes de risque de plissement dans les conditions industrielles. Ces travaux ont donné lieu à la publication de deux articles, dans la *Revue Européenne de Mécanique Numérique (2006)* et dans *Journal of Materials Processing Technology (2007)*.

Etude expérimentale du rôle du frottement sur la formation des plis. Afin de valider les résultats numériques concernant l'influence du frottement, nous avons mis au point un nouveau protocole expérimental. Ces essais ont été réalisés chez ARCELOR Research sur le pilote guidage et pli. Il s'agit d'une installation expérimentale à grande échelle destinée à l'étude du transport des bandes dans les usines sidérurgiques. L'objectif était de faire varier le coefficient de frottement lors d'essais de formation des plis, durant lesquels on mesure la TCFP en augmentant progressivement la traction jusqu'à ce que l'on constate la formation de plis. Nous avons pour cela tirer parti de phénomènes d'entraînement de fluide (eau ou air) : lorsque la bande est en mouvement, elle entraîne entre elle et le rouleau un film fluide qui modifie les conditions d'adhérence et fait diminuer le coefficient de frottement. L'épaisseur de ce film dépend de la vitesse et de la traction appliquée à la bande (théorie du « foil bearing »). La valeur du coefficient de frottement lors d'essais de formation de plis est déduite d'une théorie de type lubrification. Les paramètres de ce modèle sont déterminés par analyse inverse à partir de résultats d'essais de perte d'adhérence. Lors de ces derniers, on mesure le couple maximal que peut transmettre la bande au rouleau. Les mesures de TCFP obtenues ont montré un bon accord avec les prévisions numériques. Il a été en particulier possible d'observer la très forte augmentation des tractions critiques pour les faibles frottements (Fig. 2).

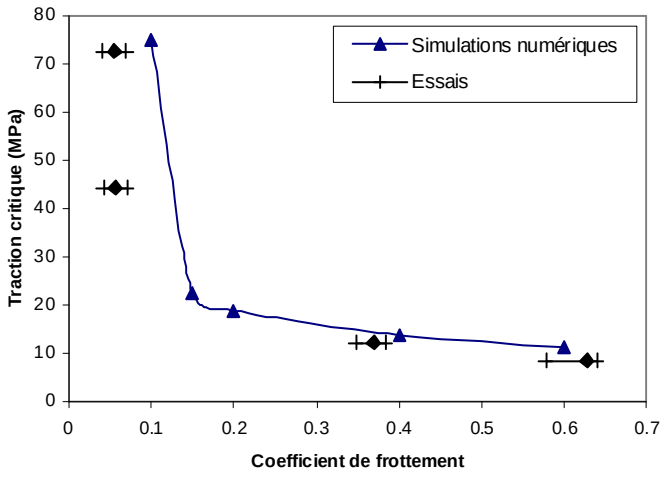


Fig. 2. Influence du coefficient de frottement sur la traction critique de formation des plis – Comparaison entre simulations et essais.

Etude analytique du flambement sous traction de bandes longues. Lorsque l'on applique un chargement de traction dans le plan à une plaque, des contraintes compressives peuvent apparaître. Par exemple, si le chargement n'est pas homogène, une zone de compression latérale, localisée près du bord où est appliqué ce chargement, est observée. Ces contraintes, même si leur niveau est généralement bien plus faible que celui des contraintes de traction, peuvent causer le flambement de la bande. L'objet de ces travaux était de mieux comprendre les principales caractéristiques du flambage sous traction. Ce phénomène a pu être reproduit en retenant trois causes : les effets stabilisants de la rigidité de flexion et de la traction appliquée dans le sens long, et l'effet déstabilisant des contraintes compressives dans le sens travers. La répartition spatiale de ces dernières est aussi prise en compte. Les principales caractéristiques du flambement ont été explicitées. La forte orientation du mode est liée à l'existence d'un phénomène de sélection des longueurs d'onde induit par l'effet stabilisant de la traction. L'évolution du mode dans la longueur de la bande est liée à la répartition spatiale des contraintes compressives. Ces travaux ont été publiés dans les *Comptes Rendus Mécanique (2005)*.

2. Vibrations non-linéaires de poutres sandwich viscoélastiques

Cette étude a été menée dans le cadre d'un travail post-doctoral réalisé au Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux (LPMM), qui portait sur le développement d'un modèle numérique pour le calcul des vibrations non-linéaires forcées de poutres sandwich. Le point original de l'approche proposée est la prise en compte à la fois de non-linéarités d'origine géométrique et d'un comportement viscoélastique dépendant de la fréquence. La poutre est modélisée à l'aide d'un modèle cinématique de type « zig-zag ». La technique de résolution utilise les méthodes de l'équilibrage harmonique et des éléments finis. Contrairement à ce qui est généralement fait dans le cas des vibrations non-amorties, nous avons choisi d'appliquer la méthode de l'équilibrage harmonique avant la discrétisation par éléments finis. Cela signifie que la méthode de l'équilibrage harmonique est utilisée pour obtenir une formulation faible gouvernant la réponse forcée de la poutre. Celle-ci est ensuite utilisée pour construire un modèle éléments finis. Cette façon de faire permet de tirer parti du fait que la loi de comportement viscoélastique a une forme plus simple dans le domaine fréquentiel que dans le domaine temporel. Le modèle développé a été validé par comparaison avec des résultats de simulations basées sur l'intégration temporelle directe des équations du mouvement, ainsi qu'avec des données expérimentales. En outre, nous avons observé que les propriétés amortissantes des poutres sandwich dépendent de l'amplitude des vibrations. Nous attribuons ce phénomène d'une part à l'augmentation des fréquences de résonance avec l'amplitude de vibration, qui conduit à un changement des propriétés mécaniques de la couche viscoélastique, et d'autre part, de manière plus surprenante, à la dépendance de la forme du mode à l'amplitude de vibration. Ces travaux ont été publiés dans *Journal of Sound and Vibration (2010)*.

3. Modélisation et simulation numérique de problèmes d'impact hydrodynamique

Validation et comparaison de différentes approches de modélisation pour les impacts hydrodynamiques. On trouve dans la littérature un nombre important de publications portant sur la modélisation et la simulation numérique d'impacts solide-liquide. La diversité des approches permettant de traiter ces problèmes pose des questions concernant la précision, la

robustesse et la facilité de mise en œuvre des méthodes existantes. De plus, comme la plupart des travaux porte généralement sur l'étude d'une modélisation particulière, il est difficile pour les ingénieurs et chercheurs ayant besoin de modéliser certains problèmes d'impact hydrodynamique, de choisir les outils les mieux adaptés au problème qu'ils ont à traiter. Dans ce contexte, nous avons entrepris une étude comparative de différentes approches de modélisation, afin de mettre en évidence leurs limitations, avantages et défauts. Nous avons considéré l'utilisation de codes de calculs généralistes du marché (ABAQUS et Fluent), ainsi que des modèles semi-analytiques dédiés aux problèmes d'impact, en nous limitant à des cas bidimensionnels. Dans ce travail, nous nous sommes basés à la fois sur des comparaisons entre les résultats des différents modèles, sur certains arguments théoriques (liés par exemple à l'analyse dimensionnelle), et aussi sur des comparaisons avec des résultats d'essais développés au sein de l'équipe DFMS. Ces travaux ont été publiés dans *European Journal of Computational Mechanics (2010), International Journal of Multiphysics (2010)* et *International Journal of Offshore and Polar Engineering (2011).*

Modélisation tridimensionnelle d'impacts hydrodynamiques. Ces travaux ont été menés dans le cadre de la thèse de doctorat d'Alan Tassin, financée par la société DCNS (convention CIFRE). L'objectif principal de ces recherches était la mise au point de modèles simplifiés permettant de déterminer les chargements hydrodynamiques induits par le tossage des dômes de protection des sonars de certains navires militaires. Une des difficultés de ce problème était liée au fait que la géométrie de ces dômes empêche l'utilisation de méthodes dite « des tranches », dans lesquelles le problème tridimensionnel est approximé par une série de problèmes 2D. Le développement de modèles d'impact réellement tridimensionnels a été nécessaire.

Les travaux ont été orientés vers le développement d'un modèle d'impact basé sur la théorie de Wagner, cette approche devant constituer un compromis intéressant entre précision des résultats, facilité de mise en œuvre et temps de calcul. Dans la modélisation proposée, le problème de Wagner tridimensionnel est formulé en potentiel des déplacements. Un point délicat de la théorie de Wagner est la détermination de la surface de contact entre le fluide et le solide impactant. La méthode que nous proposons pour cela est basée sur une description paramétrique de la surface de contact par une série de Fourier tronquée. Les coefficients de cette série sont obtenus à l'aide d'un algorithme itératif recherchant la solution permettant de minimiser l'erreur sur la condition de Wagner[5]. Cette méthodologie nécessite de pouvoir calculer à chaque itération la déformée de la surface libre du fluide. Pour réaliser cette tâche, un modèle éléments de frontière a été développé. Une originalité de ce dernier est que les inconnues sont aussi approximées à l'aide de séries de Fourier tronquées, ce qui permet de limiter le nombre de degrés de liberté. Concernant le calcul de la pression hydrodynamique agissant au niveau de la surface de contact liquide-solide, une approche semi-analytique basée sur le modèle de Logvinovich modifié (Korobkin, 2004) a été mise au point.

Afin d'obtenir des données pour valider le modèle proposé, une campagne expérimentale a été menée à l'aide de la machine hydraulique d'impact de l'ENSTA Bretagne. Les essais réalisés nous ont permis de mesurer les efforts hydrodynamiques sur différentes maquettes tridimensionnelles. Par ailleurs, nous avons réalisé des simulations numériques à l'aide du code de calculs par éléments finis ABAQUS/Explicit, qui utilise la méthode Volume-of-Fluid (VOF) et un algorithme de couplage Euler-Lagrange (CEL). Les comparaisons effectuées démontrent les capacités prédictives du modèle de Wagner 3D, ainsi que ses avantages en

[5] La condition de Wagner impose la continuité entre la surface de contact et la surface libre du liquide.

termes de simplicité de mise en œuvre. Ces travaux ont été publiés dans *Journal of Fluids and Structures (2012).*

4. Modélisation de l'endommagement de matériaux ductiles sous sollicitations dynamiques

Cette thématique porte sur la mise au point de modèles de comportement et d'endommagement permettant de décrire la réponse de matériaux ductiles soumis à des chargements dynamiques intenses. Le terme ductile signifie ici que le processus d'endommagement est lié à la nucléation, la croissance et la coalescence de micro-vides au sein du matériau. Dans ces travaux, menés en collaboration avec Sébastien Mercier et Alain Molinari de l'Université de Lorraine, l'accent a été mis sur la modélisation et l'analyse des effets de l'inertie microscopique. Un solide endommagé (poreux) est par nature fortement hétérogène : la présence de micro-cavités constitue une hétérogénéité de distribution de masse volumique, et génère, à l'échelle de la microstructure du matériau, des perturbations locales des champs de vitesse et d'accélération. Il y a donc des effets d'inertie associés au développement de l'endommagement, que nous appelons effets micro-inertiels. Ceux-ci ont été pendant bien longtemps éludés par la majorité des chercheurs travaillant sur la rupture dynamique ductile. Par exemple, presque tous les travaux portant sur la simulation numérique de ce phénomène reposent sur l'utilisation de modèles d'endommagement viscoplastiques, qui négligent l'inertie microscopique (Seaman et al., 1976; Rajendran et al., 1988 ; Needleman et Tvergaard, 1991 ; Addessio et Johnson, 1993 ; Dornowski et Perzyna, 2006). Cette pratique est en contradiction avec certaines études théoriques qui ont indiqué que la croissance d'une cavité dans un solide sous chargement dynamique peut être fortement influencée par les effets d'inertie (Ortiz et Molinari, 1992 ; Tong et Ravichandran, 1995 ; Wu et al., 2003a,b). Mon travail a porté sur la mise au point de modèles de comportement et d'endommagement « réellement dynamiques », c'est-à-dire incorporant une contribution de l'inertie microscopique sur la réponse macroscopique du matériau. Les effets micro-inertiels ont été pris en compte en utilisant une procédure d'homogénéisation tenant compte des effets d'inertie liés aux mouvements de matière internes au VER (Volume Elémentaire Représentatif).

Modélisation de l'endommagement et de la rupture de matériaux ductiles sous choc (écaillage). L'écaillage désigne ici la rupture d'un solide lors de la réflexion d'une onde de choc sur une surface libre. Les sollicitations mécaniques qui sont associées à ce phénomène sont parmi les plus sévères et les plus rapides qui soient (le matériau peut être soumis à des contraintes de traction augmentant à plus de 100 GPa/µs). Le modèle qui a été développé pour décrire l'écaillage tente de tenir compte des mécanismes physiques qui accompagnent l'endommagement à l'échelle microscopique (c'est à dire la nucléation et la croissance de micro-vides). Une approche statistique est adoptée pour décrire la nucléation des cavités. Nous supposons que le matériau contient une population de sites potentiels de nucléation, chaque site étant caractérisé par une pression de nucléation. Lorsque la pression macroscopique dépasse cette dernière, un vide de rayon nul est nucléé au niveau du site considéré. De plus, afin de tenir compte (dans une certaine mesure) de l'hétérogénéité de la microstructure du matériau, la pression de nucléation varie d'un site à l'autre. Une distribution de Weibull est utilisée pour décrire les fluctuations des pressions de nucléation au sein du matériau. Par ailleurs, la croissance des cavités est décrite par un modèle de sphère creuse tenant compte des effets micro-inertiels. Ce modèle de comportement et d'endommagement a été implanté dans le code de calculs par éléments finis ABAQUS/Explicit. Des simulations numériques d'essais d'impact de plaques ont été réalisées. En se basant sur des résultats expérimentaux de la

littérature, nous avons observé que ce modèle permet de prévoir avec une bonne précision la réponse macroscopique du matériau, mais également l'état d'endommagement en son sein (distribution statistique des tailles de vides et répartition spatiale de la porosité). Ce point est important car, comme la détermination des paramètres décrivant la population des sites potentiels de nucléation se fait par analyse inverse, il se pose un problème d'objectivité lors de comparaisons basées uniquement sur des grandeurs macroscopiques. Nous avons en effet constaté que dans ce cas, il n'est pas réellement possible de valider la modélisation, voir (Jacques et al., 2010). Ce problème est levé quand les comparaisons portent également sur des données microscopiques, comme les distributions de tailles de vides. Ces travaux ont donné lieu à deux publications dans *Journal of the Mechanics and Physics of Solids (2008)* et dans *International Journal of Fracture (2010).*

Propagation dynamique de fissures dans les matériaux ductiles. Ce problème implique des états de contraintes différents de ceux entrant en jeu pour l'écaillage, ce qui influe sur les mécanismes de nucléation et de croissance des cavités. Cela a nécessité le développement d'un modèle présentant certaines différences avec celui décrit précédemment. Bien sûr, les deux modèles ont pour point commun la prise en compte des effets micro-inertiels. La validité de la modélisation des effets micro-inertiels que nous proposons a pu être établie au travers de comparaisons avec des calculs dynamiques par éléments finis de Volumes Elémentaires Représentatifs (VER) de matériaux poreux à microstructure périodique. Ce modèle d'endommagement a été intégré dans ABAQUS/Explicit et utilisé pour la simulation numérique de la propagation de fissures dans différents types d'éprouvettes (présentant ou non une fissure initiale). Les simulations réalisées semblent montrer que les effets micro-inertiels pourraient jouer un rôle très important lors de la propagation dynamique de fissures ductiles. La micro-inertie stabilise la croissance des cavités (et l'évolution de l'endommagement qui en résulte) dans les phases où celle-ci tend à devenir instable et donc très rapide. Cela survient en particulier lors de l'apparition de phénomènes de localisation de l'endommagement. Du fait de l'effet stabilisant de la micro-inertie, la localisation survient de manière plus progressive et, pour cette raison, la sensibilité au maillage des résultats des simulations est fortement réduite par rapport au cas où l'inertie microscopique est négligée. En d'autres termes, nous avons observé que la micro-inertie induit un effet régularisant. Il a été constaté que la largeur de la zone où l'endommagement se concentre est liée à la distance moyenne entre les micro-vides[6]. Au travers de comparaisons entre les résultats de ce modèle et de celui de Gurson, Tvergaard et Needleman (qui ne tient pas compte de la micro-inertie), nous avons observé que les vitesses de propagation de fissure sont réduites par les effets micro-inertiels. La micro-inertie a également une forte influence sur la ténacité apparente du matériau sous sollicitation dynamique. Un article portant sur le rôle de l'inertie microscopique lors de la propagation dynamique de fissures ductiles a été publié dans *Journal of the Mechanics and Physics of Solids (2012).*

Coalescence de cavités sous sollicitations dynamiques. Ce problème a été abordé au travers de simulations numériques par éléments finis de VER de matériaux poreux à microstructure périodique. Ces travaux ont montré que les mécanismes qui gouvernent la coalescence de vides sous sollicitations dynamiques peuvent être différents de ceux observés dans le cas de chargements quasi-statiques. D'une manière générale, les effets d'inertie retardent et ralentissent la striction des ligaments entre vides (Fig. 3). De plus, nous avons constaté que, pour des vitesses de chargement et niveaux de triaxialité suffisamment élevés, la striction des

[6] La prise en compte de l'inertie microscopique donne naissance à des effets d'échelle. Ainsi, contrairement au cas quasi-statique, la réponse macroscopique du matériau prévue par les modèles développés (avec micro-inertie) dépend de la taille du VER, et donc de la longueur caractéristique de la microstructure du matériau.

ligaments n'apparaissait plus : la coalescence intervient par un mécanisme dit d'empiétement géométrique. Dans ce cas, les vides croissent jusqu'à des niveaux de porosité très élevés tout en conservant une forme quasi-sphérique. Ce phénomène a été observé dans différentes études expérimentales (Curran et al. 1987 ; Roy 2003). D'après nos simulations, la transition du mécanisme de coalescence par striction vers celui par empiétement géométrique est fortement liée à des effets d'inertie microscopique. Ces travaux ont été publiés dans *International Journal of Fracture (2012).*

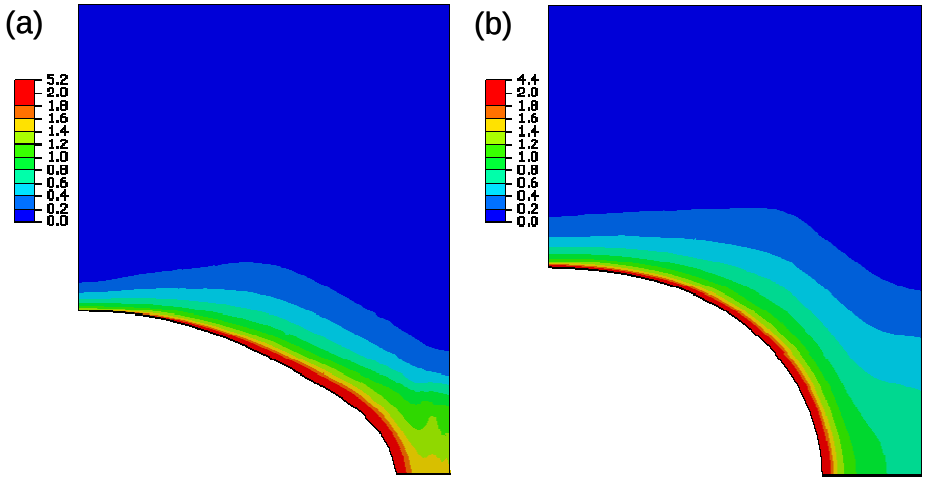


Fig. 3. Illustration de l'effet stabilisant de l'inertie sur la coalescence de cavités dans un matériau poreux, d'après (Jacques et al., 2010). Ces images montrent la forme du vide et le contour de déformation plastique équivalent obtenu à l'aide (a) d'un calcul statique et (b) d'un calcul dynamique, pour une déformation axiale de 0.22. La réduction de la largeur du ligament inter-vides est bien moins marquée dans le cas dynamique.

5. Modélisation de la propagation d'ondes de choc dans les milieux diphasiques liquide-bulles

Ces travaux ont été réalisés dans le cadre de la thèse de doctorat d'Hervé Grandjean, financée par la DGA, qui porte sur la modélisation de l'atténuation d'ondes de choc issues d'explosions sous-marines à l'aide de rideaux de bulles (Fig. 4). Ce dispositif, utilisé pour sécuriser les zones lors d'opérations de déminage ou de travaux portuaires, a une efficacité avérée. Néanmoins, peu d'études portant sur la modélisation des rideaux de bulles ont été proposées. L'objectif des travaux de thèse consiste à comprendre les mécanismes mis en jeu lors de l'interaction onde-rideau, à identifier les paramètres physiques qui gouvernent le phénomène, et potentiellement à optimiser l'efficacité du rideau.

Pour aborder ce problème, nous avons choisi de nous orienter vers le développement d'un modèle continu, multi-échelles de milieu diphasique liquide-bulles. Même si ces travaux ont été motivés par un besoin applicatif bien défini, ils ont permis certaines avancées dans la compréhension des phénomènes de propagation d'ondes de chocs dans les milieux à bulles, concernant en particulier l'influence des hétérogénéités locales de fraction volumique d'air. La plupart des modèles existants supposent en effet que les bulles sont réparties de manière régulière au sein du liquide. Or, différents mécanismes peuvent conduire à la ségrégation des bulles (Brennen, 2005). Par exemple, il est bien connu que les bulles ont tendance à se concentrer au sein des zones de plus basse pression, comme le centre de tourbillons. Ainsi,

dans bien des cas, un milieu à bulles n'est pas homogène, mais comporte des zones de forte et faible porosité. Pour explorer l'influence de ces hétérogénéités, nous avons développé un modèle permettant de décrire la réponse de milieux contenant des clusters de bulles. Ce modèle est basé sur une procédure d'homogénéisation en deux étapes ; il sera présenté dans la seconde partie de ce mémoire. Les résultats que nous avons obtenus montrent que la présence des clusters influe fortement sur la structure des ondes de choc. En effet, la largeur du front d'onde dans un milieu à bulles hétérogène n'est pas uniquement liée à la taille des bulles (comme c'est le cas pour un milieu homogène), mais aussi à celle des clusters (qui représente la longueur caractéristique des variations de porosité). Le modèle développé a été validé au travers de comparaisons avec des résultats expérimentaux de la littérature (Dontsov, 2005).

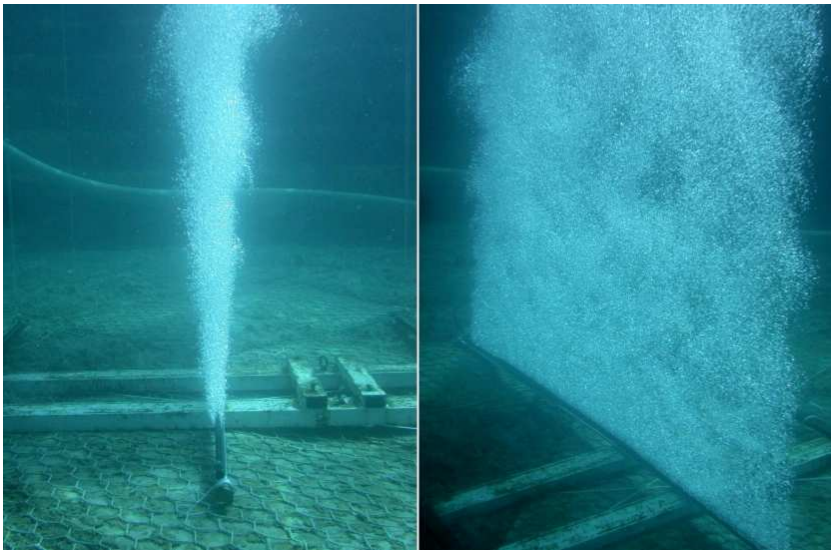


Fig. 4. Dispositif de rideau de bulles (source : DGA Techniques Navales)

Un autre aspect de la réponse des milieux à bulles pour lequel de nouveaux développements théoriques ont été proposés est la fission des bulles lors du passage d'une onde de choc de forte amplitude (Fig. 5). En se basant sur une analyse de perturbation linéaire (Prosperetti et Seminara, 1978), un critère permettant de prédire la fission des bulles, ainsi que le nombre de fragment a été proposé et couplé à un modèle de milieu diphasique. Les simulations réalisées montrent que la fission tend à augmenter la dissipation d'énergie lors de la propagation d'ondes de choc.

Les différents modèles qui ont été développés ont été utilisés pour étudier l'interaction d'une onde de choc avec un rideau de bulles. Du fait de la base micromécanique de la modélisation, elle permet de relier l'atténuation de l'onde avec des paramètres physiques tels que la fraction volumique d'air et la taille initiale des bulles dans le rideau. Ceci permet d'envisager l'optimisation de l'efficacité des rideaux de bulle. Ces travaux ont donné lieu à la publication d'articles dans *La Houille Blanche (2011)* et dans *Journal of Fluid Mechanics (2012)*.

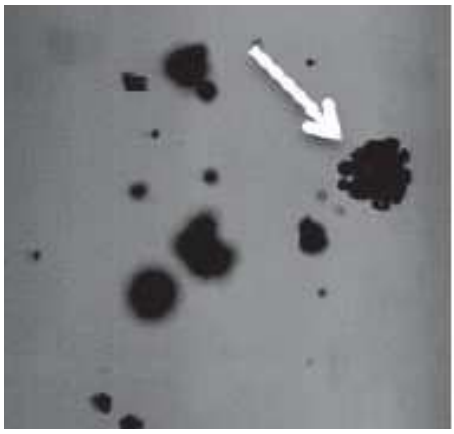


Fig. 5. Fragmentation d'une bulle lors de la propagation d'une onde de choc de forte amplitude dans un mélange eau-bulles d'air, d'après (Ando et al., 2011b). A l'endroit indiqué par la flèche blanche, une bulle vient de fissionner donnant naissance à un amas de bulles de plus petites tailles.

Deuxième partie : Comportement dynamique de matériaux et de fluides hétérogènes – Application à l’endommagement ductile et à la propagation d’ondes de choc dans les milieux à bulles

Chapitre 1 : Motivations et concepts généraux

Ce chapitre a deux objectifs principaux : d'une part, évoquer, sur la base d'une rapide revue bibliographique, les raisons qui ont motivé les travaux présentés dans cette partie du mémoire, et d'autre part, introduire les principaux outils méthodologiques utilisés pour la réalisation de ces travaux. La procédure d'homogénéisation dynamique proposée par Molinari et Mercier (2001) est décrite, ainsi que la notion de volume élémentaire statistiquement représentatif introduite (dans le contexte de la rupture dynamique) par Dragon et Trumel (2003).

1. Motivations

1.1 Endommagement dynamique ductile

La rupture des matériaux ductiles implique généralement la nucléation, la croissance et la coalescence de microcavités. Les mécanismes microscopiques de la rupture ductile étant assez bien identifiés, il semble assez naturel de chercher à décrire ce phénomène à l'aide d'une approche multi-échelles. Une des premières études allant dans cette direction fut celle de Gurson (1977). Ce dernier développa un modèle d'endommagement continu en considérant comme Volume Elémentaire Représentative (VER) de matériau endommagé (poreux) un motif de sphère creuse et en réalisant une analyse-limite de ce motif (en supposant un comportement rigide-parfaitement plastique de la matrice[7]). De nombreuses améliorations furent ensuite apportées à l'approche proposée par Gurson afin d'y inclure différents phénomènes, tels que les changements de forme des vides, l'écrouissage, l'anisotropie de la matrice ou encore la coalescence. Il existe maintenant des modèles d'endommagement à base micromécanique capable de décrire de nombreux aspects de la rupture ductile sous sollicitations quasi-statiques (Benzerga et Leblond, 2010 ; Besson, 2010).

Les mécanismes de nucléation, croissance et coalescence de microvides sont aussi observés sous sollicitations dynamiques, même s'ils peuvent intervenir de manière différente par rapport au cas quasi-statique, voir e.g. (Jacques et al., 2012c) concernant la coalescence. Certains auteurs ont cherché à appliquer l'approche micromécanique de la rupture ductile dans le cas de sollicitations dynamiques. Needleman et Tverggard (1991a,b, 1994), ainsi que Xia et Cheng (2000), utilisèrent une version viscoplastique du modèle de Gurson, Tvergaard et Needleman (GTN) tenant compte de l'échauffement adiabatique pour simuler la propagation dynamique de fissures ductiles. Le modèle GTN viscoplastique fut également utilisé pour traiter d'autres problèmes de dynamique rapide, tels que la fragmentation d'anneaux (Sorensen et Freund, 2000 ; Guduru et Freund, 2002 ; Becker, 2002) ou l'essai d'impact de Taylor (Vadillo et al., 2008). Il convient de bien avoir à l'esprit que, dans le modèle GTN viscoplastique, la croissance des cavités est supposée être contrôlée par le comportement de la matrice (et bien sûr par l'état de contrainte). Si l'on excepte les travaux de Worswick et al. (1994), les modèles d'endommagement micromécaniques de type GTN n'ont quasiment pas été utilisés pour la simulation de l'endommagement sous choc (écaillage), la plupart des auteurs préférant utiliser des modèles d'endommagement spécifiques, dédiés à ce problème (Seaman et al., 1976 ; Perzyna, 1986 ; Rajendran et al., 1988 ; Addessio et Johnson, 1993 ;

[7] Matière (dense) entourant les vides dans le matériau poreux

Kanel et al., 1997). Dans tous ces travaux, la croissance des microcavités et l'évolution de l'endommagement en résultant sont supposés contrôlés par des effets visqueux associés à la sensibilité à la vitesse de déformation de la matrice.

Le problème de la croissance dynamique d'une cavité dans une matrice viscoplastique a été abordé théoriquement dans un certain nombre d'études (Johnson, 1981 ; Ortiz et Molinari, 1992 ; Tong and Ravichandran, 1995 ; Wu et al., 2003a,b). A l'exception de ceux de Johnson (1981), ces travaux aboutirent tous à la conclusion que l'inertie joue un rôle crucial dans ce problème : si les effets viscoplastiques influencent les premiers instants de l'évolution du vide, celle-ci est ensuite contrôlée principalement par les effets dynamiques induits par l'expansion de la cavité (que nous appellerons par la suite effets micro-inertiels). Ces résultats soulèvent des questions concernant le domaine d'applicabilité des modèles d'endommagement viscoplastiques qui sont couramment employés pour l'analyse de problèmes de rupture dynamique. En effet, si la croissance des cavités peut être fortement affectée par les effets micro-inertiels, on peut se demander s'il n'existe pas des situations où les modèles d'endommagement basés sur l'hypothèse quasi-statique[8] ne sont plus appropriés.

Pour essayer de répondre à cette question, une part importante de mes travaux a portée sur la **mise au point de modèles micromécaniques d'endommagement ductile réellement dynamiques**, c'est-à-dire tenant compte des effets d'inertie à l'échelle microscopique. Ces modèles ont été mis en œuvre pour traiter un certain nombre de problèmes de rupture dynamique, afin d'**analyser le rôle de la micro-inertie**.

1.2 Ondes de choc dans les milieux à bulles

Les milieux à bulles (liquides contenant des bulles de gaz, encore appelés liquides aérés) ont des propriétés tout à fait particulières (Brennen, 2005; van Wijngaarden, 2007). Par exemple, comme la compressibilité d'un tel milieu est liée principalement aux bulles de gaz et que son inertie provient du liquide, la célérité des ondes peut y être très base et bien plus faible que dans chacun de ses constituant pris séparément[9]. Contrairement au cas des matériaux ductiles poreux, l'importance du rôle de l'inertie microscopique (associée aux oscillations radiales des bulles) dans le comportement des liquides aérés est avérée depuis les années 60. Les premiers travaux concernant le développement de modèles continus de milieux à bulles, basés sur une analyse multi-échelles, ont été menés indépendamment par Iordanski (1960) et Kogarko (1961) en Union Soviétique, et par van Wijngaarden (1968) aux Pays-Bas. Sur cette base, il a été ensuite démontré que la structure d'une onde de choc dans un liquide aéré est principalement contrôlée par la dynamique des bulles (van Wijngaarden, 1970, 1972). Il est intéressant de noter que si par la suite la modélisation continue des milieux à bulles a été l'objet de nombreux travaux, voir e.g. (Noordzij and van Wijngaarden, 1974 ; Drumheller et al., 1982 ; Zhang and Prosperetti, 1994 ; Watanabe and Prosperetti, 1994 ; Ando et al., 2011a), elle n'a été validée expérimentalement qu'assez récemment (Kameda et al., 1998). Avant cela, les travaux ayant visé à comparer les résultats de modèles continus de milieux à bulles avec des données expérimentales n'avait généralement montré qu'un accord médiocre entre les deux (Drumheller et al., 1982 ; Watanabe and Prosperetti, 1994). La raison de cela fut

[8] Ces modèles ont été établis en supposant que le VER de matériau endommagé est en équilibre statique. Mais bien sûr, ils peuvent être employés dans le cadre de simulations dynamiques où l'inertie est prise en compte à l'échelle macroscopique.

[9] Par exemple, la vitesse du son dans de l'eau contenant une fraction volumique de 1.5 % d'air à température et pression ambiantes n'est que de 100 m/s.

identifiée par Kameda et al. (1998). Ces derniers montrèrent qu'un accord satisfaisant ne peut être obtenu que si lors des essais les bulles sont réparties de manière homogène et régulière dans le fluide, voir Fig. 1.1. En d'autres termes, Kameda et al. (1998) mirent au grand jour que les modèles continus de liquides aérés disponibles dans la littérature reposent tacitement sur l'hypothèse d'une répartition homogène des bulles au sein du liquide. Cette hypothèse est sans doute très limitative dans bien des cas. Il est en effet bien connu que différents mécanismes ségrégatifs peuvent agir au sein d'un milieu à bulles (Brennen, 2002, chap. 7). Ces mécanismes peuvent par exemple être dus aux interactions entre déplacement des bulles et écoulement global du mélange (Cabalina et al., 2003). Il est aussi connu que des bulles dans un champ acoustique ont tendance à se regrouper et à former des clusters (Lauterborn et Kurz, 2010). En fait, dans la plupart des cas, un liquide aéré ne va pas comporter une distribution homogène et régulière de bulles, mais celles-ci vont s'organiser de manière plus complexe, impliquant des hétérogénéités locales de fraction volumique de gaz. Pour cette raison, nous avons entrepris des actions concernant la **modélisation des effets d'hétérogénéités de porosité sur la réponse de milieux liquide-bulles**.

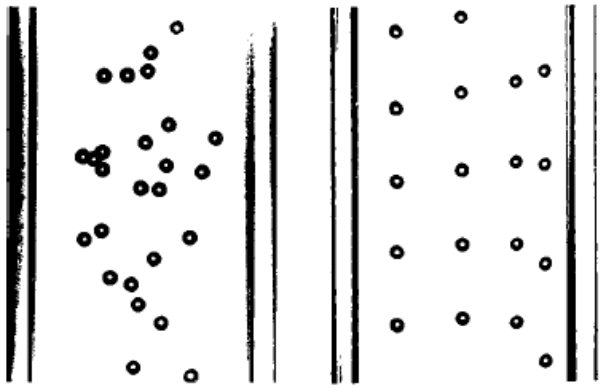


Fig. 1.1. Exemples de distributions de bulles observées dans les expériences de Kameda et al. (1998), réalisées à l'aide d'un tube à choc vertical. Dans le premier cas (a), nous voyons une distribution non-uniforme de bulles. Ces dernières ont en effet tendance à se concentrer vers le centre du tube et à former des amas. Le mélange observé peut être qualifié de non-homogène, dans le sens où l'on peut distinguer des zones où les fractions volumiques d'air (porosités) sont différentes. Dans le second cas (b), les bulles sont reparties de manière régulière, quasi-périodique au sein du liquide. Kameda et al. (1998) observèrent qu'un accord satisfaisant entre leurs données expérimentales et des résultats numériques basés sur un modèle continu de milieux à bulles (reposant sur un formalisme proche de celui de van Wijngaarden) n'est obtenu que pour des distributions de bulles très régulières, comme dans le cas (b).

2. Outils pour la modélisation du comportement dynamique de milieux hétérogènes

2.1 Techniques d'homogénéisation en dynamique

Les méthodes d'homogénéisation ou de transition d'échelles sont maintenant des outils bien établis et largement utilisés en mécanique des matériaux et aussi en mécanique des fluides. Un avantage de ces techniques est qu'elles permettent de créer des liens entre comportement macroscopique et caractéristiques microstructurales. L'endommagement ductile est un domaine où l'homogénéisation a été mise en œuvre avec particulièrement de succès, voir e.g. l'article de revue de Benzerga et Leblond (2010). Néanmoins, la plupart des outils employés en mécanique des matériaux ont été développés dans un cadre quasi-statique (le VER est supposé en équilibre statique). Comme indiqué précédemment, la validité de cette hypothèse dans le cas de problèmes de dynamique rapide est sujette à interrogations. Pour cette raison, Molinari et Mercier (2001) ont présenté un formalisme assez général pour l'homogénéisation de matériaux hétérogènes, tenant compte des effets d'inertie induits par les mouvements de matière internes au VER (micro-inertie). Notons que Wang et ses collaborateurs ont également abordé le problème de l'homogénéisation en dynamique, mais en utilisant un formalisme différent (Wang, 1997 ; Wang et Jiang, 1997).

Selon Molinari et Mercier (2001), la définition classique de la contrainte macroscopique comme la moyenne volumique de la contrainte dans le VER n'est plus appropriée en dynamique. Ils proposent la définition suivante pour la contrainte macroscopique $\underline{\underline{\Sigma}}$:

$$\boxed{\underline{\underline{\Sigma}} = \left\langle \underline{\underline{\sigma}} \right\rangle + \left\langle \rho \underline{\gamma_r} \otimes \underline{x_r} \right\rangle}, \tag{1.1}$$

où les crochets désignent l'opération de moyenne volumique sur le VER et $\otimes$ le produit tensoriel. $\underline{\underline{\sigma}}$ est la contrainte microscopique ; $\underline{x_r}$ et $\underline{\gamma_r}$ désignent respectivement la position et l'accélération d'un point du VER. Ces quantités sont définies dans un référentiel centré au niveau du centre de masse du VER et dont les axes restent parallèles à ceux d'un référentiel Galiléen, voir aussi (Wright et Ramesh, 2008). Il est intéressant de noter que l'équation (1.1) est exacte lorsque le VER est soumis à des conditions de contrainte homogène sur les bords. Quand le VER est à soumis à un gradient de vitesse homogène sur les bords, (1.1) doit être vue comme une définition. Mais dans les deux cas, $\underline{\underline{\Sigma}}$ est conjuguée avec le gradient de vitesse macroscopique $\underline{\underline{L}}$ (défini comme la moyenne volumique du gradient de vitesse microscopique) au travers de la relation suivante, qui représente une version dynamique du lemme de Hill-Mandel :

$$\underline{\underline{\Sigma}} : \underline{\underline{L}}^t = \left\langle \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{d}} \right\rangle + \left\langle \frac{1}{2} \rho \frac{d\left|\underline{v_r}\right|^2}{dt} \right\rangle. \tag{1.2}$$

Les équations (1.1) et (1.2) nous montrent que le comportement macroscopique d'un matériau (ou fluide) hétérogène résultent de deux contributions. La première que nous appellerons contrainte statique, notée $\underline{\underline{\Sigma}}^{sta}$, est liée au comportement des matériaux constituant le VER. La seconde, la contrainte dynamique $\underline{\underline{\Sigma}}^{dyn}$, est de nature purement inertielle, induite par les accélérations de la matière au sein du VER. Ainsi,

$$\boxed{\underline{\underline{\Sigma}} = \underline{\underline{\Sigma}}^{sta} + \underline{\underline{\Sigma}}^{dyn}}. \tag{1.3}$$

Dans le cas d'un milieu poreux, la contrainte statique peut être décrite par de nombreux modèles, dont celui de Gurson (1977) ou ses dérivés. Molinari et Mercier (2001) obtinrent une expression analytique pour la contrainte dynamique en utilisant l'équation (1.2). Pour cela, ils considérèrent comme VER un motif de sphère creuse (volume sphérique contenant une cavité sphérique concentrique) et utilisèrent un champ de vitesse proche de celui de Rice et Tracey (1969) (qui fut également utilisé par Gurson (1977) pour la mise au point de son modèle) :

$$\underline{v_r} = D_m \left(\frac{b}{r}\right)^3 \underline{x_r} + \underline{\underline{L}}' \underline{x_r}\,, \tag{1.4}$$

avec $D_m = \mathrm{tr}(\underline{\underline{L}})/3$ et $\underline{\underline{L}}' = \underline{\underline{L}} - D_m.\underline{\underline{I}}$, $\underline{\underline{I}}$ étant le tenseur identité d'ordre 2. *b* est le rayon externe du motif de sphère creuse et *r* la distance par rapport au centre de ce motif. Dans (1.4), le premier terme est associé à l'expansion de la cavité et le second à son changement de forme. L'expression complète de $\underline{\underline{\Sigma}}^{dyn}$ peut être trouvée dans (Molinari et Mercier, 2001), elle a la forme suivante :

$$\underline{\underline{\Sigma}}^{dyn} = \rho_0 a^2 \underline{\underline{S}}\left(\underline{\underline{L}}, \dot{\underline{\underline{L}}}, f\right), \tag{1.5}$$

où le point désigne la dérivation temporelle dans un référentiel Galiléen. ρ_0 est la masse volumique de la matrice, *a* le rayon de la cavité et *f* la porosité, $f = a^3/b^3$. Dans le cas général, la contrainte dynamique $\underline{\underline{\Sigma}}^{dyn}$ est un tenseur (non-symétrique) et dépend à la fois de D_m et $\underline{\underline{L}}'$. Cependant, nous allons par la suite considérer que les termes associés à la croissance de la cavité (liés à D_m) sont prédominants et négliger ceux correspondant au changement de forme (liés à $\underline{\underline{L}}'$). On peut alors réécrire la contrainte dynamique sous la forme suivante :

$$\underline{\underline{\Sigma}}^{dyn} = P^{dyn} \cdot \underline{\underline{I}}, \qquad \text{avec}$$

$$P^{dyn} = \rho_0 a^2 \left[\dot{D}_m \left(f^{-1} - f^{-2/3} \right) + D_m^{\,2} \left(3 f^{-1} - \frac{5}{2} f^{-2/3} - \frac{1}{2} f^{-2} \right) \right]. \tag{1.6}$$

Plusieurs raisons peuvent être avancées pour justifier cette simplification. Tout d'abord, on peut noter que le terme associé à D_m dans le champ de vitesse (1.4) implique une forte accentuation de la vitesse au sein du VER : la vitesse augmente lorsque l'on s'approche de la cavité (quand *r* tend vers *a*). Ce phénomène, lié à l'hypothèse d'incompressibilité de la matrice, nous indique qu'au sein du VER la matière va subir de fortes accélérations surtout à proximité des vides lors de la croissance de ceux-ci. Une seconde raison pouvant justifier la dominance des effets micro-inertiels induits par la croissance des vides par rapport à ceux associés au changement de forme est liée au choix du VER employé. En choisissant un motif de sphère creuse, nous supposons implicitement que les changements de forme des vides seront très limités. Ainsi, il ne sera licite d'employer le modèle développé que pour des états de contraintes pour lesquels la croissance des cavités sera quasi-sphérique[10]. Dans ce cas, le gradient de vitesse sera dominé par sa composante sphérique. Il semble donc raisonnable de négliger les termes de $\underline{\underline{\Sigma}}^{dyn}$ induits par les changements de forme des cavités, voir aussi (Leblond et Roy, 2000).

Prise en compte de l'élasticité. Dans l'analyse micromécanique que nous venons d'évoquer, les effets de l'élasticité ne sont pas pris en compte : la matrice est supposée avoir un comportement rigide-plastique et le champ de vitesse (1.4) est isochore. Comme cela est

[10] Pour un matériau isotrope, cela est le cas si le taux de triaxialité des contraintes (rapport entre pression hydrostatique et contrainte équivalente de von Mises) est suffisamment élevé (au moins supérieur à l'unité).

souvent fait en mécanique des milieux poreux, l'introduction de l'élasticité peut être réalisée à l'échelle macroscopique en supposant une décomposition additive du tenseur vitesse de déformation en une partie élastique (pouvant être décrite par exemple à l'aide d'une relation hypoélastique) et une partie plastique :

$$\underline{\underline{D}} = \underline{\underline{D}}^{e} + \underline{\underline{D}}^{p} . \qquad (1.7)$$

On remplace dans les équations provenant de l'analyse micromécanique la vitesse de déformation par la vitesse de déformation plastique, par exemple pour l'équation (1.6) :

$$\boxed{P^{dyn} = \rho_0 a^2 \left[\dot{D}_m^p \left(f^{-1} - f^{-2/3} \right) + D_m^{p\,2} \left(3 f^{-1} - \frac{5}{2} f^{-2/3} - \frac{1}{2} f^{-2} \right) \right]}. \qquad (1.8)$$

Nous verrons dans le chapitre 3 (§ 3), au travers de comparaisons avec des calculs par éléments finis de VER, que cette façon de faire, bien qu'assez heuristique, semble donner des résultats convenables.

Remarques concernant l'équation (1.8) :

- La prise en compte des effets micro-inertiels donne naissance à un type de sensibilité à la vitesse de déformation tout à fait particulier. En effet, la pression dynamique ne dépend pas seulement de la vitesse de déformation plastique, mais aussi de sa dérivée par rapport au temps. Nous verrons que cette dépendance semble avoir un rôle important dans des problèmes impliquant des phénomènes de localisation de l'endommagement et de la déformation (voir chapitre 3).

- La micro-inertie induit un effet d'échelle : la pression dynamique dépend de *a*, le rayon du vide. En dynamique, le comportement macroscopique du matériau va dépendre de la taille du VER et non pas seulement de sa morphologie, comme c'est le cas en quasi-statique. Cela signifie qu'un modèle avec micro-inertie incorpore une dépendance à la longueur caractéristique de la microstructure du matériau.

2.2 Volume élémentaire statistiquement représentatif

Dans le cas quasi-statique, la plupart des modèles de matériaux poreux à base micromécanique ont été établis en considérant comme VER un motif morphologique unique (motif de sphère creuse pour le modèle de Gurson et autres modèles basés sur l'hypothèse de vides sphériques, ou volume sphéroïdal pour les modèles tenant compte de la forme des cavités, voir (Benzerga et Leblond, 2010)). Les premières études menées en tenant compte des effets dynamiques ont également considéré un motif de sphère creuse comme VER (Carroll et Holt, 1972 ; Johnson, 1981 ; Leblond et Roy, 2000 ; Molinari et Mercier, 2001). Cependant, à cause de l'effet d'échelle mis en évidence à la fin du paragraphe précédent, l'utilisation d'un motif de sphère creuse unique est plus discutable dans le cas dynamique que quasi-statique. La raison de cela est illustrée par la figure 1.2 qui montre une micrographie d'un matériau endommagé. Nous voyons que les vides ont des tailles fort différentes. Comment, dans ce cas, choisir la valeur du rayon qui va définir la taille du motif de sphère creuse ? (Faut-il prendre le rayon moyen ou une autre valeur ?) Il semble également difficile de prendre en compte la nucléation de nouvelles cavités en dynamique en utilisant un motif morphologique unique.

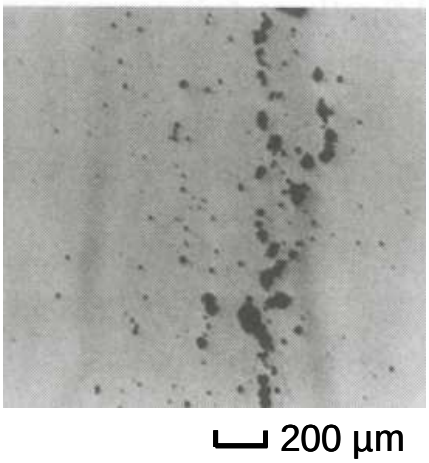


Fig. 1.2. Micrographie montrant l'endommagement généré lors d'un essai d'impact de plaques en aluminium à 152 m/s, d'après (Antoun et al., 2003). Des différences de tailles importantes sont observées dans la population de cavités.

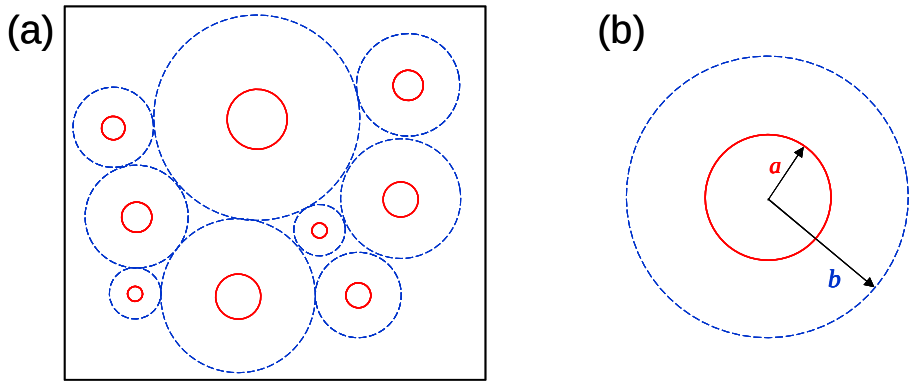


Fig. 1.3. (a) Volume élémentaire statistiquement représentatif pour la description du comportement dynamique de milieux poreux. Le VER contient une population de cavités de différentes tailles. A chaque cavité est associé un motif de sphère creuse (b), dont la géométrie est définie par son rayon interne a et de son rayon externe b (ou de manière équivalente par son rayon interne a et sa porosité f).

Pour dépasser les limitations associées au modèle de sphère creuse en dynamique, Dragon et Trumel (2003) suggérèrent d'utiliser plutôt comme VER une collection de motifs morphologiques, Fig. 1.3. Dans cette approche, le VER contient une population de vides de différentes tailles et un motif de sphère creuse est associé à chaque cavité. Pour décrire cette population, on peut utiliser comme variables microstructurales N, le nombre de vides par unité de volume (de matériau poreux) et $w(a)$, la distribution statistique des tailles de vides au sein du matériau. Le nombre de vides par unité de volume dont le rayon est compris dans l'intervalle (infinitésimal) $[a,\ a+da]$ est alors égal à $Nw(a)da$. Notons également que la porosité moyenne $\tilde{f}$ dans le VER (collection de sphères creuses) est liée à N et $w(a)$ par la relation suivante[11] :

$$\tilde{f} = \frac{4}{3}\pi\ N \int_0^{\infty} a^3 w(a) da\ . \qquad (1.9)$$

[11] Dans ce mémoire, le tilde est utilisé pour désigner des grandeurs macroscopiques.

Pour compléter l'approche, il est nécessaire de décider comment la matière est repartie entre les différents motifs élémentaires, c'est à dire de spécifier le rayon externe ou la porosité locale de chaque motif. Différents schémas de construction sont envisageables, voir (Czarnota, 2006), on peut choisir par exemple que :

(i) Tous les motifs ont initialement le même rayon externe (construction iso-*b*).

(ii) La porosité initiale est la même pour tous les motifs (construction iso-*f* ou homothétique[12]).

Il est difficile de discuter les mérites relatifs de ces deux schémas de construction, mais l'on peut supposer que le premier (iso-*b*) est peut être assez bien adapté au cas de vides équidistants. Concernant le second (iso-*f*), il repose sur l'hypothèse selon laquelle la présence d'un vide dans le matériau va générer à l'échelle microscopique une zone de perturbations des champs de vitesse, d'accélération et de déformation dont la taille est proportionnelle au rayon de ce vide. Notons que la plupart des modèles micromécaniques d'endommagement ductile, développés dans le cadre quasi-statique, reposent également sur cette hypothèse. En effet, ces modèles ont généralement été mis au point en considérant comme VER un motif morphologique unique. Cela revient à supposer que la « zone d'influence » d'une cavité est proportionnelle à sa taille. Notons que, si cette hypothèse est appropriée dans de nombreux cas, elle ne permet pas de décrire certaines interactions complexes pouvant survenir entre cavités de tailles très différentes (Perrin et Leblond, 1990 ; Leblond, 2003, chap. 10).

Un autre choix de modélisation doit être fait concernant le schéma d'homogénéisation utilisé pour obtenir le comportement macroscopique du VER. Dans nos travaux, deux schémas assez simples, que nous avons nommés schéma *D* et schéma Σ, ont été utilisés :

(i) Pour le schéma *D*, la vitesse de déformation plastique macroscopique[13] $\underline{\underline{\tilde{D}}}^p$ est appliqué à l'ensemble des motifs élémentaires, $\underline{\underline{D}}^p = \underline{\underline{\tilde{D}}}^p$. La contrainte macroscopique $\underline{\underline{\tilde{\Sigma}}}$ est alors obtenue par moyenne volumique sur l'ensemble des motifs :

$$\underline{\underline{\tilde{\Sigma}}} = \frac{\int_0^\infty b(a)^3 \underline{\underline{\Sigma}}(a)\ w(a) da}{\int_0^\infty b(a)^3 w(a) da}. \qquad (1.9)$$

La contrainte $\underline{\underline{\Sigma}}(a)$ au niveau de chaque motif incorpore une composante statique et dynamique, voir Eq. (1.3). Par conséquent, au niveau macroscopique, la contrainte sera également la somme d'un terme statique et dynamique.

(ii) Dans le schéma Σ, la contrainte macroscopique $\underline{\underline{\tilde{\Sigma}}}$ est appliquée sur la frontière extérieure de tous les motifs et la vitesse de déformation macroscopique est définie comme la moyenne volumique sur l'ensemble des motifs (par une formule similaire à 1.9).

[12] Car, dans ce cas, chaque motif est homothétique par rapport à un autre.

[13] Dans le cas général, c'est plutôt un gradient de vitesse qui devrait être appliqué aux motifs élémentaires. Mais, pour toutes les applications considérées dans ce mémoire, nous avons utilisé la formulation simplifiée de la contrainte dynamique, Eq. (1.8), qui ne fait intervenir que D_m^p.

Remarques :

- Dans le cas des milieux à bulles, le choix du schéma Σ semble préférable dans la mesure où la pression est homogène dans un liquide au repos (en absence d'efforts volumiques ou à une échelle suffisamment petite).

- On peut se demander pourquoi une formulation quasi-statique (1.9) est utilisée pour la seconde étape d'homogénéisation (passage du niveau des motifs élémentaires à l'échelle macroscopique). En fait, dans l'approche utilisée, le VER est assez « pauvrement » défini. Nous n'avons qu'une information statistique sur les tailles de vides, la géométrie exacte du VER et donc la répartition de masse en son sein n'est pas connue. Par conséquent, il n'est pas possible d'utiliser une autre formulation que (1.9) sans d'hypothèse complémentaire concernant le VER. En outre, si nous supposons que les effets micro-inertiels sont induits par les fortes accélérations subies par la matière à proximité immédiate des cavités, ils ont lieu à l'intérieur des motifs élémentaires (et sont donc pris en compte lors de la première étape d'homogénéisation).

- Nous avons tenté d'appliquer la notion de volume élémentaire statistiquement représentative pour décrire les effets d'hétérogénéités de fraction volumique de gaz dans milieux à bulles. Cette tentative s'est avérée infructueuse. Les raisons de cela seront discutées dans le chapitre 4.

Chapitre 2 : Modélisation de l'endommagement sous-choc (écaillage)

1. Introduction

Lors d'un impact à grande vitesse entre deux solides, des ondes de choc (compressives) sont générées au niveau de la surface de contact entre ces solides. La réflexion d'une de ces ondes sur une surface libre peut causer l'apparition de contraintes de traction de forte amplitude au sein de l'un des solides et la rupture de celui-ci (Antoun et al., 2003 ; Kanel, 2010). Ce phénomène est appelé écaillage car il peut conduire à la formation et même à l'éjection d'une écaille au niveau de la surface du solide, Fig. 2.1. En laboratoire, l'écaillage est généralement étudié à l'aide d'essais d'impact de plaques, Fig. 2.2. Dans ces derniers, il est possible de faire varier la sollicitation subie par le matériau en jouant sur la vitesse d'impact et sur les épaisseurs des éprouvettes. Il convient de noter certaines spécificités liées à ces essais :

(i) Dans une grande partie de l'éprouvette, la matière est sollicitée en déformation uniaxiale.
(ii) Les pressions de choc générées peuvent être bien supérieures à la limite élastique des matériaux testés. Pour cette raison, les essais d'impact de plaques impliquent des états de contraintes avec un très fort taux de triaxialité, typiquement compris entre 6 et 10.
(iii) La matière subie des chargements extrêmement rapides. Dans le plan d'écaillage (Fig. 2.2-b), la contrainte de traction peut augmenter à des vitesses comprises entre 10 et 100 GPa/µs.

Dans ce chapitre, un modèle multi-échelles pour décrire l'endommagement ductile sous choc est présenté. Bien sûr, ce modèle tient compte des effets d'inertie liés à la croissance des vides. Un autre point important de la modélisation est la description de la nucléation des cavités, qui repose sur une approche statistique. La validation expérimentale du modèle, sur la base de données de la littérature, sera également abordée.

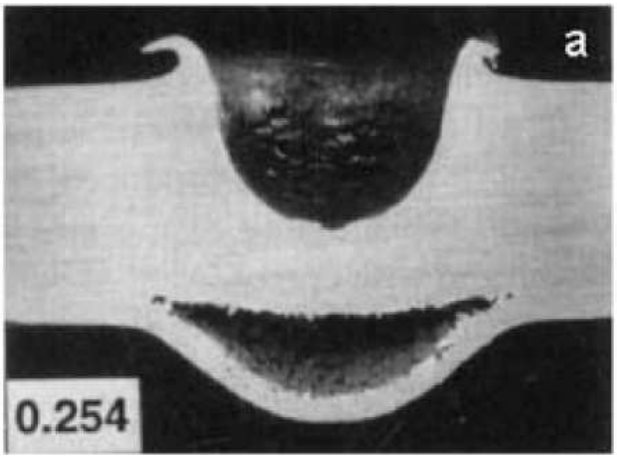


Fig. 2.1. Ecaillage d'une plaque d'aluminium impactée par une bille en verre à 6 km/s, d'après (Eftis et al., 2003). Cette vue d'une coupe de la plaque montre le cratère créé par l'impact de la bille et également l'écaille formée au niveau de la surface inférieure sous l'effet de la réflexion de l'onde de choc générée au moment de l'impact.

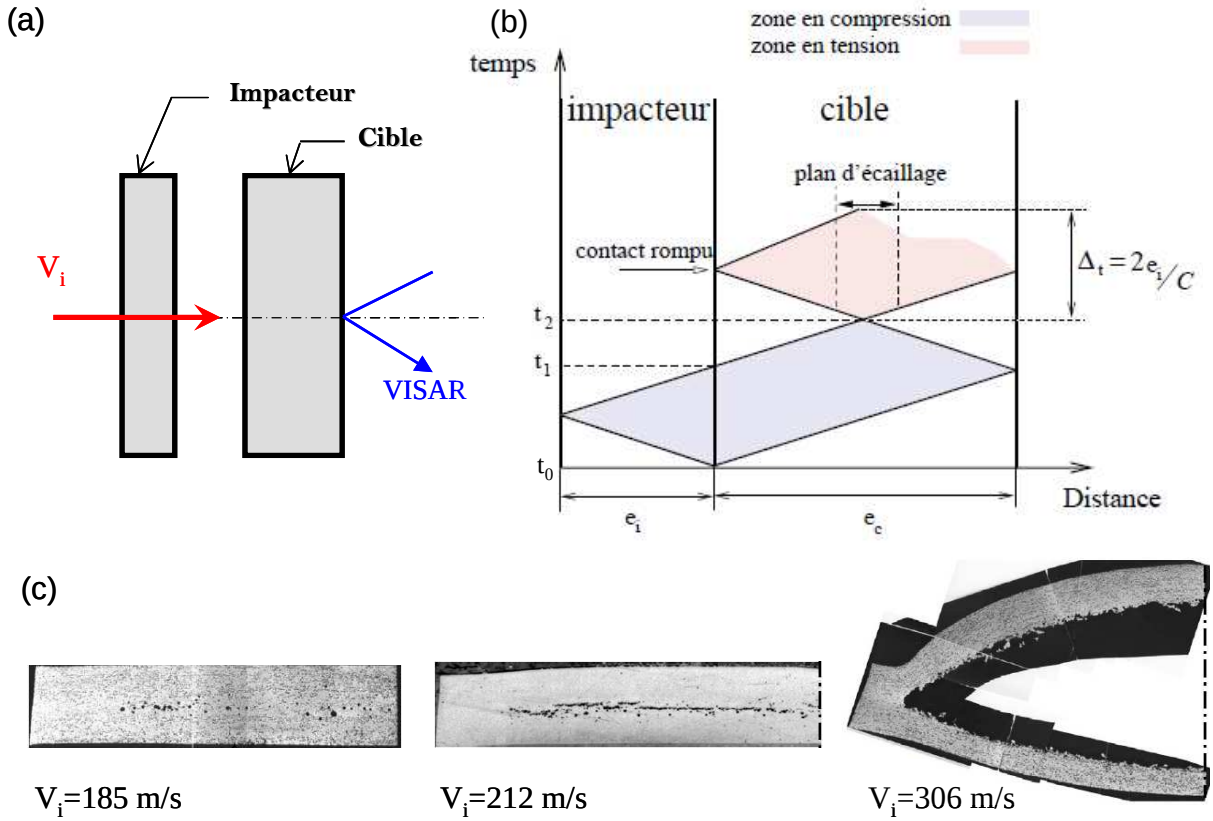


Fig. 2.2. Essais d'impact de plaques. (a) Exemple de configuration couramment utilisée faisant intervenir deux éprouvettes cylindriques (impacteur et cible). Le diamètre des éprouvettes est généralement choisi bien supérieur à leurs épaisseurs afin que la matière soit sollicitée en déformation uniaxiale dans la partie centrale des éprouvettes (à proximité de l'axe de symétrie). Un dispositif de type VISAR peut être utilisé pour mesurer l'évolution de la vitesse au niveau de la surface libre de la cible. (b) Diagramme illustrant la propagation des ondes au niveau de l'axe de symétrie des éprouvettes lors de l'essai, d'après Czarnota (2006). Au moment de l'impact (t_0), des ondes compressives sont générées et se propagent dans les plaques. La réflexion de ces ondes sur les surfaces libres de l'impacteur et de la cible génère des ondes de détente. La rencontre de celles-ci au niveau du plan d'écaillage va conduire à l'apparition de contraintes de traction pouvant causer l'endommagement et la rupture du matériau. (c) Micrographies montrant l'endommagement de plaques de tantale pour différentes vitesses d'impact, d'après Roy (2003).

2. Présentation du modèle

2.1 Nucléation et croissance des cavités

Spécificités de la nucléation de vides sous très hautes pressions. Pour les problèmes classiques de rupture ductile (pour lesquels la triaxialité des contraintes T reste inférieure à 3), la nucléation de nouveaux vides lors de la déformation du matériau est souvent induite par des phénomènes de rupture ou de décohésion au niveau d'inclusions. Lors de l'écaillage, les mécanismes et les sites de nucléation des cavités sont différents. En effet, le nombre de vides par unité de volume dans le matériau endommagé est généralement supérieur au nombre potentiel d'inclusions par unité de volume (Antoun et al., 2003). Cela signifie que les vides sont nucléés au niveau d'autres sites que les inclusions, à une échelle plus fine. Les

particularités de la nucléation sous choc ont été illustrées de manière très claire par les expériences de Roy (2003). Ce dernier a étudié les mécanismes d'endommagement d'un tantale polycristallin de haute pureté. Il a réalisé pour cela des essais de traction sur des éprouvettes axisymétriques lisses et entaillées ($0.33 < T < 1$), pour des vitesses de déformation comprises entre 10^{-4} et 1000 s^{-1}. Dans ce cas, aucune trace d'endommagement ductile ne fut observée. Du fait de sa grande pureté, le tantale considéré ne contenait quasiment aucune inclusion. Pour cette raison, aucun vide n'était nucléé durant la déformation, le matériau restait dense et la rupture des éprouvettes survenait par striction ultime. Roy (2003) réalisa également des essais d'impact de plaques pour la même nuance de tantale ($T \approx 10$). Lors de ces essais, le mécanisme d'endommagement observé était de nature ductile, avec la nucléation et la croissance de très nombreux micro-vides, Fig. 2.2-c. Cela montre que les fortes contraintes de traction qui apparaissent lors des essais d'impact de plaques sont capables de causer la nucléation de vides à partir d'autres défauts que des inclusions. Comme ces sites de nucléation sont généralement invisibles lors d'observations en microscopie optique, certains auteurs parlent de nucléation homogène. Personnellement, je ne suis pas sûr que ce terme soit très approprié car les matériaux solides, en particulier les métaux polycristallins, sont toujours hétérogènes à une certaine échelle. D'ailleurs, certaines études expérimentales récentes montre la forte corrélation entre certains paramètres microstructuraux (comme la taille de grain) et le développement de l'endommagement (Kanel, 2010). Des travaux théoriques basés sur des méthodes de dynamique moléculaire (Belak, 1998 ; Dremov et al., 2006 ; Kuksin et al., 2010) semblent aussi montrer que la nucléation des vides se fait au niveau de sites privilégiés : dans un polycristal, les vides se forment surtout au niveau des joints de grain, mais peuvent aussi apparaitre à l'intérieur des grains au niveau de défauts d'empilement du réseau cristallin et de précipités.

Modélisation de la nucléation. Comme nous venons de le voir, la nucléation de vides sous choc fait intervenir des mécanismes, ayant lieu à une échelle très fine, qui sont loin d'être entièrement compris. En outre, la nucléation est fortement influencée par des éléments microstructuraux difficilement caractérisables (la microstructure d'un matériau n'est jamais connue entièrement). Pour ces raisons, dans l'approche que nous proposons, un point de vue statistique est adopté. Pour comprendre ce modèle, il faut avoir en tête la notion de pression critique de cavitation. Considérons le problème idéalisé d'une cavité isolée au sein d'une matrice infinie ayant un comportement élastoplastique, soumise à une pression hydrostatique (traction) augmentant lentement au cours du temps. Il est bien connu que dans ce cas la présence de cavité va devenir instable lorsque la pression va atteindre un certain seuil appelé pression critique de cavitation ou de nucléation (Huang et al., 1991). Lorsque cette pression critique est atteinte, la cavité commence une phase de croissance instable (contrôlée par les effets d'inertie) et très rapide. Durant cette phase, la croissance de la cavité induit une restitution d'énergie élastique qui est supérieure à l'énergie dissipée par déformation plastique. Dans un matériau homogène, la pression de cavitation a une valeur unique, dépendant uniquement[14] des propriétés rhéologiques de la matrice. Par exemple, pour une matrice incompressible et en absence d'écrouissage, la pression critique de cavitation P_c est donnée par (Huang et al., 1991)

$$P_c = \frac{2}{3}\sigma_0\left(1+\ln\left(\frac{2E}{3\sigma_0}\right)\right), \tag{2.1}$$

où E et σ_0 sont respectivement le module d'Young et la limite élastique de la matrice.

[14] Ceci est vrai si l'on suppose que la matrice est un milieu continu « standard » (basé sur la théorie du premier gradient). Avec un milieu continu généralisé, dont le comportement dépend des gradients de déformation, la pression critique sera aussi fonction de la taille initiale de la cavité (Wu et al., 2003c).

Nous supposons que le phénomène d'instabilité de cavitation survient également dans un matériau hétérogène, mais en étant influencé par la microstructure du matériau. Il semble en effet raisonnable de penser que les mécanismes de cavitation vont être affectés par la nature du site à partir duquel le vide va croitre, ainsi que par son voisinage (orientation des grains adjacents, présence de contraintes résiduelles…). Par conséquent, la pression de cavitation n'aura pas une valeur unique, mais va varier d'un site à l'autre. Cela implique que les vides vont être nucléés graduellement lorsque la pression appliqué au matériau augmente. Ce type de comportement a déjà été observé expérimentalement, certaines études montrant clairement une forte augmentation du nombre de vides par unité de volume en fonction du niveau de contrainte atteint (Antoun et al., 2003 ; Roy, 2003).

Nous allons maintenant présenter le modèle utilisé pour décrire la nucléation de cavités dans un matériau hétérogène. Considérons un VER de ce matériau. Initialement, aucune cavité n'est présente dans ce VER (la porosité initiale est nulle), mais celui-ci contient une population de sites potentiels de nucléation à partir desquels les vides vont se former lorsque le matériau sera sollicité (Fig. 2.3-a). Chacun de ces sites est caractérisé par sa pression de nucléation P_c. La nature exacte de ces sites n'étant pas connue, un point de vue statistique est adopté : nous introduisons une fonction de densité de probabilité $w(P_c)$ pour décrire les variations de pression de nucléation au sein du matériau (Molinari et Wright, 2005). Par la suite, nous utiliserons la fonction de Weibull :

$$w(P_c) = \frac{\beta}{\eta}\left(\frac{P_c - P_{oc}}{\eta}\right)^{\beta-1} \exp\left[-\left(\frac{P_c - P_{oc}}{\eta}\right)^{\beta}\right] \quad pour \quad P_c \geq P_{oc},$$

$$w(P_c) = 0 \qquad pour \quad P_c \leq P_{oc}. \tag{2.2}$$

Cette fonction dépend de trois paramètres : β, η et P_{oc}. Ce dernier représente une pression seuil d'initiation de l'endommagement. L'existence d'un tel seuil est supportée par plusieurs études expérimentales (Antoun et al., 2003 ; Roy, 2003). Il est d'ailleurs intéressant de noter que Wu et al. (2003b) ont observé que, pour de nombreux matériaux, la pression seuil d'initiation de l'endommagement mesurée expérimentalement est assez proche de la pression critique de cavitation homogène calculée à partir des propriétés macroscopiques de la matrice.

Le nombre de vides par unité de volume de matrice N_c est donné par

$$N_c(\tilde{P}_{max}) = N_T \int_0^{\tilde{P}_{max}} w(P_c)\,dP_c\,, \tag{2.3}$$

où $\tilde{P}_{max}$ est la valeur maximale atteinte par la pression macroscopique[15] et N_T est le nombre total de sites potentiels de nucléation par unité de volume de matrice. Par commodité, nous avons pris l'habitude d'exprimer cette quantité en fonction d'un paramètre b_0 représentant une distance caractéristique entre sites de nucléation :

$$N_T = 3/\left(4\pi\, b_0^3\right). \tag{2.4}$$

[15] Dans le modèle proposé, la nucléation de cavités est pilotée par la pression macroscopique. Il s'agit sans doute d'une hypothèse assez forte. Il semble en effet évident que de fortes variations de contrainte ont lieu à l'échelle de la microstructure d'un matériau endommagé. Par conséquent, la pression locale au niveau des sites de nucléation peut être différente de la pression macroscopique. Selon certains auteurs, les hétérogénéités de pression sont susceptibles d'influer sur le processus de nucléation (Roy, 2003 ; Trumel et al., 2009).

Pour réaliser les simulations numériques, la distribution continue des pressions de nucléation (2.2) est discrétisée. Pour cela, l'intervalle de pression de nucléation nous intéressant $\left[P_{oc}, \widetilde{P}^*\right]$ ($\widetilde{P}^*$ étant un majorant de la valeur maximale de pression attendue lors d'une simulation) est divisé en un nombre n_f de sous-intervalles de taille ΔP. A chaque sous-intervalle est associée une famille de sites de nucléation, identifiée par un indice i et caractérisée par une pression de nucléation P_{ci}, prise égale à la valeur médiane du sous-intervalle, et par le nombre de ces sites par unité de volume de matrice N_i :

$$P_{ci} = P_{oc} + \frac{2i-1}{2}\Delta P\,, \tag{2.5}$$

$$N_i = N_c(P_{ci} + \Delta P/2) - N_c(P_{ci} - \Delta P/2)\,. \qquad (1 \le i \le n_f) \tag{2.6}$$

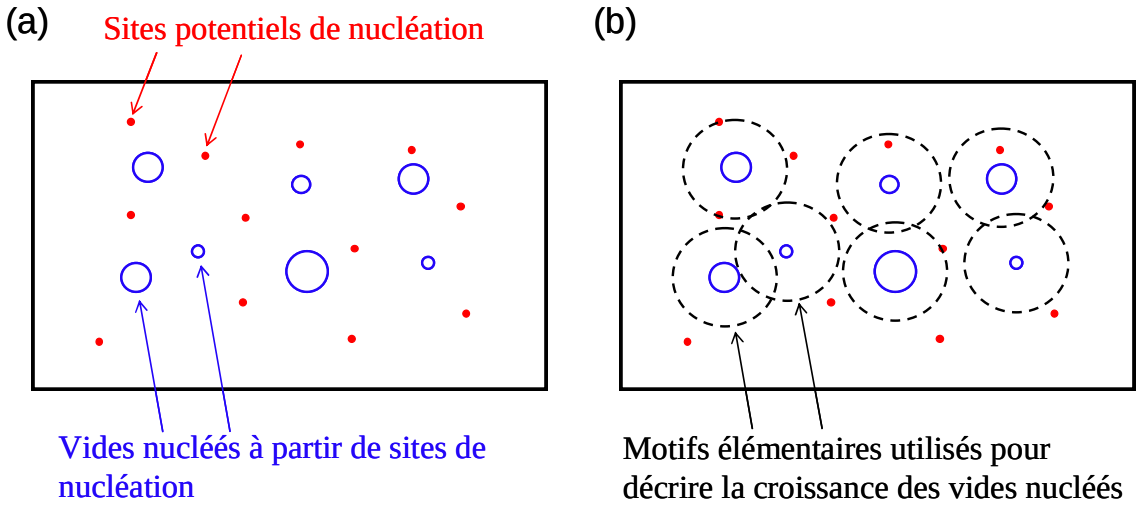


Fig. 2.3. Illustration de l'approche utilisée pour décrire la nucléation et la croissance de cavités sous choc. (a) Le VER contient des sites potentiels de nucléation. Un vide est nucléé au niveau d'un site lorsque la pression macroscopique dépasse la pression de nucléation de ce site. (b) Pour décrire la croissance des vides nucléés, un motif de sphère creuse est associé à chaque famille de vides.

Croissance des cavités. Lorsqu'une nouvelle famille de sites de nucléation est activée (i.e. quand la pression macroscopique, $\widetilde{P} = tr\left(\underline{\underline{\widetilde{\Sigma}}}\right)/3$, dépasse P_{ci}), un motif de sphère creuse est associé à cette famille pour décrire la croissance des vides. Au moment de la nucléation, le rayon du vide a_i et sa vitesse d'expansion $\dot{a}_i$ sont égaux à zéro. Le nombre de familles de vides actives et donc le nombre de motifs élémentaires associés à chaque point matériel varient au cours du temps. Lors de l'activation d'une nouvelle famille, le volume de matrice est redistribué entre les motifs de sphères creuses de telle façon que le rayon externe b_i soit, à cet instant, le même pour tous les motifs (schéma de construction iso-*b*). Pour lier la réponse des motifs élémentaires au comportement macroscopique du matériau, nous considérons ici le schéma d'homogénéisation de type Σ[16] (voir chapitre précédent), c'est-à-dire que la contrainte macroscopique est appliquée sur la frontière externe de tous les motifs. En outre, compte tenu des très forts niveaux de triaxialité des contraintes rencontrés dans les problèmes d'écaillage, nous négligeons l'effet des contraintes déviatoriques sur la croissance des cavités. Avec ces hypothèses, la croissance des vides est contrôlée par l'équation suivante :

[16] Le schéma de type *D* a également été considéré, mais ne sera pas discuté dans ce chapitre. Pour une comparaison entre les résultats des deux schémas, le lecteur peut se reporter à (Czarnota et al., 2008).

$$\tilde{P} = P_{stat}\left(f_i, \dot{f}_i\right) + \rho_0 \left\{ a_i \ddot{a}_i \left(1 - f_i^{1/3}\right) + \frac{3}{2}\dot{a}_i^{\,2}\left(1 - \frac{4}{3} f_i^{1/3} + \frac{1}{3} f_i^{4/3}\right)\right\}, \tag{2.7}$$

avec f_i la porosité locale au niveau du motif associé à la famille *i*, $f_i = a_i / b_i$. Dans cette équation, le second terme du membre de droite est une pression dynamique (cette dernière est identique à celle donnée par l'équation (1.8), mais a été réécrite en utilisant la relation $D_m^p = f\,\dot{a}/a$). La pression statique P_{stat} est définie comme le minimum entre la pression de nucléation du site et une pression viscoplastique donnée par le modèle GTN :

$$P_{static} = \min\left(P_{ci}, P_{visco}\right) \qquad \text{avec}$$

$$P_{visco} = \frac{2}{3q_2} \ln\left(\frac{1}{q_1 f_i}\right) \sigma_y\left(\bar{\varepsilon}_i, \dot{\bar{\varepsilon}}_i\right). \tag{2.8}$$

σ_y est la contrainte d'écoulement de la matrice et $\bar{\varepsilon}_i$ la déformation équivalente effective de la matrice au sein du motif *i*, voir (Czarnota et al., 2008) pour l'expression de cette quantité. q_1 et q_2 sont les paramètres du modèle GTN. La définition de P_{stat} peut sembler arbitraire, mais est motivée par certains éléments. Tout d'abord, il est évident qu'au moment de la nucléation du vide, P_{stat} doit être égale à la pression de cavitation. D'autre part, on peut se dire que lorsque la porosité au sein du motif aura atteint une valeur significative (de sorte que toute la matrice se déforme plastiquement), le comportement du motif pourra être décrit de manière appropriée par un modèle de milieu poreux de type GTN.

2.2 Comportement macroscopique

Equation d'état. Lors du passage d'une onde de choc, un matériau peut subir une forte compression, accompagnée par un changement de volume élastique pouvant approcher 10%. Dans de telles conditions, la réponse élastique du matériau va manifester un comportement non-linéaire. Pour décrire cela, nous avons utilisé une équation d'état de Mie-Gruneisen, modifiée afin de tenir du couplage avec l'endommagement (Jacques et al., 2010). La pression macroscopique est donnée par :

$$\tilde{P} = \frac{\tilde{k}\,\omega_e}{\left(1 + s\omega_e\right)^2}\left(1 + \frac{\Gamma_0 \omega_e}{2}\right) - \Gamma_0 \rho_0 \tilde{E}_m. \tag{2.9}$$

Dans cette équation, Γ_0 et *s* sont des paramètres. ω_e est un changement de volume élastique défini comme la différence entre le changement de volume total du matériau ω et celui induit par le développement des microvides ω_p :

$$\omega_e = \omega - \omega_p \quad \text{avec} \quad \omega = \det\left(\underline{\underline{\tilde{F}}}\right) - 1 \qquad \text{et} \qquad \omega_p = \frac{4\pi}{3}\sum_{i=1}^{n_a} N_i\, a_i^{\,3}, \tag{2.10}$$

où n_a est le nombre de familles de vides actives et $\underline{\underline{\tilde{F}}}$ est le tenseur gradient de la transformation macroscopique. Nous avons tenu compte de l'effet de l'endommagement sur le module de compressibilité $\tilde{k}$ en utilisant la formule de Mackenzie (1958), modifiée par Johnson (1981) :

$$\tilde{k} = k_0\left(1 - \tilde{f}\right)\frac{4\mu_0}{3k_0\tilde{f} + 4\mu_0}, \tag{2.11}$$

k_0 et μ_0 étant respectivement le module de compressibilité et de cisaillement du matériau sain. La porosité macroscopique peut être calculée par

$$\tilde{f} = \sum_{i=1}^{n_a} N_i \, a_i{}^3 \Big/ \sum_{i=1}^{n_a} N_i \, b_i{}^3 \, . \tag{2.12}$$

L'énergie interne par unité de masse $\tilde{E}_m$ est donnée par

$$\tilde{E}_m = \int_0^t \frac{1}{\tilde{\rho}} \tilde{\underline{\underline{\Sigma}}} : \tilde{\underline{\underline{D}}} \; d\tau - \tilde{K}_m \, , \tag{2.13}$$

$\tilde{\rho}$ étant la masse volumique du matériau endommagé et $\tilde{K}_m$ l'énergie cinétique par unité de masse associée à l'inertie microscopique :

$$\tilde{K}_m = \sum_{i=1}^{n_a} N_i \, 2\pi a_i^3 \dot{a}_i^2 \left(1 - f_i^{1/3}\right). \tag{2.14}$$

Comportement déviatorique et critère de rupture. A l'échelle macroscopique, le comportement déviatorique du matériau est de type élasto-viscoplastique. La fonction de plasticité suivante est utilisée :

$$\Phi_d = \frac{\tilde{\Sigma}_{eq}}{1 - \left(\tilde{f} / \tilde{f}_c\right)^{1/2}} - \sigma_y\left(\varepsilon^p, \dot{\varepsilon}^p\right) = 0 \, . \tag{2.15}$$

$\tilde{\Sigma}_{eq}$ est la contrainte équivalente au sens de von Mises du tenseur des contraintes macroscopiques et ε^p est la déformation plastique équivalente associée à Φ_d. $\tilde{f}_c$ est un paramètre du modèle appelé porosité critique. Ce paramètre est également utilisé comme critère de rupture lors des simulations : nous supposons que la rupture complète d'un point matériel survient lorsque la porosité moyenne dans le VER atteint cette porosité critique.

Dans la modélisation proposée, il n'y a pas de couplage entre comportement sphérique et déviatorique. La fonction Φ_d fait certes intervenir la porosité, mais l'évolution de cette dernière (au travers des mécanismes de nucléation et de croissance de cavités) est pilotée uniquement par la pression hydrostatique. Cette approche découplée n'est appropriée que pour des états de contraintes avec une très haute triaxialité. Le modèle d'endommagement proposé ici ne doit donc pas être considéré comme un modèle « généraliste », mais comme un modèle dédié à la simulation numérique de problèmes d'écaillage. Un modèle adapté à des états de contraintes de plus basse triaxialité sera présenté dans le prochain chapitre.

3. Simulations numériques d'essais d'impact de plaques et comparaison à l'expérience

3.1 Evolutions temporelles de vitesse en face arrière

Le modèle de comportement et d'endommagement proposé a été implanté dans le code de calculs par éléments finis ABAQUS/Explicit. Certains détails concernant les méthodes numériques utilisées peuvent être trouvés dans (Czarnota et al., 2008). Nous avons simulé les essais d'impact de plaques qui ont été réalisés par Roy (2003) et par Lin et al. (2004) pour du tantale (polycristallin). La procédure qui a été adoptée pour déterminer les paramètres du modèle est décrite en détails dans (Jacques et al., 2010). Nous noterons simplement que la

plupart des paramètres peuvent être identifiés à l'aide d'essais indépendants[17]. Seuls trois paramètres, qui caractérisent la population des sites potentiels de nucléation (η, β et b_0, voir Eqs. (2.2) et (2.4)), ne peuvent pas être déterminés directement. Il est nécessaire de les identifier par analyse inverse en les ajustant pour que les résultats des simulations reproduisent avec fidélité des mesures de vitesses expérimentales. Les courbes de vitesses qui ont été utilisées pour l'identification de ces paramètres, correspondant à trois essais menés pour différentes vitesses d'impact, et les résultats numériques associés sont présentés par la figure 2.4-a. L'étude de Roy (2003) comportait également des mesures obtenues en utilisant des impacteurs ayant des épaisseurs différentes. Ces essais ont été simulés numériquement afin de valider la modélisation, voir Fig. 2.4-b. Comme nous le voyons, un excellent accord entre les résultats numériques et expérimentaux est observé.

Nous avons également considéré les résultats des essais d'impact de plaques qui ont été réalisés par Lin et al. (2004) pour des vitesses d'impact allant jusqu'à 705 m/s. Pour la simulation de ces essais, nous n'avons pas modifié les paramètres matériaux identifiés précédemment. La figure 2.5 montre que, dans ce cas encore, les résultats des simulations concordent tout à fait avec les résultats expérimentaux.

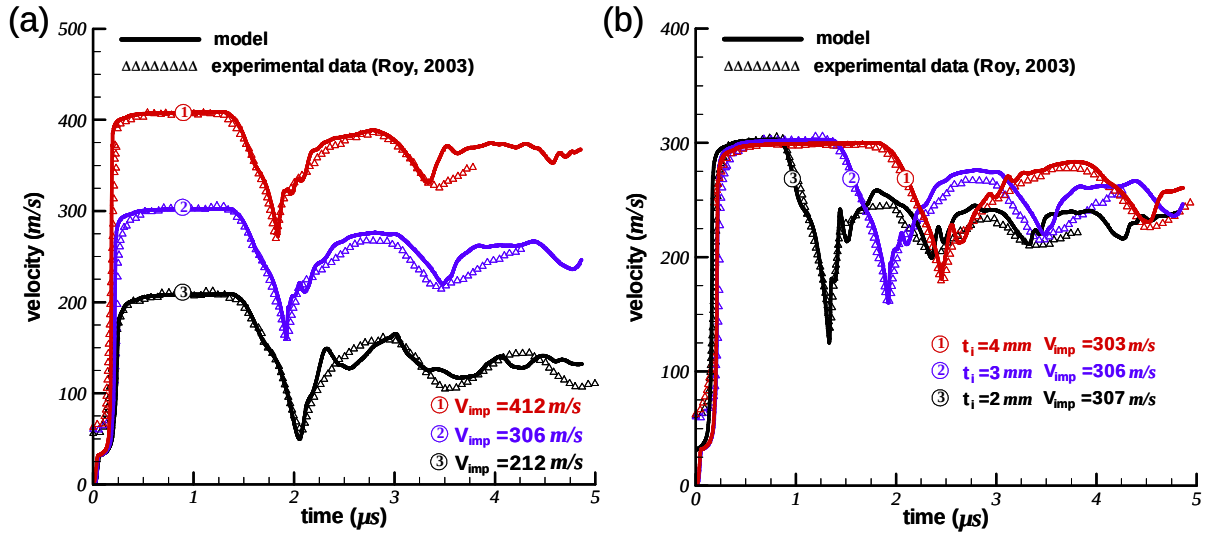


Fig. 2.4. Comparaison entre les mesures de vitesse de surface libre effectuées par Roy (2003) et les résultats de simulations numériques. (a) Essais réalisés pour différentes vitesses d'impact. (b) Essais réalisés avec différentes épaisseurs d'impacteur pour une vitesse d'impact d'environ 300 m/s. Voir (Jacques et al., 2010) pour plus de détails sur les configurations considérées.

[17] Par exemple, les paramètres liés au comportement viscoplastique du matériau intact ont été identifiés à partir d'essais de compression réalisés par Roy (2003) à l'aide de barres d'Hopkinson.

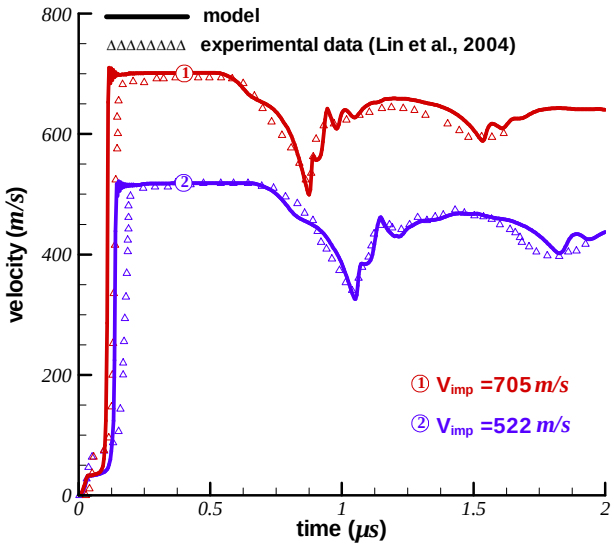


Fig. 2.5. Comparaison entre les mesures de vitesse de surface libre effectuées par Lin et al. (2004) et des résultats de simulations numériques. Voir (Jacques et al., 2010) pour plus de détails sur les configurations considérées.

3.2 Endommagement au sein des éprouvettes impactées

En plus des mesures de profils de vitesse, Roy (2003) a réalisé des observations très fines de l'état d'endommagement des éprouvettes à l'issue des essais d'impact. Pour cela, il a effectué des coupes transversales des plaques et mesuré le rayon de chaque vide visible dans le plan de coupe. A partir de ces données, il est possible de tracer la distribution statistique des tailles de vides au sein des éprouvettes. Le modèle qui est proposé permet également d'obtenir ce type d'information. En effet, au niveau de chaque élément du maillage, nous avons accès au rayon des vides des différentes familles, ainsi qu'à leur nombre par unité de volume. En combinant ces données pour l'ensemble des éléments, nous pouvons construire la distribution statistique des tailles de vides dans l'éprouvette. Néanmoins, des précautions particulières doivent être prises pour comparer les résultats expérimentaux et numériques. En effet, les données fournies par les simulations correspondent à la distribution des vides présents dans le volume de l'éprouvette, tandis que les données expérimentales correspondent aux cavités qui ont été observées dans un plan de coupe. Pour tenir compte des conditions expérimentales lors de comparaisons entre essais et calculs, nous avons mis au point une procédure numérique de type Monte-Carlo permettant de convertir les distributions volumiques que fournissent les simulations en des distributions « de plan de coupe ». Le principe de cette procédure est le suivant : un vide est positionné aléatoirement au sein d'un volume correspondant à celui examiné lors des expériences. Le rayon de ce vide est lui aussi tiré aléatoirement, mais en respectant la distribution volumique de tailles de vides. Connaissant la position et le rayon du vide, on peut déterminer si celui-ci est intersecté ou pas par le plan de coupe (Fig. 2.6). Si c'est le cas, on garde en mémoire son rayon. Ce tirage aléatoire (position et rayon) est répété un grand nombre de fois (10 millions de fois). Ensuite, avec les valeurs des rayons des vides qui étaient intersectés par le plan de coupe, une nouvelle distribution statistique est construite. La figure 2.7 montre une distribution expérimentale obtenue par Roy (2003), la distribution volumique prédite par une simulation de cet essai et la distribution « de plan de coupe » correspondante. Nous voyons que la distribution volumique et celle « de plan de coupe » ont des allures très différentes. Cela s'explique par le fait que la probabilité qu'une cavité soit intersectée par le plan de coupe est d'autant plus faible que son rayon est petit. Pour cette raison, les petits vides sont peu observés dans le plan de coupe. Lorsque la distribution « de

plan de coupe » est considérée, nous observons un bon accord avec les données de Roy (2003).

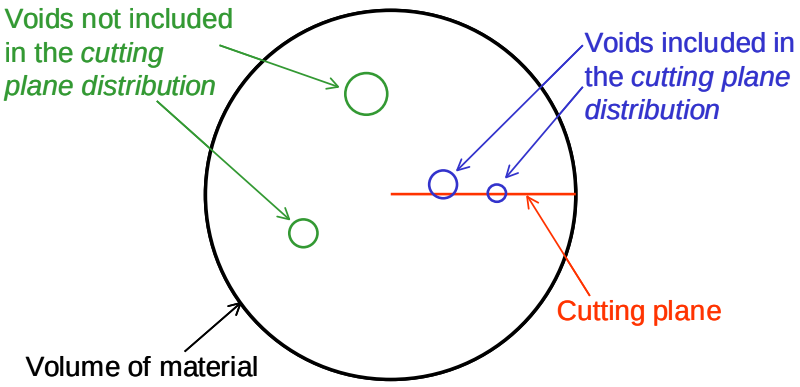


Fig. 2.6. Illustration de la procédure permettant de convertir une distribution statistique de tailles de vides présents dans un volume en une distribution de tailles de vides observés dans un plan de coupe. Une génération aléatoire de vides dans le volume est effectuée. La distribution « de plan de coupe » est ensuite construite à partir de la taille des cavités intersectées par le plan de coupe.

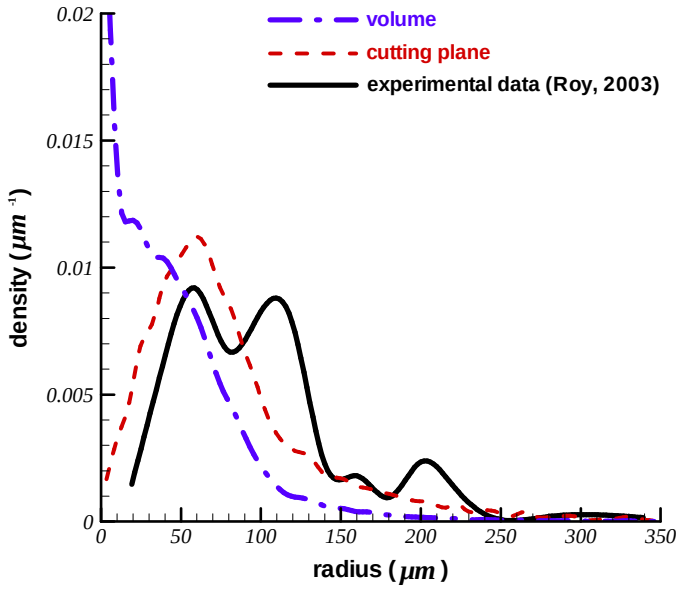


Fig. 2.7. Distribution statistique de tailles de vides dans une éprouvette de tantale impactée à 212 m/s. Comparaison entre des données expérimentales obtenues par Roy (2003) et des résultats de simulations. Voir (Jacques et al., 2010) pour plus de détails sur la configuration considérée.

La figure 2.8 montrent l'évolution du rayon moyen des vides en fonction de la vitesse d'impact, prévue par la modélisation et observée expérimentalement. Dans les deux cas, une forte décroissance du rayon moyen avec la vitesse d'impact apparait. Si la tendance expérimentale est correctement prédite par le modèle, nous observons néanmoins que les résultats numériques sont plus éloignés des mesures pour les vitesses d'impact les plus élevées. Nous attribuons cela au changement de mécanisme de coalescence mis en évidence par Roy (2003) : alors que la coalescence survient aux vitesses d'impact les plus faibles à un stade très avancé de l'endommagement au travers d'un mécanisme d'empiétement géométrique, des fissures reliant les vides apparaissent dans le cas de très fortes vitesses. Ce

phénomène n'est pas pris en compte dans la modélisation, où la rupture du matériau est supposée avoir lieu lorsque la porosité atteint une valeur critique, identique pour toutes les simulations.

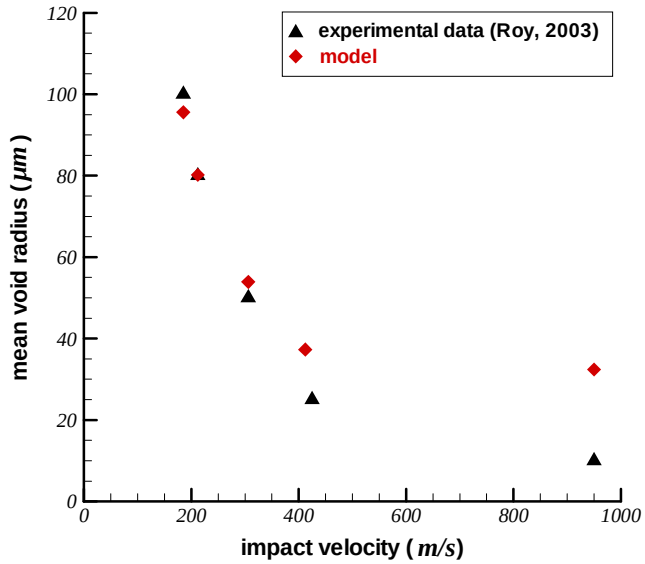


Fig. 2.8. Evolution du rayon moyen des cavités en fonction de la vitesse d'impact.

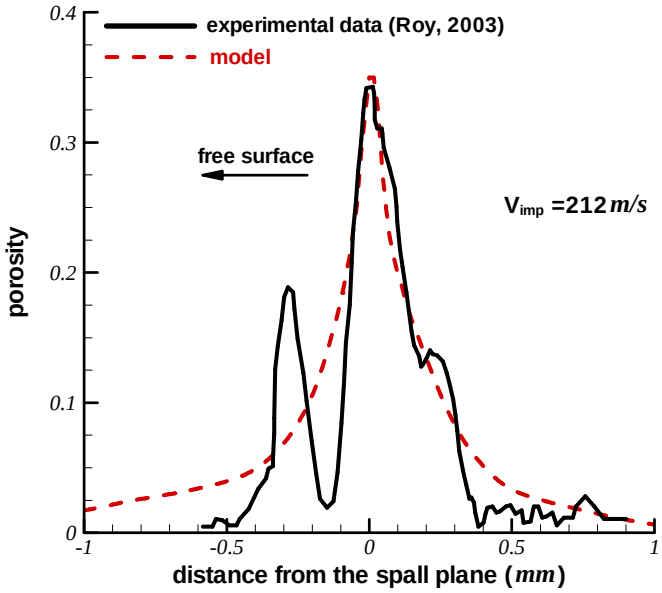


Fig. 2.9. Evolution de la porosité au travers de l'épaisseur d'une éprouvette de tantale impactée à 212 m/s.

La figure 2.9 montre l'évolution de la porosité au travers de l'épaisseur d'une éprouvette impactée à 212 m/s. La largeur de la zone fortement endommagée est correctement prévue par les simulations. Il faut noter que la courbe numérique correspond à des résultats obtenus après une étude de convergence du maillage. Il est bien connu que l'utilisation de modèles d'endommagement cause généralement des problèmes de localisation pathologique (illimitée) de l'endommagement et de la déformation : l'endommagement tend à se concentrer dans une zone d'épaisseur nulle rendant, impossible la convergence des résultats vis-à-vis du maillage (Bazant et Belytschko, 1985 ; Forest et Lorentz, 2004). Dans le cas quasi-statique, la suppression de ce problème requiert généralement d'avoir recours à des modèles non-locaux,

voir e.g. (Leblond et al., 1994 ; Enakoutsa et al., 2007, 2009) pour le cas de la rupture ductile. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, la prise en compte des effets micro-inertiels génère un effet régularisant pour les problèmes dynamiques et évite la dépendance pathologique des résultats par rapport au maillage (Jacques et al., 2012a). La bonne corrélation entre résultats expérimentaux et numériques observée à la figure 2.9 suggère que, pour le cas considéré, l'effet régularisant de la micro-inertie est suffisant pour décrire de manière satisfaisante le phénomène de localisation de l'endommagement.

3.3 Discussion

Un modèle destiné à décrire l'endommagement et la rupture de matériaux métalliques ductiles soumis à des sollicitations hautement dynamiques a été développé. Une comparaison des résultats numériques avec des données expérimentales de la littérature a été réalisée pour tester les capacités prédictives de ce modèle. Les données qui ont été considérées sont des profils temporels de vitesse et des observations de l'état de l'endommagement (tailles des vides et répartition de porosité) dans les éprouvettes impactées. Il est évident qu'il n'existe pas de validation définitive d'un modèle (on ne peut pas exclure qu'il puisse exister d'autres données expérimentales qui le mettraient en défaut). Nous pensons cependant que l'accord observé avec les différentes grandeurs considérées constitue un résultat très encourageant, tendant à accréditer les hypothèses sur lesquelles repose la modélisation (en particulier le rôle de l'inertie microscopique). En effet, il est sans doute possible de reproduire les profils de vitesse avec un modèle qui reposerait sur des hypothèses erronées, mais il est probablement beaucoup plus difficile de décrire également l'état d'endommagement dans le matériau. Pour illustrer ces propos, nous allons supposer que nous altérions intentionnellement le modèle en remplaçant la valeur de la masse volumique ρ_0 intervenant dans l'équation décrivant la croissance des vides (2.7) par une autre valeur $\hat{\rho}_0 = \lambda\rho_0$ (cela revient à considérer un modèle dans lequel les effets de micro-inertie ne sont pas correctement pris en compte). Est-il possible avec ce modèle (erroné) de reproduire les profils de vitesse expérimentaux avec la même précision que le modèle correct en adoptant un autre jeu de paramètres ? La réponse à cette question est affirmative, car le modèle altéré donne les mêmes résultats numériques que le modèle initial si l'on remplace la valeur b_0 de la distance caractéristique entre sites de nucléation, voir Eqs. (2.3) et (2.4), par $\hat{b}_0 = b_0/\sqrt{\lambda}$. Comme le paramètre b_0 ne peut être obtenu que par analyse inverse, nous voyons qu'une comparaison avec des profils de vitesse expérimentaux ne permet pas à elle seule de discriminer un modèle de l'autre. Considérons à présent les tailles de vides obtenues avec le modèle erroné. Ce dernier (toujours en prenant $\hat{b}_0 = b_0/\sqrt{\lambda}$) conduit à des tailles de vides divisées par $\sqrt{\lambda}$ comparativement aux résultats du modèle initial. Par conséquent, la distribution de tailles de vides qu'il prévoit n'est plus en accord avec les données expérimentales. Cette observation nous semble très importante, car elle montre que la validité d'une modélisation micromécanique de l'endommagement ne peut pas être établie uniquement sur la base de ses capacités prédictives en termes de profils de vitesse (données liées à la réponse macroscopique du matériau). Une validation plus poussée nécessite de prendre également en compte des observations microscopiques quantifiant la nature et le niveau d'endommagement.

Chapitre 3 : Modélisation de la propagation dynamique de fissures ductiles

1. Introduction

Dans le chapitre précédent, le problème de l'endommagement sous choc a été abordé. Les résultats obtenus semblent indiquer que ce phénomène est fortement affecté par les effets micro-inertiels. Un autre problème pouvant impliquer des sollicitations suffisamment intense pour que le rôle de l'inertie microscopique soit important est la propagation dynamique de fissures ductiles. En effet, d'après certaines études (Freund et al., 1986 ; Siegmund et Needleman, 1997 ; Xia et Cheng, 2000), des vitesses de déformation de l'ordre de 10^5 s^{-1} sont atteintes à proximité de la pointe de fissure, avec en outre des taux de triaxialité des contraintes relativement élevés (de l'ordre de 2 à 3). Ce type de sollicitation est susceptible de générer des croissances très rapides de cavités. Glennie (1972) proposa un modèle analytique pour décrire la propagation dynamique de fissures ductiles, dans lequel la croissance des cavités est décrite par une version dynamique du modèle de Rice et Tracey (1969). La modélisation proposée par Glennie (1972) est, de son propre aveu, très simplifiée ; elle n'inclut par exemple pas de couplage entre le développement de l'endommagement et le champ de contrainte en pointe de fissure. Les résultats qu'il obtint suggèrent cependant que les effets d'inertie associés à la croissance des vides pourraient avoir une influence significative sur les vitesses de propagation de fissures. Malgré cela, les travaux menés par la suite sur la simulation et l'analyse de la propagation dynamique de fissures ductiles reposent tous, à notre connaissance, sur l'utilisation de modèles d'endommagement viscoplastiques, négligeant la contribution inertielle (Needleman et Tverggard, 1991a,b, 1994 ; Xia et Cheng, 2000).

Un des principaux objectifs de ce chapitre est d'étudier le rôle de l'inertie microscopique lors de la propagation dynamique de fissures ductiles. Pour cela, un nouveau modèle de comportement et d'endommagement a été mis au point. Par rapport au modèle décrit dans le chapitre précédent, celui-ci tient compte de l'effet des contraintes déviatoriques sur l'évolution de l'endommagement. Cela était nécessaire car les problèmes de propagation de fissures n'impliquent pas des taux de triaxialité des contraintes aussi élevés que l'écaillage. Aussi, les variables internes utilisées pour décrire l'endommagement sont différentes. Lorsque les effets micro-inertiels sont pris en compte, il n'est plus possible d'utiliser la seule porosité comme variable d'endommagement ; des informations concernant les tailles de vides sont nécessaires. Le modèle présenté dans le chapitre précédent impliquait un nombre de variables internes très important car le rayon des vides de chaque famille était utilisé comme variable d'endommagement. Dans ce chapitre, nous montrerons qu'il est possible sous certaines hypothèses de décrire l'état d'endommagement (en tenant compte de l'hétérogénéité des tailles des vides dans le matériau) à l'aide de seulement trois variables internes.

2. Modèle d'endommagement dynamique

2.1 VER, procédure d'homogénéisation et comportement macroscopique

Le VER utilisé est constitué d'une collection de motifs de sphères creuses (Fig. 1.3). Nous supposons que la porosité *f* est la même au niveau de tous les motifs (**schéma de construction**

homothétique, voir chap. 1, § 2.2). Considérons pour l'instant que nous connaissons le nombre de cavités par unité de volume de matériau poreux N et la distribution statistique de tailles de vides $w(a)$. Nous rappelons que la porosité moyenne dans le VER est liée à ces deux grandeurs par la relation (1.9). La contrainte $\underline{\underline{\Sigma}}$ au niveau de chaque motif est la somme d'une contribution statique et dynamique :

$$\underline{\underline{\Sigma}} = \underline{\underline{\Sigma}}^{sta} + P^{dyn} \cdot \underline{\underline{I}}, \tag{3.1}$$

où P^{dyn} est définie par l'équation (1.8). Une version viscoplastique du modèle de Gurson, Tvergaard et Needleman (GTN) est utilisée pour décrire la contrainte statique ; la surface de plasticité est :

$$\Phi = \left(\frac{\Sigma_{eq}^{sta}}{\overline{\sigma}} \right) + 2q_1 f \cosh\left(\frac{3}{2} q_2 \frac{\Sigma_m^{sta}}{\overline{\sigma}} \right) - 1 - \left(q_1 f\right)^2, \tag{3.2}$$

avec $\Sigma_{eq}^{sta} = \sqrt{3\left(\underline{\underline{\mathbf{S}}}^{sta} : \underline{\underline{\mathbf{S}}}^{sta}\right)/2}$, $\Sigma_m^{sta} = \mathrm{tr}\left(\underline{\underline{\Sigma}}^{sta}\right)/3$ et $\underline{\underline{\mathbf{S}}}^{sta} = \underline{\underline{\Sigma}}^{sta} - \Sigma_m^{sta} \cdot \underline{\underline{I}}$. $\overline{\sigma}$ représente la contrainte d'écoulement de la matrice. Celle-ci est supposée dépendre de la vitesse de déformation effective de la matrice $\dot{\overline{\varepsilon}}$, de la déformation cumulée correspondante $\overline{\varepsilon} = \int \dot{\overline{\varepsilon}} dt$ et de la température T : $\overline{\sigma} = \overline{\sigma}\left(\overline{\varepsilon}, \dot{\overline{\varepsilon}}, T\right)$. Nous noterons que le modèle de coalescence introduit par Tvergaard et Needleman (1984), basé sur l'utilisation d'une porosité fictive f^*, n'a pas été utilisé ici. Ce modèle a été développé sur la base de résultats de simulations quasi-statiques de VER de matériaux poreux à microstructure périodique. Nous avons récemment mené des simulations numériques de ce type pour le cas dynamique (Jacques et al., 2012c). Les résultats obtenus montrent que les mécanismes de coalescence peuvent être assez différents sous sollicitations dynamiques, comparativement au cas quasi-statique. Il a été en particulier observé que l'inertie peut considérablement retarder la striction des ligaments inter-vides, et même parfois la supprimer (la coalescence intervient dans ce cas par un mécanisme dit d'empiètement géométrique, aussi observé expérimentalement (Curran et al., 1987 ; Roy, 2003 ; Venkert et al., 2001)). Cela soulève de sérieux doutes concernant l'applicabilité du modèle de coalescence de Tvergaard et Needleman (1984) à des problèmes dynamiques.

Le comportement macroscopique du VER est obtenu à l'aide du **schéma d'homogénéisation de type *D***. Cela signifie que la vitesse de déformation plastique macroscopique est appliquée à l'ensemble des motifs élémentaires, $\underline{\underline{D}}^p = \underline{\underline{\tilde{D}}}^p$. La contrainte macroscopique est la somme d'une composante statique et dynamique :

$$\underline{\underline{\tilde{\Sigma}}} = \underline{\underline{\tilde{\Sigma}}}^{sta} + \tilde{P}^{dyn} \cdot \underline{\underline{I}}. \tag{3.3}$$

La vitesse de déformation plastique et la porosité ont (par hypothèse) la même valeur au niveau de tous les motifs de sphères creuses. Comme le modèle GTN (3.2) n'incorpore aucun effet d'échelle, la contrainte statique $\underline{\underline{\Sigma}}^{sta}$ est identique pour tous les motifs et est égale à la valeur macroscopique, $\underline{\underline{\tilde{\Sigma}}}^{sta} = \underline{\underline{\Sigma}}^{sta}$. Cela implique que la contrainte statique macroscopique $\underline{\underline{\tilde{\Sigma}}}^{sta}$ vérifie le critère GTN (3.2).

La pression dynamique $\tilde{P}^{dyn}$ est quant à elle donnée par la relation suivante (Jacques et al., 2012) :

$$\tilde{P}^{dyn} = \rho_0 \tilde{a}^2 \left[\dot{\tilde{D}}_m^p \left(\tilde{f}^{-1} - \tilde{f}^{-2/3} \right) + \tilde{D}_m^{p\,2} \left(3\tilde{f}^{-1} - \frac{5}{2} \tilde{f}^{-2/3} - \frac{1}{2} \tilde{f}^{-2} \right) \right] \qquad \text{avec}$$

$$\tilde{a}^2 = \frac{\int_0^\infty a^5 w(a) da}{\int_0^\infty a^3 w(a) da}. \qquad (3.4)$$

Comme nous le voyons, l'utilisation combinée d'une construction de VER iso-*f* et d'un schéma d'homogénéisation de type *D* (voir chap. 1, § 2.2) conduit à une loi de comportement ayant une forme remarquablement simple. En effet, la contrainte au niveau macroscopique a la la même forme que pour un seul motif de sphère creuse. Toute l'information concernant la distribution des tailles de vides au sein du matériau est condensée dans le rayon effectif $\tilde{a}$.

L'élasticité du matériau est prise en compte à l'échelle macroscopique en supposant une décomposition additive du tenseur taux de déformation en parties plastique et élastique :

$$\underline{\underline{\tilde{D}}} = \underline{\underline{\tilde{D}}}^e + \underline{\underline{\tilde{D}}}^p. \qquad (3.5)$$

La partie plastique est donnée par la loi d'écoulement associée au modèle GTN :

$$\underline{\underline{\tilde{D}}}^p = H \frac{\partial \Phi}{\partial \underline{\underline{\tilde{\Sigma}}}^{sta}}, \qquad H \geq 0, \qquad \Phi \leq 0, \qquad H \cdot \Phi = 0. \qquad (3.6)$$

La relation suivante est utilisée pour décrire le comportement élastique :

$$\overset{\nabla}{\underline{\underline{\tilde{\Sigma}}}} = \frac{E}{1+\nu}\left[\underline{\underline{\tilde{D}}}^e + \frac{\nu}{1-2\nu}\mathrm{tr}\left(\underline{\underline{\tilde{D}}}^e\right)\cdot \underline{\underline{I}}\right], \qquad (3.7)$$

où $\overset{\nabla}{\underline{\underline{\tilde{\Sigma}}}}$ est la dérivée objective de Green-Nagdhi du tenseur des contraintes de Cauchy (une autre dérivée objective pourrait tout aussi bien être utilisée). *E* et *v* sont respectivement le module d'Young et le coefficient de Poisson (supposés constants).

2.2 Variables internes et lois d'évolution associées

Comme mentionné précédemment, la prise en compte de la micro-inertie fait qu'il n'est plus possible d'utiliser uniquement la porosité comme variable d'endommagement. En effet, la pression dynamique (3.4) dépend de la distribution de tailles de vides dans le matériau $w(a)$. On pourrait craindre de prime abord qu'il soit nécessaire de mettre à jour cette distribution durant les simulations afin de décrire proprement les effets micro-inertiels. Cependant, comme l'effet de la distribution des rayons des vides n'intervient qu'au travers du rayon effectif $\tilde{a}$ (3.4), il n'est en fait pas nécessaire de travailler avec la distribution complète ; on peut à la place utiliser un petit nombre de variables internes qui permettent de calculer $\tilde{a}$. Nous proposons d'utiliser trois variables d'endommagement :

1) La porosité $\tilde{f}$.

2) Le nombre de vides par unité de volume (de matériau poreux) *N*.

3) Si tous les vides avaient le même rayon, ces deux variables seraient suffisantes. En effet, le rayon des vides est dans ce cas égal à $\sqrt[3]{\tilde{f}/(4\pi N/3)}$. Dans le cas où les vides n'ont pas la même taille, il est nécessaire d'introduite une troisième variable. Celle-ci, notée *c* et appelée coefficient d'hétérogénéité de tailles de vides, est définie par :

$$c = \frac{a_5}{a_3}, \qquad (3.8)$$

où a_k (avec k=3 ou k=5) est une quantité que nous appellerons $k^{\text{ème}}$ rayon caractéristique de la distribution de tailles de vides, donnée par

$$a_k = \sqrt[k]{\int_0^\infty a^k w(a) da} \ . \tag{3.9}$$

Notons que a_3 peut être calculé à partir de la porosité et du nombre de vides par unité de volume par la relation suivante (voir Eq. (1.9)) :

$$a_3 = \sqrt[3]{\frac{\tilde{f}}{4\pi N/3}} \ . \tag{3.10}$$

Ainsi, le rayon effectif $\tilde{a}$ peut être exprimé en fonction des trois variables d'endommagement :

$$\boxed{\tilde{a} = c^{5/2} \cdot \sqrt[3]{\frac{\tilde{f}}{4\pi N/3}}} . \tag{3.11}$$

Nous allons maintenant établir les lois d'évolution associées à ces trois variables internes. En l'absence de nucléation de cavités, l'évolution du nombre de vides par unité de volume N peut être obtenue à partir de l'hypothèse d'incompressibilité de la matrice, qui conduit à la relation suivante (Jacques et al., 2012a) :

$$\dot{N} = -3N \cdot \tilde{D}_m^p \ . \tag{3.12}$$

Si de nouveaux vides sont nucléés lors de la déformation du matériau, une contribution supplémentaire va intervenir dans l'équation donnant l'évolution de N :

$$\boxed{\dot{N} = -3N \cdot \tilde{D}_m^p + \dot{N}_{nu}} . \tag{3.12b}$$

Différents modèles pourraient être utilisés pour décrire le terme de nucléation $\dot{N}_{nu}$. Les problèmes de propagation de fissures n'impliquent pas des très forts niveaux de pression hydrostatique comme les problèmes de choc. Pour cette raison, nous pensons que la nucléation de cavités va être principalement induite par la rupture et la décohésion d'inclusions. Même si certaines études suggèrent que ce phénomène dépend à la fois des niveaux de déformation plastique et de contrainte (Lee et Mear, 1999 ; Needleman, 1987 ; Shabrov et al., 2002), nous nous limitons ici à un modèle de nucléation contrôlé par la déformation plastique. Nous inspirant des travaux de Chu et Needleman (1980), le taux de nucléation est écrit sous la forme suivante :

$$\dot{N}_{nu} = \left(1 - \tilde{f}\right) A(\bar{\varepsilon}) \dot{\bar{\varepsilon}} \qquad \text{avec}$$

$$A(\bar{\varepsilon}) = \frac{N_N}{s_N \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\bar{\varepsilon} - e_N}{s_N} \right)^2 \right] . \tag{3.13}$$

N_N, e_N et s_N sont des paramètres du modèle. Le terme $\left(1 - \tilde{f}\right)$ a été introduit pour tenir compte du fait que les nouveaux vides sont nucléés uniquement à partir de la matrice. Nous supposons que la taille des cavités nucléées est égale à celle des inclusions leur donnant naissance. Nous introduisons $w_{nu}(a)$, la distribution statistique des tailles des inclusions[18].

[18] Notons qu'en écrivant que $w_{nu}(a)$ est fonction uniquement de la taille des vides, nous supposons tacitement qu'il n'y a pas de lien entre la taille d'une inclusion et la déformation plastique pour laquelle la nucléation de la cavité survient. Il convient cependant de noter que les simulations micromécaniques de Needleman (1987) mirent en évidence un effet de la taille des inclusions : les petites inclusions ont une plus grande résistance à la décohésion que les grandes (pour des propriétés d'interface matrice-inclusion données). Ce phénomène pourrait être pris en compte en incluant une dépendance à la déformation plastique de la forme $w_{nu}(\bar{\varepsilon}; a)$.

En négligeant le changement de volume de la matrice, l'évolution de la porosité est donnée par (Leblond, 2003)

$$\dot{\tilde{f}} = 3\cdot\left(1-\tilde{f}\right)\tilde{D}_m^p + \frac{\dot{\omega}_{nu}}{\Omega}, \tag{3.14}$$

où $\dot{\omega}_{nu}$ est le volume de vide créé par unité de temps par la nucléation de nouveaux vides et Ω est le volume total de matériau poreux. Ces quantités sont liées au taux de nucléation $\dot{N}_{nu}$ et à la distribution de tailles des inclusions $w_{nu}(a)$ par la relation suivante :

$$\frac{\dot{\omega}_{nu}}{\Omega} = \frac{4}{3}\pi {a_{3nu}}^3 \dot{N}_{nu}, \tag{3.15}$$

où a_{3nu} est le 3$^{\text{ème}}$ rayon caractéristique de la distribution de tailles d'inclusions (voir Eq. 3.9). L'équation (3.14) peut ainsi être réécrite sous la forme suivante :

$$\boxed{\dot{\tilde{f}} = 3\cdot\left(1-\tilde{f}\right)\tilde{D}_m^p + \frac{4}{3}\pi {a_{3nu}}^3 \dot{N}_{nu}}. \tag{3.14b}$$

La mise en place de l'équation donnant l'évolution du coefficient d'hétérogénéité de tailles de vides est un peu plus délicate. Commençons par établir une loi d'évolution pour le rayon caractéristique a_k (3.9). Considérons pour cela un intervalle de temps infinitésimal $[t,\ t+dt]$. A la fin de cet intervalle, il existe deux types de vides dans le matériau : ceux déjà présents à l'instant t (qui ont grossi par déformation plastique de la matrice) et ceux qui ont été nucléés pendant l'intervalle. Par conséquent, la distribution de tailles de vides à $t+dt$ peut être écrite sous la forme suivante :

$$w(t+dt;a) = \left(1-\frac{dN_{nu}}{N}\right)w^*(a) + \frac{dN_{nu}}{N}w_{nu}(a) \qquad \text{avec}$$

$$dN_{nu} = \dot{N}_{nu}dt. \tag{3.15}$$

$w^*(a)$ correspond aux vides déjà présents à l'instant t. A cause de la croissance des cavités, $w^*(a)$ n'est pas identique à $w(t;a)$. L'évolution du rayon d'une cavité est donnée par (Czarnota et al., 2006)

$$\dot{a} = a\frac{\tilde{D}_m^p}{\tilde{f}}. \tag{3.16}$$

En utilisant cette expression, il est possible de relier la valeur du rayon d'un vide à l'instant $t+dt$ et celle à l'instant t :

$$a(t+dt) = B\cdot a(t) \qquad \text{avec} \qquad B = \exp\left(\int_t^{t+dt}\frac{\tilde{D}_m^p}{\tilde{f}}d\tau\right) \approx 1+\frac{\tilde{D}_m^p}{\tilde{f}}dt \tag{3.17}$$

Cette relation permet d'établir que (Jacques et al., 2012a)

$$w^*(a) = \frac{1}{B}w\left(t;\frac{a}{B}\right). \tag{3.18}$$

Le $k^{\text{ème}}$ rayon caractéristique de $w^*(a)$, voir Eq. (3.9), peut donc être exprimé par

$$a_k^* = B\cdot a_k(t) \approx \left(1+\frac{\tilde{D}_m^p}{\tilde{f}}dt\right)\cdot a_k(t). \tag{3.19}$$

En considérant l'équation (3.15), on peut montrer le rayon caractéristique a_k (3.9) à l'instant $t+dt$ est donné par

$$\left(a_k(t+dt)\right)^k = \left(1-\frac{dN_{nu}}{N}\right)\left(a_k^*\right)^k + \frac{dN_{nu}}{N}\left(a_{knu}\right)^k, \tag{3.20}$$

a_{knu} étant le $k^{\text{ème}}$ rayon caractéristique de la distribution de tailles d'inclusions $w_{nu}(a)$. En considérant la limite de cette expression quand dt tend vers zéro, l'équation différentielle suivante, décrivant l'évolution de a_k, peut être obtenue après quelques calculs :

$$\dot{a}_k = a_k \left[\frac{\widetilde{D}_m^p}{\widetilde{f}} + \frac{1}{k} \left(-1 + \left(\frac{a_{knu}}{a_k} \right)^k \right) \frac{\dot{N}_{nu}}{N} \right]. \tag{3.21}$$

On peut à l'aide de cette expression écrire la loi d'évolution pour le coefficient d'hétérogénéité de tailles de vides (3.8) sous la forme suivante :

$$\boxed{\dot{c} = c \frac{\dot{N}_{nu}}{N} \left[\frac{2}{15} + \frac{1}{5} \left(\frac{c_{nu} \cdot a_{3nu}}{c \cdot a_3} \right)^5 - \frac{1}{3} \left(\frac{a_{3nu}}{a_3} \right)^3 \right]} \quad \text{avec} \quad c_{nu} = \frac{a_{5nu}}{a_{3nu}}. \tag{3.22}$$

L'équation (3.22) dépend de deux paramètres[19], a_{3nu} et a_{5nu} qui sont liés à la taille des inclusions présentes dans le matériau. Il est intéressant de noter que l'évolution du coefficient d'hétérogénéité de tailles de vides est liée à la nucléation de nouveaux vides : c reste constant si le taux de nucléation est nul.

De manière classique, la loi d'évolution de la déformation plastique effective de la matrice est obtenue en utilisant la notion de dissipation plastique équivalente :

$$\left(1 - \widetilde{f}\right) \overline{\sigma} \, \dot{\bar{\varepsilon}} = \underline{\underline{\widetilde{\Sigma}}}^{sta} : \underline{\underline{\widetilde{D}}}^p. \tag{3.23}$$

En négligeant les échanges thermiques par conduction et en supposant qu'une partie fixe du travail plastique est convertie en chaleur, l'évolution de la température de la matrice est donnée par l'équation suivante :

$$\rho_0 C_0 \dot{T} = \beta_{TQ} \overline{\sigma} \, \dot{\bar{\varepsilon}}. \tag{3.24}$$

avec C_0 la capacité calorifique massique de la matrice et β_{TQ} le coefficient de Taylor-Quinney.

2.2 Remarques concernant la mise en œuvre numérique du modèle

Le modèle de comportement et d'endommagement qui vient d'être présenté a été intégré dans le code de calculs par éléments finis ABAQUS/Explicit. Les aspects liés aux techniques numériques employées ne seront par décrits en détails ici. Nous précisons néanmoins que la mise au point d'un algorithme efficace pour l'intégration numérique des équations du modèle n'a pas été sans difficulté. Différentes méthodes ont été testées et, à ce jour, celle constituant le meilleur compromis entre robustesse, temps de calculs et simplicité de programmation est un algorithme semi-implicite de type prédicteur-correcteur, inspiré des travaux d'Aravas (1987) et de Enakoutsa et al. (2007). Dans cet algorithme, les variables d'endommagement ($\widetilde{f}$, N et c), ainsi que la température T, sont traitées explicitement. Le fonctionnement de l'algorithme requiert la résolution d'un système de trois équations dont les inconnues sont la partie sphérique du tenseur vitesse de déformation plastique $\widetilde{D}^p_{m(t+\Delta t)}$, un scalaire associé à la partie déviatorique de ce même tenseur $\widetilde{D}^p_{eq_{(t+\Delta t)}} = \sqrt{2\left(\widetilde{D}^{p'}_{(t+\Delta t)} : \widetilde{D}^{p'}_{(t+\Delta t)}\right)/3}$ et la vitesse de déformation effective de la matrice $\dot{\bar{\varepsilon}}_{(t+\Delta t)}$. La dérivée par rapport au temps de la vitesse de

[19] Nous rappelons que a_3 peut être calculé à partir de la porosité et du nombre de vides par unité de volume grâce à l'Eq. (3.10).

déformation plastique volumique, nécessaire pour le calcul de la pression inertielle, est estimée par une formule de différence finie :

$$\tilde{\dot{D}}^{p}_{m(t+\Delta t)} = \frac{\tilde{D}^{p}_{m(t+\Delta t)} - \tilde{D}^{p}_{m(t)}}{\theta \cdot \Delta t} - \frac{1-\theta}{\theta} \tilde{\dot{D}}^{p}_{m(t)}, \tag{3.25}$$

où Δt est le pas de temps et θ est un paramètre devant être compris entre 0 et 1. Afin de contrôler la précision de l'intégration numérique, en particulier concernant les variables traitées explicitement, une stratégie de sous-incrémentation a été employée. Cela signifie que le pas de temps utilisé pour l'intégration de la loi de comportement peut être inférieur au pas de temps global de la simulation. La taille du pas de temps local est déterminée afin que l'augmentation de porosité sur ce pas reste inférieure à une certaine tolérance.

Le traitement de la rupture est réalisé par une technique de suppression d'éléments : lorsque la porosité au niveau d'un élément[20] atteint une valeur critique, cet élément est rendu inactif (il ne contribue plus au calcul du vecteur des forces internes). Cette façon de faire peut sembler assez sommaire. Cependant, nous avons observé que les résultats des simulations ne dépendent pas trop de la valeur de porosité critique utilisée (Jacques et al., 2012b).

3. Comparaison avec des simulations micromécaniques par éléments finis

Afin de proposer une première validation du modèle qui vient d'être décrit, des calculs dynamiques par éléments finis d'un VER de matériau poreux à microstructure périodique ont été réalisés. Nous précisons que ces simulations ne fournissent qu'une validation très partielle de la modélisation proposée, car elles portent sur un cas où les vides sont déjà présents initialement et ont la même taille.

Les simulations ont été faites avec le code de calculs ABAQUS/Explicit. Nous avons considéré un modèle axisymétrique contenant une cavité initialement sphérique (Fig. 3.1). Il est connu que ce type de modèle représente approximativement un matériau dans lequel les vides sont positionnés sur un réseau hexagonal (Tvergaard, 1982). Initialement, la hauteur et la largeur du domaine de calcul sont identiques et égaux à 361.7 µm et le rayon de la cavité est de 22 µm, donnant une porosité de 1.5×10^{-4}. Le maillage est constitué de 2085 éléments à 4 nœuds avec interpolation bi-linéaire et intégration réduite (appelés CAX4R dans la documentation ABAQUS) et de 15 triangles linéaires (CAX3). La méthode de maillage adaptif d'ABAQUS a été utilisée afin de limiter la distorsion des éléments dans zone située à proximité du bord de la cavité. Dans les simulations, la cellule est soumise à un état de déformation uniaxiale : le déplacement radial est fixé à zéro sur les bords latéraux du domaine et une vitesse verticale est prescrite sur le bord supérieur. Dans la plupart des calculs, l'évolution temporelle de cette vitesse est telle que la cellule subisse une vitesse de déformation macroscopique constante, mais une simulation a aussi été menée pour une vitesse de déformation variable.

[20] Dans toutes les simulations, des éléments à intégration réduite comportant un seul point de Gauss ont été employés.

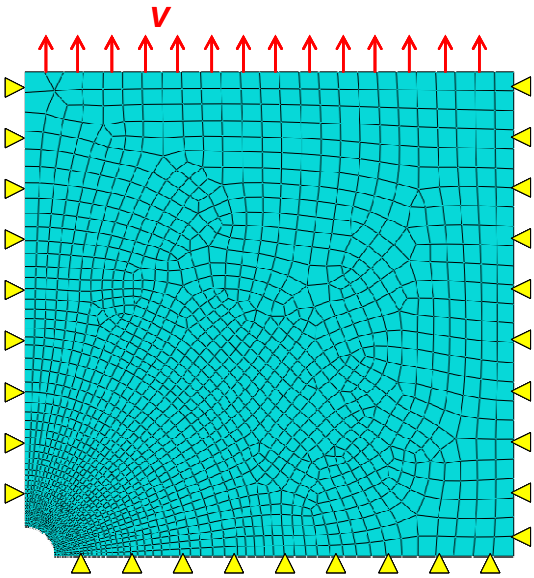


Fig. 3.1. Modèle axisymétrique d'un matériau poreux à microstructure périodique. Les conditions aux limites symbolisées sur le dessin correspondent à une sollicitation en déformation uniaxiale.

Le matériau constituant la matrice a un comportement élasto-viscoplastique décrit par la théorie du J_2 ; sa contrainte d'écoulement est donnée par la relation suivante :

$$\bar{\sigma}\left(\bar{\varepsilon},\dot{\bar{\varepsilon}},T\right)=A\left(\varepsilon_0+\bar{\varepsilon}\right)^n\left(1+\left(\frac{\dot{\bar{\varepsilon}}}{\dot{\varepsilon}_0}\right)^m\right)\left(1-\theta^{\nu_T}\right) \quad \text{avec} \quad \theta=\frac{T-T_{ref}}{T_m-T_{ref}}\,. \tag{3.26}$$

L'échauffement induit par la déformation plastique est pris en compte en considérant des conditions adiabatiques et le modèle de Taylor-Quinney, Eq. (3.24). Les paramètres suivants, représentatifs d'un acier de construction navale, ont été utilisés pour les simulations : E=2.1×10^{11} Pa, ν=0.3, ρ_0=7850 kg/m^3, A=900×10^6 Pa, ε_0=0.023, n=0.167, $\dot{\varepsilon}_0$=1.86×10^{-6} s^{-1}, m=0.057, T_{ref}=50 K, T_m=1773 K, ν_T=0.32, C_0=470 J/kg/K, β_{TQ}=1. La température initiale est T_0=300 K.

La figure 3.2 montre une comparaison des courbes contrainte-déformation obtenues, pour différentes vitesses de déformation (10000 s^{-1}, 20000 s^{-1} et 40000 s^{-1}), avec les calculs par éléments finis, le modèle proposé (incluant effets micro-inertiels) et le modèle GTN viscoplastique. Les paramètres q_1 et q_2, intervenant dans ces deux modèles, ont été pris égaux à 1.25 et 1, respectivement. Nous voyons que les simulations numériques prévoient une évolution de la contrainte en escalier lors du début de la déformation. Ce phénomène est lié au fait que nous appliquons instantanément au début des calculs une vitesse sur le bord supérieur du motif (Fig. 3.1), générant ainsi des ondes élastiques qui se propagent dans le domaine et se réfléchissent sur ses frontières. Ces ondes sont sans grande importance car elles s'estompent rapidement lorsque le matériau commence à se déformer plastiquement (pour une déformation supérieure à 0.01). La figure 3.2 montre que le modèle proposé reproduit les résultats des calculs par éléments finis avec une bien meilleure fidélité que le modèle GTN. Tout d'abord, l'évolution de la valeur maximale de la contrainte avec la vitesse de déformation imposée n'est pas correctement décrite par le modèle GTN, le désaccord augmentant pour les plus grandes vitesses de déformation. En outre, nous voyons que les courbes contrainte-déformation données par les simulations présentent des oscillations qui sont d'autant plus marquées que la vitesse de déformation prescrite est importante. Ce phénomène est lié aux effets d'inertie qui, s'ils ralentissent la croissance de la cavité dans certaines phases de la

réponse du matériau, peuvent aussi l'assister à d'autres moments (Jacques et al., 2012a). Ces oscillations sont en fait induites par des transferts entre énergie élastique et énergie cinétique. Nous voyons qu'elles sont bien reproduites par le modèle proposé. Ce n'est pas le cas avec le modèle GTN (quasi-statique) qui prévoit une décroissance monotone de la contrainte.

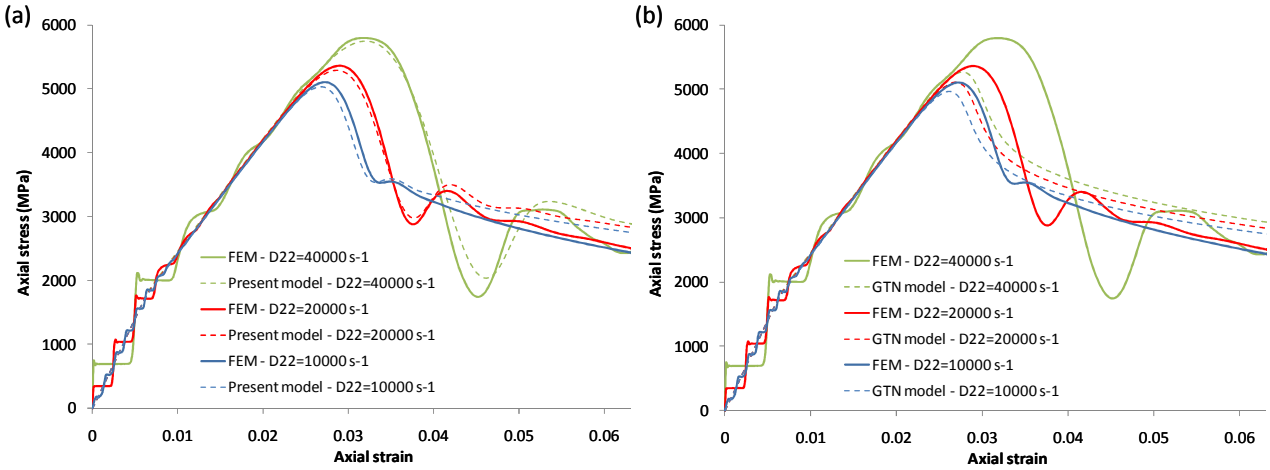


Fig. 3.2. Réponse d'un matériau poreux sollicité en déformation uniaxiale à vitesse de déformation constante. Comparaison des résultats des calculs numériques micromécaniques avec (a) ceux du modèle avec micro-inertie et (b) ceux du modèle GTN viscoplastique.

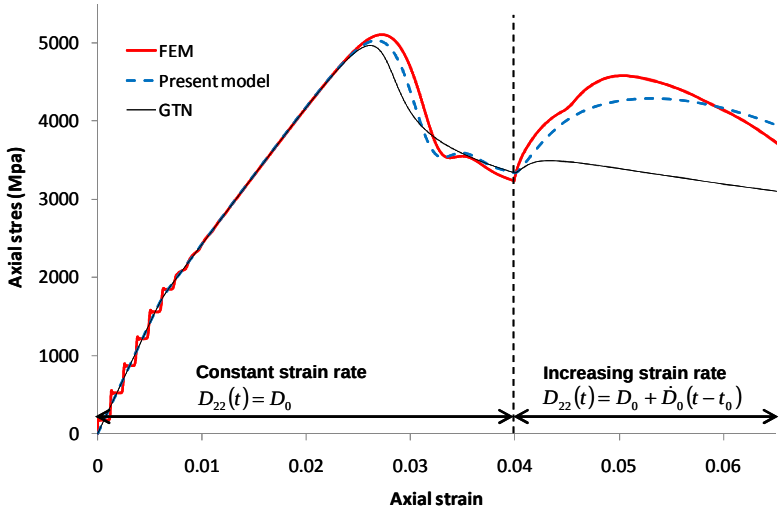


Fig. 3.3. Réponse d'un matériau poreux sollicité en déformation uniaxiale avec une vitesse de déformation variant au cours du temps. Les résultats du modèle avec micro-inertie et du modèle GTN sont comparés à ceux d'une simulation dynamique micromécanique par éléments finis. L'histoire de la vitesse de déformation imposée est donnée par l'équation (3.27).

Comme indiqué dans le chapitre 1, la prise en compte des effets micro-inertiels induit une dépendance de la réponse du matériau à la dérivée par rapport au temps de la vitesse de déformation plastique, voir aussi Eq. (3.4). Nous avons réalisé une simulation pour une vitesse de déformation non-constante, donnée par

$$\begin{cases} D_{22}(t) = D_0 & , \ t < t_0 \\ D_{22}(t) = D_0 + \dot{D}_0(t - t_0) & , \ t > t_0 \end{cases} \tag{3.27}$$

avec D_0 = 10000 s^{-1}, $\dot{D}_0 = 4.75\times10^{11}$ s^{-2}, $t_0 = 4\times10^{-6}$ s. Les résultats obtenus sont présentés par la figure 3.3. Comme nous le voyons, une nette augmentation de la contrainte est observée

durant la phase où la vitesse de déformation augmente. Cette hausse est tout à fait bien reproduite par le modèle proposé, mais pas par le modèle GTN viscoplastique. Dans ce dernier, l'effet du changement de vitesse est uniquement lié à la sensibilité à la vitesse de déformation de la matrice et est très peu marqué. Dans le modèle proposé, il y a aussi la contribution de l'inertie, qui semble jouer un rôle très important dans le cas présent.

Finalement, les résultats présentés dans ce paragraphe nous ont montré que l'inertie microscopique peut avoir dans certaines circonstances un effet notable sur la réponse d'un matériau poreux, en particulier lors de phases transitoires impliquant de rapides variations de la vitesse de déformation. Nous verrons dans le paragraphe suivant que la sensibilité à la vitesse de déformation et à sa dérivée temporelle induite par la micro-inertie peut jouer un rôle important dans certains problèmes impliquant des phénomènes de localisation de l'endommagement et de la déformation.

4. Influence des effets micro-inertiels sur la propagation dynamique de fissures ductiles

Dans cette section, nous allons étudier le rôle de l'inertie microscopique lors de la rupture dynamique de différentes pièces : une éprouvette axisymétrique entaillée et une plaque préfissurée en déformation plane, voir Fig. 3.4. Les résultats numériques obtenus avec le modèle d'endommagement dynamique proposé seront systématiquement comparés à ceux obtenus avec le modèle GTN (sans micro-inertie). Les paramètres décrivant le comportement de la matrice sont identiques à ceux adoptés dans la section précédente, voir Eq. (3.26). Les valeurs suivantes ont été choisies pour les paramètres de Tvergaard : q_1=1.5 et q_2=1.15 (Besson et al., 2001). Pour simplifier la discussion, nous allons nous limiter au cas où il n'y a pas de nucléation de cavités lors de la déformation du matériau (N_N=0 dans (3.13)). En d'autres termes, nous considérons que l'endommagement résulte de la croissance de vides préexistants. Nous supposons que les tailles initiales des vides sont données par une distribution exponentielle :

$$w_0(a) = \frac{1}{a_1} exp\left(-\frac{a}{a_1}\right). \tag{3.28}$$

L'utilisation de cette distribution pour décrire les tailles de vides dans les matériaux endommagés fut suggérée par Seaman et al. (1972) sur la base d'observations micrographiques. La distribution exponentielle dépend d'un seul paramètre a_1, qui correspond au rayon moyen des vides. La valeur du coefficient d'hétérogénéité de tailles de vides c (3.8) correspondant à une distribution exponentielle est égale à 1.4337 (quelque soit la valeur de a_1). Dans les simulations réalisées, plusieurs valeurs du rayon moyen initial a_1 ont été considérées. Par contre, dans tous les cas, la porosité initiale $\tilde{f}_0$ a été prise égale à 1.5×10^{-4}. Pour une distribution exponentielle (3.28), la valeur initiale du nombre de vides par unité de volume peut être calculée par la relation suivante :

$$N_0 = \frac{\tilde{f}_0}{8\pi a_1^{\,3}}. \tag{3.29}$$

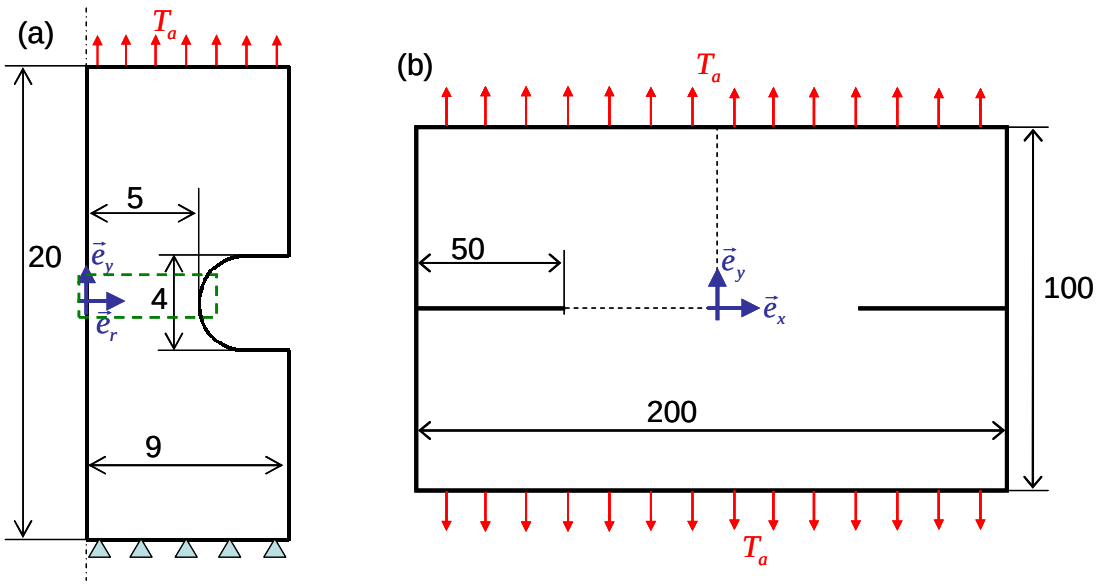


Fig. 3.4. Configurations considérées dans les simulations numériques de propagation dynamique de fissures ductiles : (a) barre axisymétrique entaillée et (b) plaque préfissurée en déformation plane (les dimensions sont données en millimètres). Dans les simulations, ces éprouvettes sont soumises à un effort surfacique constant d'amplitude T_a, qui est symbolisé par des flèches rouges sur les dessins.

La figure 3.5 illustre l'effet de la finesse du maillage sur le trajet de fissure au sein de l'éprouvette axisymétrique entaillée, prévu par le modèle avec micro-inertie pour a_1=5 µm et par le modèle GTN[21]. Notons que, dans tous les cas, la fissure s'initie au centre de l'éprouvette et se propage ensuite vers la droite en direction de la surface libre. Comme nous le voyons, les résultats du modèle GTN (viscoplastique) sont clairement dépendants de la taille des éléments. Quand le maillage est raffiné, la distance parcourue par la fissure à l'instant considéré devient plus importante et l'épaisseur de la zone fortement endommagée se réduit. En fait, les simulations basées sur le modèle GTN souffrent d'un problème de localisation pathologique de l'endommagement : celui-ci tend à se concentrer dans une bande dont la taille est fixée par celle des éléments. Dans le cas statique, l'utilisation de modèles de matériaux induisant un comportement adoucissant (dont les modèles d'endommagement) conduit à un problème mal posé d'un point de vue mathématique et aucune convergence des résultats n'est possible. Il est souvent avancé que le phénomène de localisation illimitée est lié au fait que les équations décrivant le problème n'incorpore aucune longueur caractéristique permettant de fixer la taille de zone où l'endommagement se localise, voir e.g. (Forest et Lorentz, 2004). Pour des problèmes dynamiques (avec prise en compte de l'inertie à l'échelle macroscopique), il a été montré que l'introduction d'effets de vitesse dans la loi de comportement donne naissance à une longueur caractéristique et à un effet régularisant pouvant supprimer le phénomène de localisation illimitée (Needleman, 1988 ; Sluys et de Borst, 1992 ; Suffis et al., 2003). Cela signifie que le problème que nous traitons avec le modèle GTN viscoplastique est, en théorie, bien posé mathématiquement. Néanmoins, l'effet régularisant de la viscoplasticité est bien trop faible pour être observé avec les maillages considérés. Notons que Needleman et Tvergaard (1994) conclurent aussi que l'effet régularisant de la viscoplasticité est trop faible pour prévenir à lui seul la dépendance des résultats vis-à-vis du maillage dans des problèmes de propagation dynamique de fissures ductiles (pour des paramètres matériau correspondant à un acier). Considérons maintenant les résultats obtenus avec le modèle proposé. Il apparait que ce

[21] Notons que, pour une valeur donnée de porosité initiale, le modèle GTN correspond à la limite du modèle avec micro-inertie lorsque a_1 tend vers zéro.

dernier est beaucoup moins sensible à la taille des éléments que le modèle GTN. En effet, les chemins de fissure obtenus avec les deux maillages sont quasiment identiques. De plus, l'endommagement se concentre dans une zone plus large dont la taille n'est pas liée à celle des éléments. En fait, nous observons que l'inclusion dans la loi de comportement du matériau de la contribution micro-inertielle génère un effet régularisant. Ce résultat était attendu car, dans la mesure où la micro-inertie induit une sensibilité additionnelle à la vitesse de déformation, il semble logique qu'elle contribue à prévenir le problème de localisation illimitée. Par contre, rien ne garantissait à l'avance que l'effet régularisant de la micro-inertie soit largement prédominant par rapport à celui de la viscoplasticité, comme nous l'observons dans le cas présent.

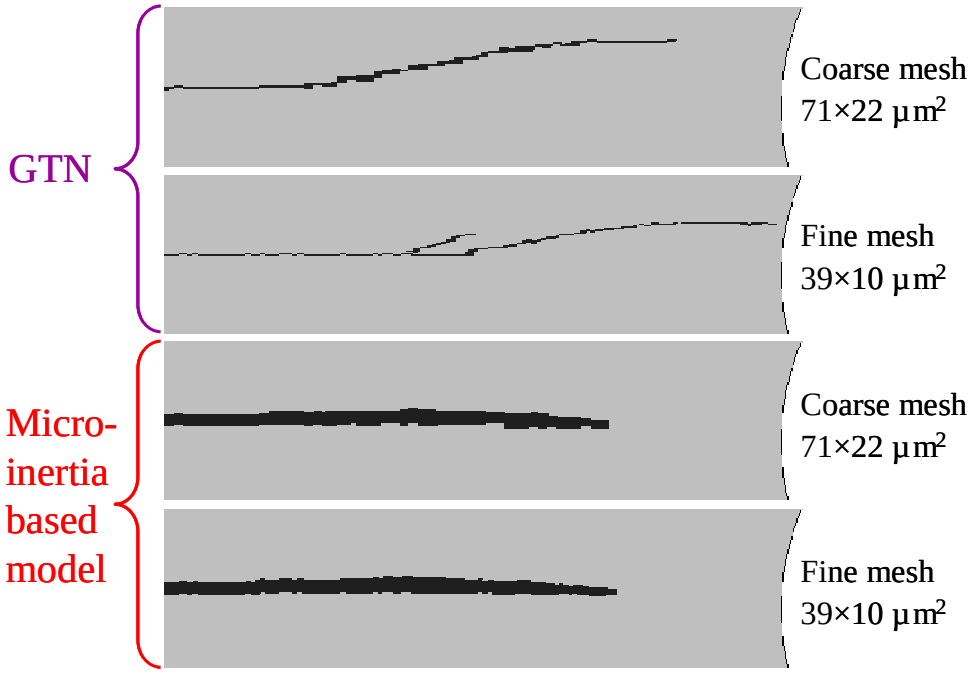


Fig. 3.5. Chemins de fissure dans l'éprouvette axisymétrique entaillée obtenus avec le modèle proposé (pour a_1=5 µm) et le modèle GTN (sans micro-inertie), en considérant deux maillages différents. La zone apparaissant en noir correspond aux éléments où la porosité est supérieure à 0.3. La région qui est représentée dans cette figure est indiquée par un rectangle vert dans la figure 3.4-a. L'instant considéré est t=40.125 µs et l'amplitude du chargement appliqué est T_a=700 MPa.

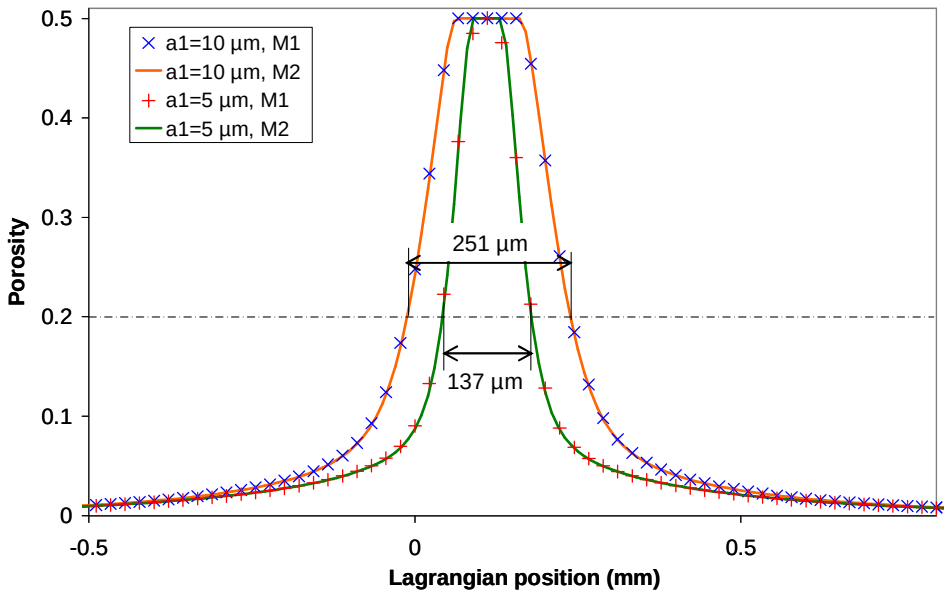


Fig. 3.6. Evolution de la porosité le long de l'axe de symétrie (e_y) de l'éprouvette axisymétrique entaillée obtenue pour différents maillages (M1 et M2) et valeurs initiales du rayon moyen des vides (a_1=5 µm et a_1=10 µm). Le maillage M1 (resp. M2) correspond à une taille d'éléments dans la zone centrale de l'éprouvette de 71×22 µm^2 (resp. 39×10 µm^2). L'instant considéré est t=40.125 µs et l'amplitude du chargement appliqué est T_a=700 MPa.

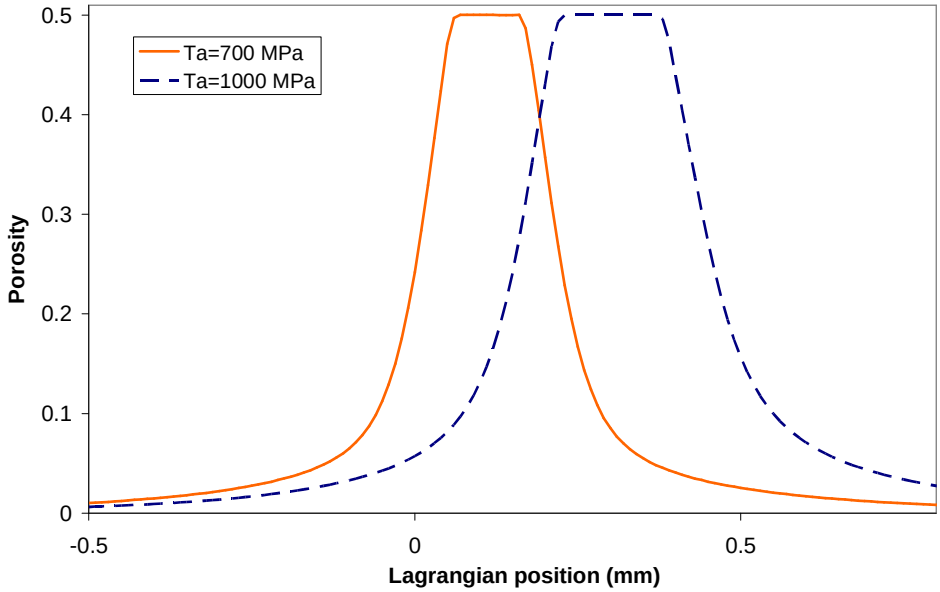


Fig. 3.7. Effet de l'amplitude T_a du chargement appliqué sur la distribution spatiale de porosité le long de l'axe de symétrie (e_y) de l'éprouvette axisymétrique entaillée. L'instant considéré est t=40.125 µs et le rayon moyen initial des vides est a_1=10 µm.

L'effet régularisant de la micro-inertie est également illustré par la figure 3.6, qui présente la répartition spatiale de porosité le long de l'axe de l'éprouvette axisymétrique entaillée, pour deux valeurs du rayon moyen initial des vides et deux finesses de maillage. La convergence des résultats vis-à-vis du maillage apparait clairement. Il est aussi intéressant de voir que la largeur de la zone fortement endommagée dépend de la valeur du rayon moyen initial des vides : elle est environ deux fois plus grande pour a_1=10 µm que pour a_1=5 µm. Nous rappelons que la porosité initiale est la même pour toutes les simulations. Ceci implique que

pour a_1=10 µm les vides sont non seulement deux fois plus gros, mais aussi deux fois plus espacés que pour a_1=5 µm. La figure 3.6 nous montrent donc que le comportement à la localisation prévu par le modèle proposé dépend de la longueur caractéristique de la microstructure du matériau. En d'autres termes, nous observons que le modèle proposé parvient à capter des effets d'échelle liés à la microstructure du matériau. Dans le cas quasi-statique, la description d'effets d'échelle microstructuraux nécessite de recourir à des modèles non-locaux, voir par exemple (Enakoutsa et al., 2007, 2009). Le modèle que nous proposons est un modèle local (le comportement d'un point matériel ne dépend que de la déformation et de la valeur des variables internes au niveau de ce point), cependant grâce à la prise en compte de l'inertie microscopique, il permet aussi de décrire des effets d'échelle liés à la microstructure du matériau dans le cas de problèmes dynamiques. Il convient de noter que la largeur de la zone où l'endommagement et la déformation se localisent ne dépend pas uniquement de la taille caractéristique de la microstructure du matériau (via la valeur de a_1), mais aussi des propriétés rhéologiques de la matrice et des conditions de chargement. La figure 3.7 montre par exemple que la zone fortement endommagée devient plus épaisse lorsque l'amplitude du chargement est augmentée (phénomène de délocalisation de l'endommagement).

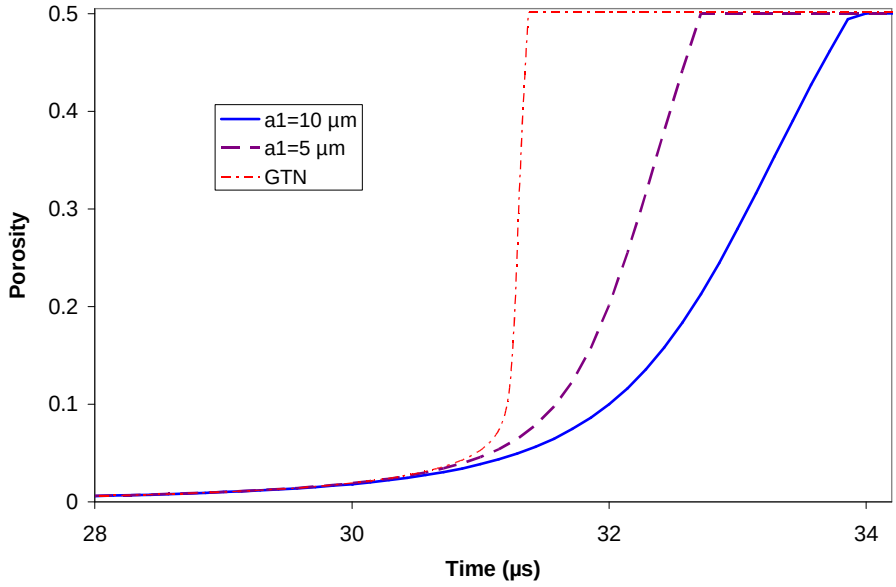


Fig. 3.8. Evolution au cours du temps de la porosité au niveau d'un élément se situant au centre de la zone où l'endommagement se localise dans l'éprouvette axisymétrique entaillée. L'amplitude du chargement appliqué est T_a=700 MPa.

Comment interpréter le rôle joué par l'inertie microscopique lors de problèmes de localisation de l'endommagement ? Un élément de réponse nous est fourni par la figure 3.8 qui montre l'évolution temporelle de la porosité au niveau d'un élément situé au centre de la bande fortement endommagée obtenue avec le modèle GTN et avec le modèle proposé, pour a_1=5 µm et a_1=10 µm. Aux premiers instants, les trois simulations prédisent des évolutions de porosité quasi-identiques ; l'inertie microscopique n'a aucune influence durant cette phase. Les résultats deviennent différents lorsque t dépasse 31 µs : le modèle GTN prévoit une évolution extrêmement rapide, quasi-explosive de la porosité, tandis que cette évolution est nettement plus progressive quand la micro-inertie est prise en compte. En fait, la figure 3.8 met en évidence un phénomène d'instabilité de cavitation : à cause du développement de l'endommagement et de la réduction de la section de l'éprouvette, le matériau est soumis à un certain moment (t≈31 µs) à un niveau de contrainte dépassant sa résistance statique et se

retrouve dans un état instable. A la suite de cela, survient une phase de croissance dynamique des cavités et de l'endommagement. Les effets micro-inertiels jouent bien sûr un rôle clé lors de cette phase ; s'ils sont négligés (comme dans le modèle GTN), l'endommagement est cumulé de manière presque instantanée. Cette évolution excessivement rapide de la porosité s'accompagne de l'apparition soudaine d'un phénomène de localisation de l'endommagement très marqué. Avec le modèle tenant compte de l'inertie microscopique, comme l'augmentation de la porosité est plus graduelle, la localisation de l'endommagement apparait aussi de manière plus progressive. Pour cette raison, la bande de localisation est, à un instant donné, plus étendue lorsque la micro-inertie est prise en compte, voir (Jacques et al., 2012a).

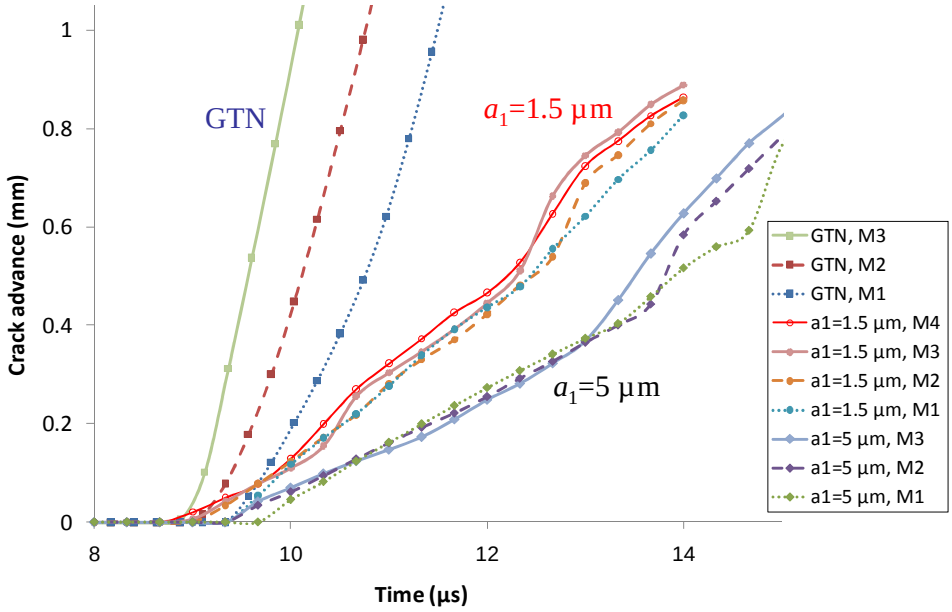


Fig. 3.9. Accroissement au cours du temps de la longueur d'une fissure dans l'éprouvette préfissurée. Les simulations ont été réalisées avec le modèle GTN et celui proposé pour deux valeurs initiales du rayon moyen des cavités, a_1=5 µm et a_1=10 µm. L'amplitude du chargement appliqué est T_a=1500 MPa. Différents maillages ont été considérés (M1, M2, M3 et M4) ; la taille des éléments dans la zone où la fissure se propage est égale à 20×20 µm^2 pour M1, 10×10 µm^2 pour M2, 7.25×5 µm^2 pour M3 et 3.625×2.5 µm^2 pour M4.

Considérons à présent la plaque préfissurée en déformation plane (Fig. 3.4-b). La figure 3.9 montre l'augmentation de la longueur de fissure obtenue avec le modèle GTN et celui proposé (pour a_1=1.5 µm et a_1=5 µm), en considérant plusieurs maillages. L'effet régularisant de la micro-inertie est à nouveau mis en évidence par cette figure : contrairement au modèle GTN, celui proposé fournit des résultats qui ne dépendent quasiment pas du maillage. Nous voyons aussi que l'inertie microscopique a une forte influence sur la vitesse d'avancée de la fissure. Avec le modèle GTN, la vitesse moyenne de la fissure est comprise entre 580 m/s et 970 m/s suivant le maillage employé, alors que le modèle avec micro-inertie prévoit une vitesse de 180 m/s pour a_1=1.5 µm et de 140 m/s pour a_1=5 µm. Le rôle de l'inertie (macroscopique) lors de la propagation dynamique de fissures est bien connu. Dans le cadre de la théorie de la rupture fragile (où tous les phénomènes irréversibles sont supposés avoir lieu en pointe de fissure), l'inertie conduit à l'existence d'une vitesse de propagation limite égale à la célérité des ondes de Rayleigh (Freund, 1990). Pour des matériaux élasto-plastiques, Lam et Freund (1985) montrèrent que les déformations plastiques survenant au voisinage de la pointe de fissure causent des effets d'inertie additionnels qui réduisent les vitesses de propagation. Les résultats présentés par la figure 3.9 nous indiquent que les effets d'inertie microscopique

(associés à la croissance de micro-vides) semblent eux aussi jouer un rôle crucial lors de la propagation dynamique de fissures ductiles. Ce rôle était jusqu'à présent presque totalement ignoré.

5. Conclusion

Une analyse des effets de l'inertie microscopique (associée aux mouvements de matière induits par la croissance de micro-cavités) lors de la rupture de matériaux ductiles sous sollicitations dynamiques a été menée. Pour cela, un modèle d'endommagement continu basé sur une méthode d'homogénéisation tenant compte des effets dynamiques à l'échelle du VER a été mis au point et intégré dans un code de calculs par éléments finis. Différentes simulations de la propagation dynamique (instable) de fissures ont été réalisées. Dans tous les cas, l'influence des effets micro-inertiels semble importante. La micro-inertie stabilise la croissance des cavités et l'évolution de l'endommagement qui en résulte dans les phases où celles-ci tendent à devenir très rapides. Cela survient en particulier lors de l'apparition de phénomènes de localisation de l'endommagement. Grâce à l'effet stabilisant de la micro-inertie, la localisation survient de manière plus progressive. Pour cette raison, la sensibilité au maillage des résultats des simulations est fortement réduite : la micro-inertie procure un effet régularisant significatif. Les prédictions du modèle montrent que la largeur de la zone où l'endommagement se concentre est liée au rayon initial des micro-vides. Cela veut dire que le modèle proposé permet de rendre compte d'effets d'échelle liés à une longueur caractéristique de la microstructure du matériau. Les simulations montrent également que l'inertie microscopique tend à limiter la vitesse à laquelle les fissures se propagent.

Chapitre 4 : Effet d'hétérogénéités de fraction volumique de gaz sur la propagation d'ondes de choc dans un liquide aéré

1. Introduction

La plupart des modèles continus de liquides aérés de la littérature sont dédiés au cas de milieux « homogènes », dans lesquels les bulles sont supposées être réparties suffisamment régulièrement pour ne pas créer de variation de fraction volumique de gaz. Or, comme nous l'avions évoqué dans le chapitre 1, il existe de nombreux mécanismes pouvant conduire à la ségrégation des bulles dans le liquide et créer des hétérogénéités de porosité (Brennen, 2005). Dans ce chapitre, des travaux ayant pour but de décrire l'effet d'hétérogénéités de fraction volumique de gaz sur la réponse d'un milieu à bulles sont présentés. Ces travaux ont été menés dans le cadre de la thèse de doctorat d'Hervé Grandjean (2012). Deux modèles différents ont été développés. Dans le premier, basé sur la notion de volume élémentaire statistiquement représentatif (voir chap. 1, § 2.2), une distribution statistique est utilisée pour décrire les hétérogénéités de porosité au sein du liquide. De ce fait, ce modèle se veut général dans le sens où une distribution quelconque de porosités peut être considérée, offrant la possibilité de décrire l'effet d'un grand nombre de types de répartitions de bulles au sein du liquide. Afin de tester la validité de cette approche, des simulations numériques tridimensionnelles, dans lesquelles les hétérogénéités de porosité sont spécifiées directement (taille, forme, position), ont été réalisées. Nous avons constaté un désaccord entre les résultats de ces simulations et ceux du modèle continu proposé, invalidant ce dernier. Il est en fait apparu que la réponse d'un milieu à bulles hétérogène n'est pas uniquement liée à la dynamique des bulles qu'il contient, mais est aussi influencée par des effets inertiels ayant lieu à une échelle plus grande, qui sont induits par des mouvements de matière générés par les hétérogénéités de porosité. Pour cette raison, il semble qu'une modélisation d'un liquide aéré hétérogène doive incorporer une information concernant la longueur caractéristique des hétérogénéités de porosité au sein du liquide, ce qui n'est pas le cas dans le premier modèle développé.

Nous avons développé un deuxième modèle pour le cas particulier d'un milieu hétérogène où les bulles se concentrent sous forme d'amas (clusters), régulièrement disposés au sein du liquide. Ce type de configuration correspond très certainement à un cas où l'effet des hétérogénéités est très marqué. Ce second modèle prend en compte, dans la procédure d'homogénéisation sur laquelle il repose, les effets inertiels à l'échelle des clusters. Il a permis d'obtenir un bon accord avec des simulations numériques tridimensionnelles et des résultats expérimentaux de la littérature.

2. Une tentative infructueuse de modélisation des effets d'hétérogénéités de porosité

2.1 Présentation du modèle

La figure 4.1-a montre des bulles de diazote (N2) au sein d'un tube à choc vertical rempli d'huile de silicone. Comme nous le voyons, les bulles ont tendance à s'organiser de façon à créer des hétérogénéités de porosité au sein du liquide. Par exemple, pour la population

présentée à la Fig. 4.1-a, il semble possible d'identifier trois zones avec des porosités différentes, définissant trois « familles » de bulles au sein du liquide.

Nous allons tenter de proposer une approche multi-échelles afin de décrire la réponse d'un mélange liquide-bulles présentant des hétérogénéités de porosité. Par soucis de simplicité, nous concentrons notre attention sur le cas où les bulles ont toutes le même rayon initial (mélange monodispersé). De plus, nous supposons que le fluide est initialement au repos. La notion de volume élémentaire statistiquement représentatif est utilisée dans cette approche. Nous considérons comme VER une collection de sphères de liquide contenant chacune une bulle sphérique en son centre (ces motifs seront appelés sphères creuses), voir Fig. 4.1-b. Chacun de ces motifs est associé à une famille de bulles, identifiée par un indice *i*. Une famille est caractérisée par une valeur de porosité initiale f_{0_i} et par une probabilité de présence π_i (pourcentage des bulles du liquide appartenant à la famille *i*), avec $\sum_i \pi_i = 1$. La porosité moyenne dans le VER $\tilde{f}$ est liée aux porosités locales f_i par la relation suivante :

$$\frac{1}{\tilde{f}} = \sum_i \frac{\pi_i}{f_i} . \tag{4.1}$$

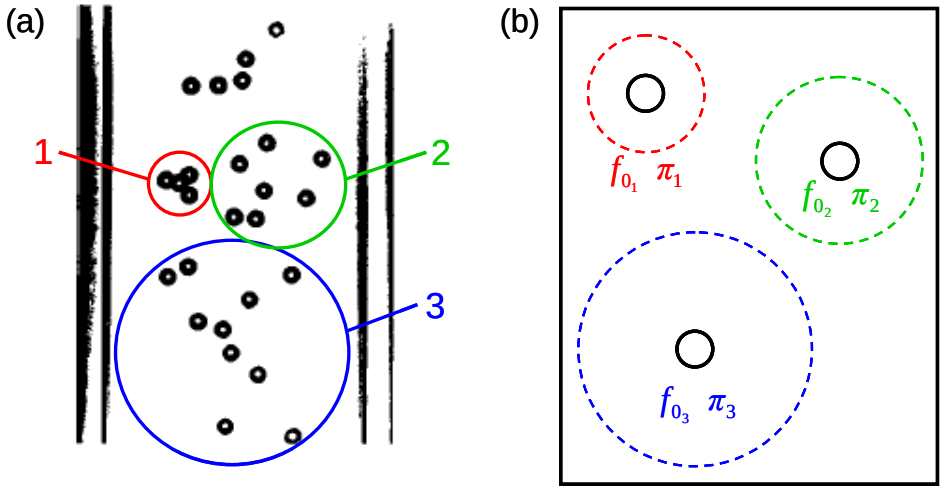


Fig. 4.1. (a) Milieu à bulles présentant des hétérogénéités locales de porosité. (b) Pour décrire le comportement macroscopique de ce type de milieu, nous proposons d'utiliser comme VER une collection de motifs de sphères creuses ayant des valeurs différentes de porosité initiale.

Réponse des motifs de sphères creuses et comportement macroscopique du liquide aéré. Considérons pour le moment que le liquide contenu dans chaque motif est incompressible et Newtonien. Un schéma d'homogénéisation de type Σ est utilisé pour relier le comportement macroscopique du VER à celui des motifs élémentaires. Cela signifie que la pression macroscopique $\tilde{P}$ est appliquée sur la frontière extérieure de l'ensemble des motifs. De plus, l'inertie du gaz est négligée devant celle du liquide. Avec ces hypothèses, l'évolution du rayon des bulles des différentes familles est donnée par l'équation suivante :

$$\tilde{P} = p_{b_i} - \rho_L \left[a_i \ddot{a}_i \left(1 - f_i^{1/3}\right) + \frac{3}{2} \dot{a}_i^{\,2} \left(1 - \frac{4}{3} f_i^{1/3} + \frac{1}{3} f_i^{4/3} \right) \right] - 4\mu \frac{\dot{a}_i}{a_i} \left(1 - f_i\right) - \frac{2\sigma}{a_i} , \tag{4.2}$$

où p_{b_i} désigne la pression du gaz au sein des bulles de la famille *i*. ρ_L , μ et σ sont respectivement la masse volumique, la viscosité (dynamique) et le coefficient de tension de

surface du liquide. Notons que la porosité locale f_i peut être calculée en fonction du rayon des bulles a_i grâce à l'équation suivante :

$$f_i = \frac{{a_i}^3}{{a_i}^3 + {b_{0_i}}^3}, \tag{4.3}$$

où b_{0_i} est une quantité, constante au cours du temps, représentant le rayon d'une sphère ayant pour volume celui de la quantité de liquide présente dans la sphère creuse associée à la famille d'indice *i*. En supposant le comportement du gaz contenu dans les bulles régit par la loi des gaz parfaits, l'évolution de la pression interne p_{b_i} est donnée par l'équation suivante (Nigmatulin et Khabeev, 1974 ; Watanabee et Prosperetti, 1994) :

$$\dot{p}_{b_i} = -\frac{3\gamma}{a_i} p_{b_i} \dot{a}_i + \frac{3(\gamma-1)}{a_i} k_G \left(\frac{\partial T_i}{\partial r} \right)_{r=a_i}, \tag{4.4}$$

avec k_G la conductivité thermique et γ le coefficient polytropique du gaz. Sur la base des travaux de Drumheller et al. (1982) et de Preston et al. (2007), un modèle analytique simplifié a été mis au point pour déterminer le gradient de température au niveau de la surface de la bulle $\left(\partial T_i / \partial r\right)_{r=a_i}$, voir (Grandjean et al., 2012).

La compressibilité du liquide est prise en compte à l'échelle macroscopique, nous supposons que le volume relatif V_L / V_{L0} de la phase liquide est lié à la pression moyenne en son sein $\widetilde{P}_L$ par une équation d'état linéaire :

$$\frac{V_L}{V_{L0}} = 1 - \frac{\widetilde{P}_L - \widetilde{P}_0}{\chi_L}, \tag{4.5}$$

où χ_L est le module de compressibilité du liquide et $\widetilde{P}_0$ la valeur initiale de la pression macroscopique. Nous supposons que la pression moyenne dans le liquide est égale à la pression macroscopique, $\widetilde{P}_L = \widetilde{P}$. Nous pouvons justifier cette hypothèse par le fait que le changement de volume du mélange induit par la compressibilité du liquide ne sera significatif (par rapport au changement de volume des bulles) que pour de faibles valeurs de porosité. Dans ce cas, la pression moyenne dans le liquide sera proche de la pression macroscopique. Avec cette hypothèse et en considérant les relations

$$\frac{V_L}{V_{L0}} = \frac{1-\widetilde{f}}{1-\widetilde{f}_0} \cdot \frac{V}{V_0} \qquad \text{et} \qquad \frac{V}{V_0} = \det\left(\underline{\underline{\widetilde{F}}}\right), \tag{4.6}$$

nous pouvons réécrire (4.5) sous la forme suivante :

$$\widetilde{P} - \widetilde{P}_0 = \chi_L \left(1 - \frac{1-\widetilde{f}}{1-\widetilde{f}_0} \det\left(\underline{\underline{\widetilde{F}}}\right) \right). \tag{4.7}$$

2.2 Résultats

Des simulations unidimensionnelles par éléments finis de la propagation d'ondes de choc ont été réalisées en utilisant le modèle présenté dans le paragraphe précédent. Pour illustrer l'influence des hétérogénéités de porosité, nous allons considérer deux distributions qui sont présentées par la figure 4.2. La distribution 1 contient plusieurs familles de bulles ayant une probabilité de présence assez importante, à la fois pour des porosités locales supérieures et inférieures à la porosité moyenne du VER. La distribution 2 est quant à elle dominée par

quelques familles très poreuses. Ce type de distribution pourrait correspondre à un liquide aéré fortement hétérogène dans lequel les bulles se concentrent sous forme d'amas (zones de forte porosité), le reste du fluide ne contenant que très peu de bulles.

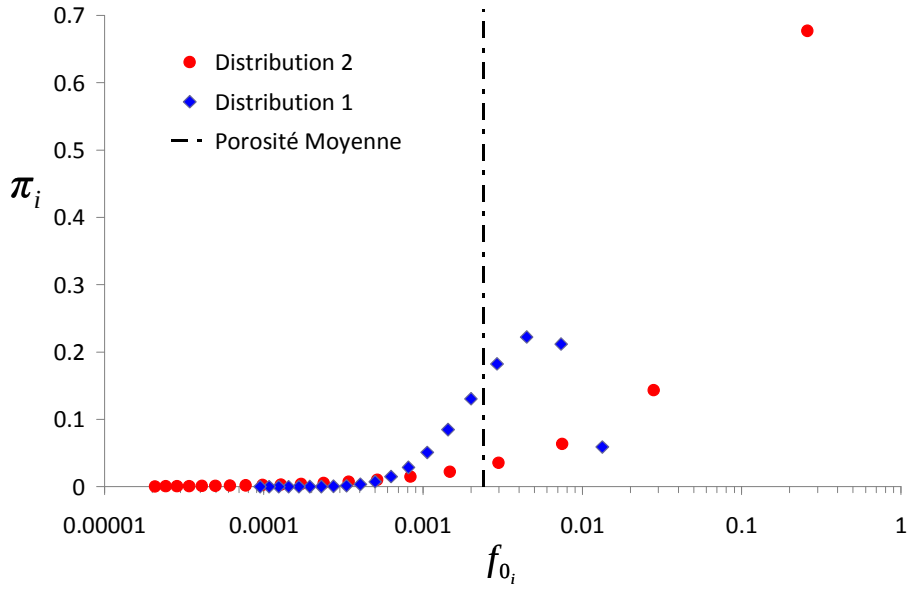


Fig. 4.2. Distributions de porosités initiales considérées dans les simulations numériques. Dans les deux cas, la porosité moyenne (4.1) est égale à 0.24 %. Ces deux distributions comportent 20 familles. Elles ont été construites en discrétisant des distributions continues décrites par une fonction de Weibull dont la variable est b_0, voir Eq. (4.3). Plus de détails à ce sujet sont disponibles dans (Grandjean, 2012).

Les structures d'ondes de choc issues de ces 2 distributions de porosités sont présentées par la figure 4.3. Dans chaque cas, les résultats obtenus sont comparés avec ceux correspondant à un milieu à bulles homogène (c'est-à-dire contenant une seule famille de bulles) de même porosité moyenne. Avec la distribution 1, ne présentant que des variations assez modestes des porosités locales (par rapport à la valeur moyenne), les résultats obtenus sont quasi-identiques au cas homogène. Une différence plus marquée est observée pour la distribution 2. Dans ce cas, les hétérogénéités de porosité conduisent à réduire la longueur d'onde et l'amplitude des oscillations de pression. Cela est induit par le fait que, pour la distribution 2, les bulles sont majoritairement dans des zones de forte porosité. Or, l'équation (4.2) nous montre que la porosité cause une réduction des effets inertiels associés aux mouvements radiaux des bulles. Par conséquent, les bulles ont tendance à osciller avec une période plus courte. Cela explique la diminution de longueur d'onde observée à la Fig. 4.3-b (les oscillations de pression sont directement liées à celles des bulles).

Des simulations ont été réalisées pour d'autres distributions de porosités, confirmant les tendances tirées de la figure 4.3 : le modèle ne prévoit un effet notable des hétérogénéités de porosité que pour des distributions comportant des familles très poreuses (par rapport à la porosité moyenne) avec une forte probabilité de présence. En outre, pour tous les calculs réalisés, l'hétérogénéité de porosité conduit à une réduction de la longueur d'onde du signal, indiquant une réduction des effets associés à la dynamique des bulles.

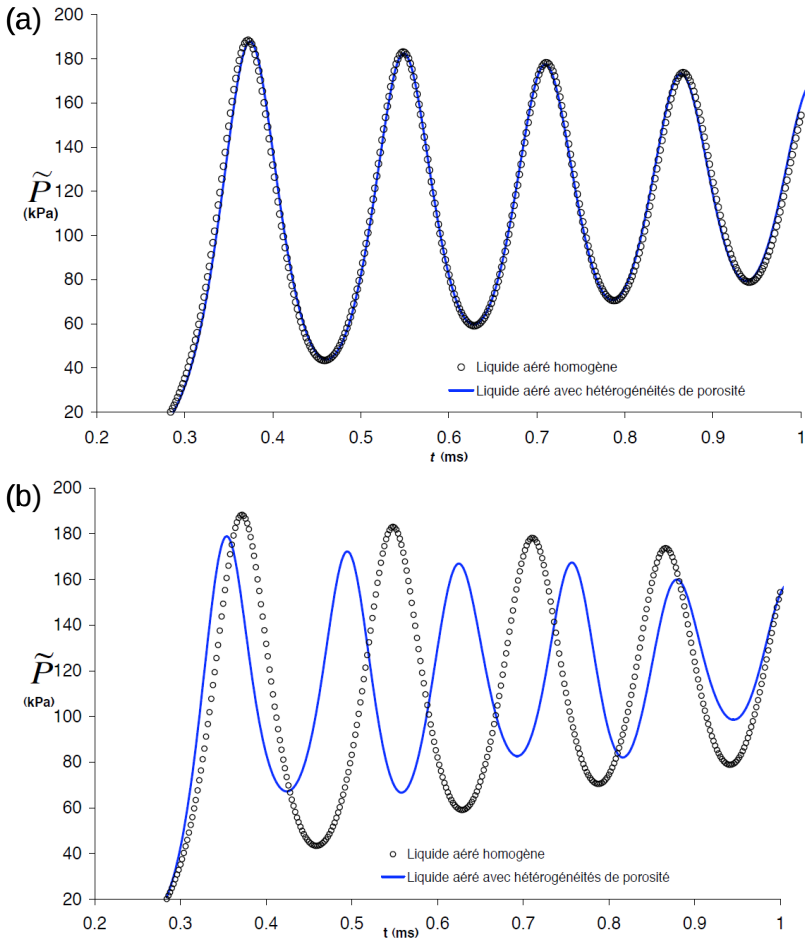


Fig. 4.3. Effet des hétérogénéités de porosité sur la structure d'une onde de choc se propageant dans un liquide aéré. Les résultats obtenus avec le modèle présenté dans cette section sont comparés au cas d'un milieu à bulles homogène de même porosité macroscopique. Les paramètres utilisés dans les simulations sont représentatifs du SF6 pour le gaz et de l'huile de silicone pour le liquide, les bulles ont un rayon initial de 0.613 mm. (a) Distribution de porosités initiales 1 ; (b) distribution 2, voir Fig. 4.2.

Comparaison avec des simulations tridimensionnelles de milieux à bulles hétérogènes – mise en défaut du modèle. Afin de tester la validité du modèle qui vient d'être présenté, nous avons cherché à comparer les résultats qu'il fournit à ceux de simulations tridimensionnelles par éléments finis. Dans ces simulations, l'hétérogénéité de fraction volumique de gaz est introduite de manière directe : le domaine de calcul est divisé en plusieurs zones ayant des porosités initiales différentes. Pour simplifier la mise en place de ces calculs, nous nous sommes limités au cas d'un fluide comportant deux familles de bulles, caractérisées par $f_{0_1}=1\times10^{-6}$, $\pi_1=3.8\times10^{-5}$, $f_{0_2}=8\times10^{-2}$ et $\pi_2=0.999962$. La porosité moyenne initiale de ce mélange est 1.98×10^{-2}. Le domaine de calcul utilisé dans les simulations 3D est illustré par la figure 4.4. Il est composé de deux zones adjacentes de forme prismatique, dont les dimensions sont définies par les paramètres d' et d'' (voir Fig. 4.4). Des calculs ont été menés pour différentes valeurs de d' et d'', mais dans tous les cas le ratio d''/d' est égale à 0.5.

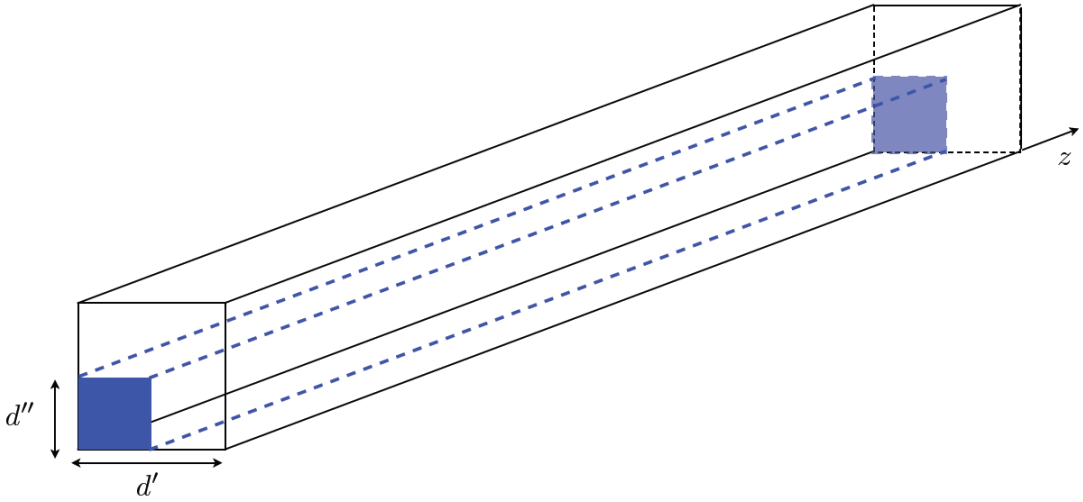


Fig. 4.4. Illustration du domaine de calcul utilisé dans les simulations 3D de propagation d'ondes de choc dans un milieu à bulles hétérogène. Le domaine est divisé en deux zones ayant des porosités initiales différentes ; la zone de forte porosité est représentée en bleu. La direction z correspond à la direction de propagation de l'onde.

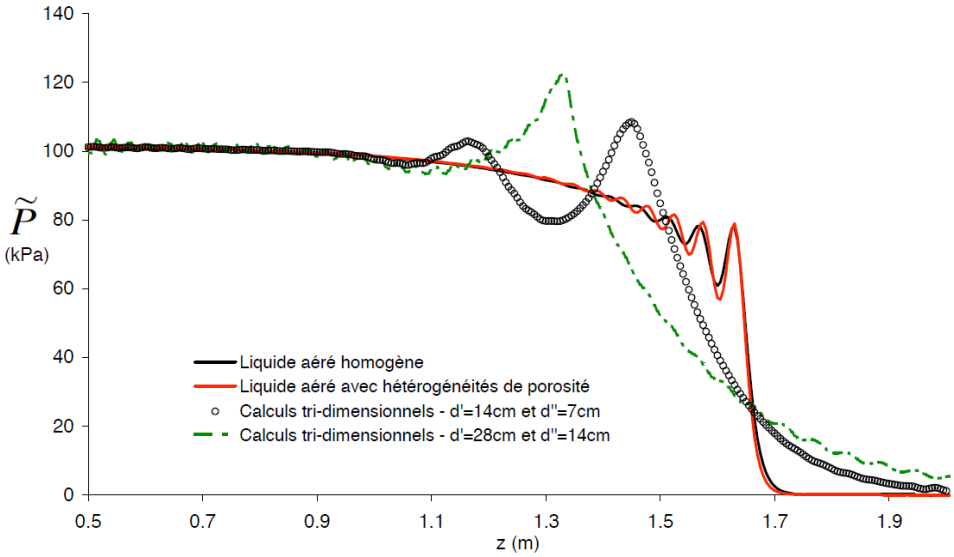


Fig. 4.5. Structure spatiale d'ondes de choc se propageant dans un milieu à bulles hétérogène. Comparaison entre des simulations numériques 3D, réalisées pour différentes tailles de domaine (voir Fig. 4.4), et une simulation 1D utilisant le modèle présenté dans le paragraphe 2.1. Le profil correspondant à un milieu à bulles homogène de même porosité moyenne est aussi représenté. Le rayon initial des bulles est égal à 2 mm.

La figure 4.5 compare la structure d'une onde de choc obtenue à l'aide du modèle continu de milieu à bulles hétérogène présenté précédemment (basé sur une procédure d'homogénéisation en deux étapes) et les résultats de calculs 3D menés pour différentes valeurs de d' et d'' (voir Fig. 4.4). Le profil correspondant à un milieu à bulles homogène de même porosité moyenne est aussi représenté. Ces résultats mettent clairement en défaut le modèle qui a été proposé. En effet, contrairement à celui-ci, les calculs 3D prédissent que l'hétérogénéité de porosité conduit à une augmentation significative de la longueur caractéristique du profil de choc. En outre, la réponse prédite par les calculs 3D dépend de la largeur du domaine de calcul. Cela signifie qu'il existe des effets d'échelle liés à la taille caractéristique des hétérogénéités de porosité au sein du fluide. Ces effets ne sont aucunement

pris en compte dans le modèle continu que nous venons de développer. Ceci explique que ce dernier ne soit pas en mesure de reproduire les résultats des calculs 3D.

Comment expliquer ces effets d'échelle? Dans les simulations que nous venons de discuter, un milieu très hétérogène est considéré (les valeurs de la porosité dans les deux zones sont très différentes). Par conséquent, les comportements des fluides dans les deux zones sont très distincts ; la compressibilité de la zone la plus poreuse est nettement plus forte que l'autre. Pour cette raison, lors de la propagation de l'onde de choc, le changement de volume du milieu est lié principalement à une contraction de la zone la plus poreuse. Cette contraction s'accompagne de mouvements de matière dans l'autre zone. Autrement dit, la propagation d'une onde dans le milieu induit des mouvements de fluide à une échelle liée à la taille caractéristique des hétérogénéités de porosité. Ces mouvements n'existent pas dans le cas d'un milieu homogène. Cette explication suggère que la longueur d'onde des profils de pression obtenus par les calculs 3D (Fig. 4.5) n'est pas uniquement liée à la dynamique des bulles contenues dans le milieu (comme dans le cas du liquide homogène), mais aussi à une vibration d'ensemble de la zone la plus poreuse.

La question qui survient est comment décrire les effets d'échelle liés aux hétérogénéités de porosité (non pris en compte dans le modèle continu qui vient d'être proposé)? Bien sûr, les simulations 3D sont un outil tout à fait adapté pour étudier l'effet des hétérogénéités de porosité, mais au prix de temps de calculs assez importants. En guise d'alternative (ou de complément), nous proposons dans la section suivante un modèle continu (basé sur une procédure d'homogénéisation en deux étapes) pour le cas particulier de liquides contenant des clusters sphériques de bulles. Ce modèle tient compte d'effets d'inertie liés à la dynamique globale des clusters.

3. Un modèle pour le cas de liquides aérés contenant des clusters de bulles

3.1 Présentation du modèle

Position du problème. Nous considérons un mélange diphasique consistant en un liquide contenant une population de bulles initialement de même taille. Les bulles sont concentrées dans des zones de forme sphérique appelées clusters, alors que le reste du domaine fluide est exempt de bulles (Fig. 4.6). La fraction volumique de gaz dans les clusters est supposée uniforme et est notée f_c. La fraction du volume occupée par les clusters est notée α. Ainsi, la fraction volumique moyenne de gaz dans le mélange $\tilde{f}$ est donnée par

$$\tilde{f} = \alpha \, f_c \, . \tag{4.8}$$

Tous les clusters ont le même rayon, noté R_1. Nous supposons de plus que les clusters sont répartis sur un réseau régulier, et notons d_1 la distance moyenne inter-clusters (Fig. 4.6). Les bulles dans les clusters sont également supposées être réparties sur un réseau régulier (distance inter-bulles d).

Méthodologie employée. Une technique de transition d'échelles en deux étapes a été développée afin de décrire le comportement macroscopique du milieu diphasique considéré. Elle est illustrée par la figure 4.7. La première phase d'homogénéisation vise à décrire la réponse du fluide diphasique (liquide+bulles) contenu dans les clusters, ou en d'autres termes de remplacer ce mélange diphasique par un fluide homogène équivalent que nous appellerons

FHE 1 par la suite. Le volume élémentaire représentatif (VER) utilisé pour cette première étape d'homogénéisation est une sphère de liquide contenant une bulle (représentée en pointillée dans la Fig. 4.7-a). La réponse macroscopique du liquide est ensuite obtenue lors d'une deuxième transition d'échelles. Le VER utilisé est alors une sphère de liquide contenant une inclusion de FHE 1 (voir Fig. 4.7-b), dont la réponse est décrite par le modèle continu établi dans la première étape d'homogénéisation. L'approche proposée est décrite en détails dans un article qui est inclus dans le second volume de ce mémoire (Grandjean et al., 2012) ; seules les grandes lignes sont évoquées ici.

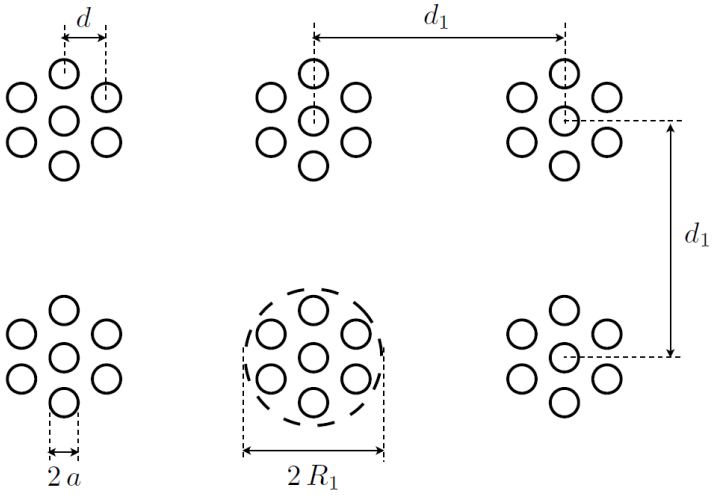


Fig. 4.6. Illustration de la microstructure d'un liquide aéré contenant des clusters de bulles. R_1, a, d et d_1 désignent respectivement le rayon des clusters, celui des bulles, la distance inter-bulles et la distance inter-clusters.

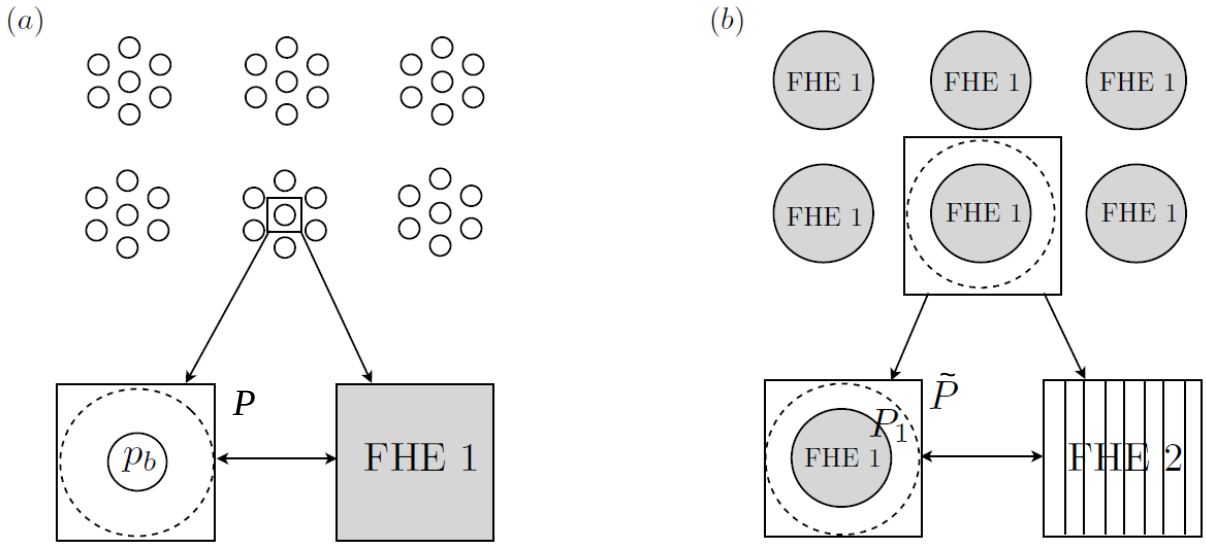


Fig. 4.7. Illustration de la technique de transition d'échelles en deux étapes permettant de décrire la réponse d'un liquide contenant des clusters de bulles.

Nous négligeons la compressibilité du liquide. La première étape d'homogénéisation conduit à la relation suivante décrivant la réponse du fluide au sein des clusters :

$$P = p_b - \rho_L\left[a\ddot{a}\left(1-(qf_c)^{1/3}\right)+\frac{3}{2}\dot{a}^2\left(1-\frac{4}{3}(qf_c)^{1/3}+\frac{1}{3}(qf_c)^{4/3}\right)\right]-4\mu\frac{\dot{a}}{a}(1-qf_c)-\frac{2\sigma}{a} \qquad (4.9)$$

où P désigne la pression (mesoscopique) au sein des clusters. L'évolution de la pression p_b dans les bulles est donnée par l'équation (4.4). Nous avons introduit dans l'équation (4.9) un paramètre noté q et appelé paramètre d'interaction entre bulles. Cela revient à considérer une porosité effective au sein du motif de sphère creuse égale à qf_c. Ce paramètre q est fortement apparenté au paramètre (aussi noté q) introduit par Tvergaard (1982) dans le modèle de Gurson (1977). Dans le cas des milieux à bulles, l'introduction du paramètre q est justifiée par les travaux de Seo et al. (2010). Ces derniers ont mené des comparaisons entre des calculs 1D de propagation d'ondes de choc basés sur un modèle continu, dans lequel la dynamique des bulles est décrite par l'équation (4.9), et des simulations numériques tridimensionnelles directes du milieu à bulles (qui permettent de décrire l'écoulement des fluides à l'échelle microscopique). Lorsque les bulles sont reparties sur un réseau régulier, ces deux approches donnent des résultats très proches si le paramètre q est choisi de telle façon que le rayon externe du VER (motif de sphère creuse) soit égal à la demi-distance entre bulles voisines. Dans le cas d'un réseau cubique simple, cela revient à choisir q égal à $6/\pi$.

Passons maintenant à la seconde étape d'homogénéisation. En négligeant les effets visqueux dans la couronne de liquide autour du cluster, nous pouvons obtenir la relation suivante reliant la pression macroscopique $\widetilde{P}$ (agissant sur la frontière extérieure du VER, voir Fig. 4.7-b), et la pression P_1 au niveau du bord du cluster :

$$\widetilde{P} - P_1 = -\rho_L \left[R_1 \ddot{R}_1 \left(1 - (q_1\alpha)^{1/3}\right) + \frac{3}{2}\dot{R}_1^{\,2}\left(1 - \frac{4}{3}(q_1\alpha)^{1/3} + \frac{1}{3}(q_1\alpha)^{4/3}\right)\right]. \tag{4.10}$$

q_1 est paramètre du modèle appelé paramètre d'interaction entre clusters qui joue, à l'échelle des clusters, un rôle similaire à celui de q au niveau des bulles. La masse volumique du mélange diphasique à l'intérieur du cluster peut être assez proche de celle du liquide pur. Pour cette raison, il ne semble pas justifié de négliger les effets d'inertie induits par les mouvements de matière au sein du cluster. Ces effets dynamiques ont été pris en compte de manière approchée en utilisant une méthode de Bubnov-Galerkin. L'équation suivante reliant la pression moyenne dans le cluster P et la pression P_1 au bord de celle-ci a été obtenue :

$$P_1 = P - \rho_c R_1 \ddot{R}_1, \tag{4.11}$$

ρ_c étant la masse volumique du fluide dans le cluster, $\rho_c = \rho_L(1 - f_c)$. Finalement, en combinant les équations (4.9), (4.10) et (4.11), nous obtenons l'équation suivante reliant l'évolution du rayon des bulles dans les clusters à la pression macroscopique :

$$\widetilde{P} = p_b - \rho_L\left(\Pi_1 a\ddot{a} + \Pi_2 \dot{a}^2\right) - 4\mu\frac{\dot{a}}{a}\left(1 - qf_c\right) - \frac{2\sigma}{a} \tag{4.12}$$

avec $\Pi_1 = \left(1 - (qf_c)^{1/3}\right) + \frac{1}{5}N_b^{\,2/3} f_c^{\,1/3}(1 - f_c) + N_b^{\,2/3} f_c^{\,1/3}\left(1 - (q_1\alpha)^{1/3}\right)$

et $\Pi_2 = \frac{3}{2}\left(1 - \frac{4}{3}(qf_c)^{1/3} + \frac{1}{3}(qf_c)^{4/3}\right) + \frac{2}{5}N_b^{\,2/3}\left(f_c^{\,1/3} - 2f_c^{\,4/3} + f_c^{\,7/3}\right) +$

$2N_b^{\,2/3}\left(f_c^{\,1/3} - f_c^{\,4/3}\right)\left(1 - (q_1\alpha)^{1/3}\right) + \frac{3}{2}N_b^{\,2/3} f_c^{\,4/3}\left(1 - \frac{4}{3}(q_1\alpha)^{1/3} + \frac{1}{3}(q_1\alpha)^{4/3}\right)$

où N_b est le nombre de bulles par clusters, $N_b = f_c R_1^{\,3}/a^3$.

3.2 Quelques résultats

La figure 4.8 montre la structure spatiale d'ondes de choc pour différentes valeurs initiales du rayon des clusters ; le rayon initial des bulles, la porosité moyenne et celle au sein des

clusters sont identiques dans tous les cas. Comme nous le voyons, la longueur d'onde du signal de pression augmente avec la taille des clusters. Si pour de petits clusters contenant peu de bulles, la structure de l'onde de choc n'est pas très différente de celle du milieu à bulles homogène, des différences plus marquées sont observées pour des amas plus grands. Dans un milieu à bulles hétérogène, deux types d'effets inertiels liés à la microstructure entrent en jeu, faisant intervenir deux échelles caractéristiques différentes : les premiers sont induits par les accélérations subies par le liquide à proximité immédiate des bulles et dépendent du rayon de ces dernières, tandis que les seconds sont liés à l'hétérogénéité de porosité et interviennent à l'échelle des clusters. Pour cette raison, les hétérogénéités de porosité conduisent généralement à amplifier les effets inertiels. Cela explique pourquoi la longueur d'onde du profil de choc puisse être bien plus importante dans un liquide contenant des amas de bulles que dans le liquide homogène correspondant (un accroissement des effets inertiels conduit à des oscillations plus lentes des clusters et des bulles qu'ils contiennent et donc à une augmentation de la longueur d'onde).

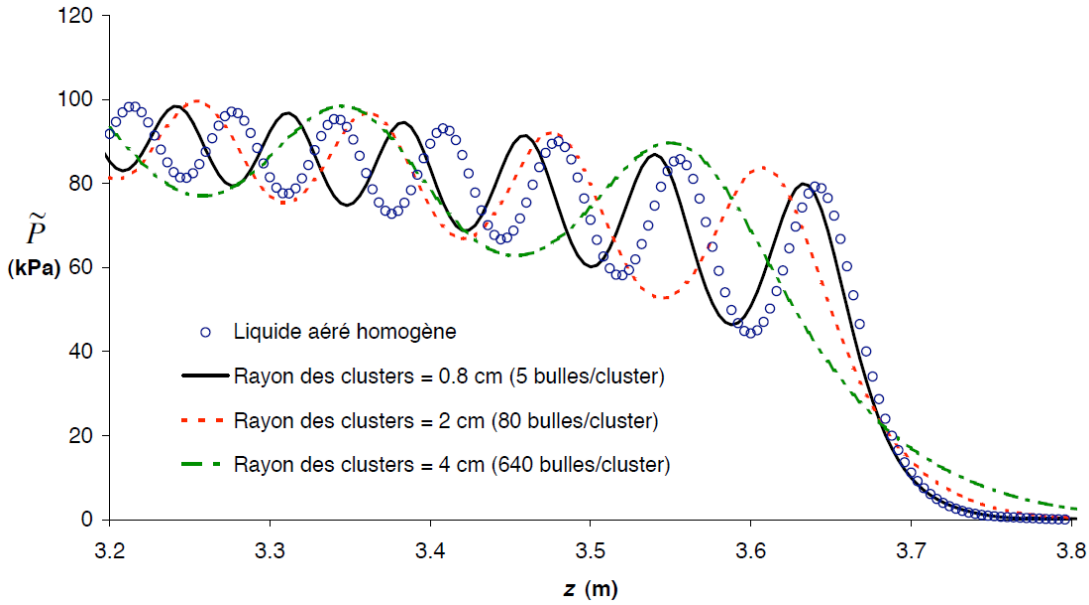


Fig. 4.8. Propagation d'une onde de choc dans un liquide contenant des clusters de bulles : effet du rayon des clusters sur la structure spatiale de l'onde. Gaz : N2 , liquide : huile de silicone, rayon initial des bulles a_0=1 mm, porosité initiale dans les clusters et dans le mélange : f_{c_0} = 1 % et $\widetilde{f}_0$ = 0.25 % (α_0 = 25 %).

La figure 4.9 montre l'influence du rayon des bulles sur la structure spatiale d'une onde de choc pour des valeurs données du rayon des clusters, de la porosité moyenne et de celle au sein des clusters. Pour ces simulations, les effets thermiques n'ont pas été pris en compte. Bien sûr, la longueur d'onde du profil décroit avec le rayon des bulles du fait d'une réduction des effets micro-inertiels. Néanmoins, nous observons que la structure du choc devient indépendante du rayon des bulles lorsque celui-ci devient inférieur à une certaine valeur. Cela signifie que pour des clusters contenant un grand nombre de bulles, les effets dynamiques intervenant à l'échelle des clusters dominent ceux causés par les oscillations des bulles.

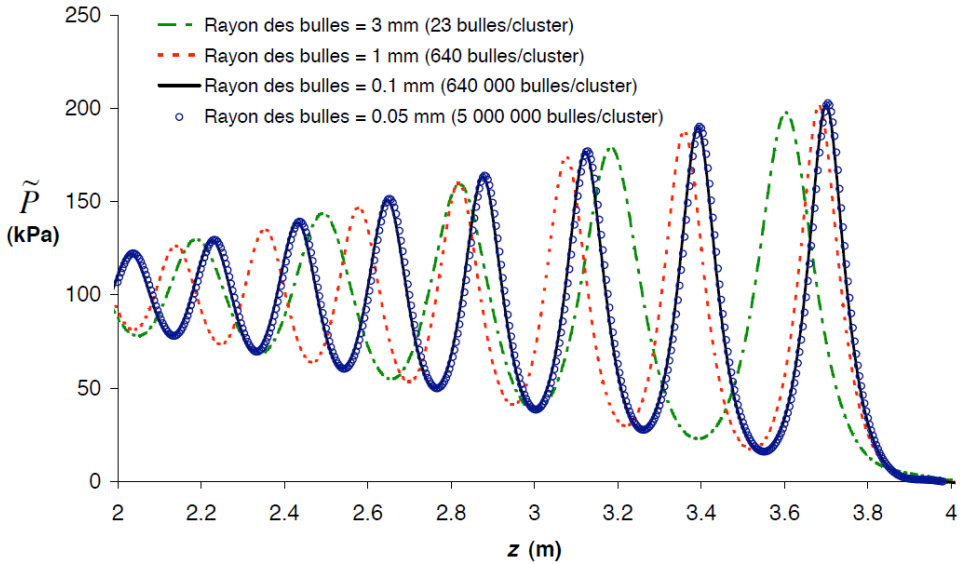


Fig. 4.9. Propagation d'une onde de choc dans un liquide contenant des clusters de bulles : effet du rayon des bulles sur la structure spatiale de l'onde. Gaz : N2 , liquide : huile de silicone, rayon initial des clusters R_{1_0} *=4 cm, porosité initiale dans les clusters et dans le mélange :* f_{c_0} *= 1 % et* $\tilde{f}_0$ *= 0.25 % (*α_0 *= 25 %). Pour ces simulations, les échanges thermiques entre les bulles et le liquide n'ont pas été pris en compte.*

4. Conclusion

Dans ce chapitre, la question de l'influence d'une répartition inhomogène des bulles sur la réponse dynamique d'un liquide aéré a été abordée. Dans un premier temps, nous avons essayé de modéliser les effets des hétérogénéités de porosité en développant un modèle continu basé sur une méthode de transition d'échelles en deux étapes et la notion de volume élémentaire statistiquement représentatif. Cependant, des comparaisons avec des simulations tridimensionnelles (dans lesquelles le domaine de calcul est divisé en plusieurs zones ayant des porosités différentes) ont mis en défaut cette stratégie. La raison de cela est que la microstructure d'un milieu à bulles hétérogène fait intervenir deux longueurs caractéristiques : le rayon des bulles et la distance sur laquelle les hétérogénéités de porosité sont observées. Des effets d'inertie peuvent avoir lieu à chacune de ces échelles. Or, la notion de volume élémentaire statistiquement représentatif ne permet pas de tenir compte des effets inertiels ayant lieu à l'échelle intermédiaire (liée aux hétérogénéités de porosité).

Un second effort de modélisation a été entrepris pour un type particulier d'hétérogénéité de porosité, celui d'un liquide contenant des clusters de bulles. Le modèle développé est aussi basé sur une méthode de transition d'échelles en deux étapes, mais dans ce cas les effets d'inertie sont pris en compte lors des deux étapes. Les résultats montrent que la structure d'une onde de choc se propageant dans un liquide contenant des amas de bulles va dépendre non seulement du rayon des bulles, mais aussi de la taille des amas. Notons que la validité du modèle proposé a pu être établie sur la base de comparaisons avec des résultats de calculs axisymétriques dans lesquels les clusters sont représentés directement (via le maillage), et de données expérimentales de la littérature, voir (Grandjean et al., 2012).

Troisième partie : Perspectives de recherche et conclusion

Projets de recherche

Dans cette partie, une liste de problèmes que j'aimerais aborder dans l'avenir est présentée. Certains font déjà l'objet d'actions de recherche, d'autres correspondent à des projets à plus long terme, dont la concrétisation est subordonnée en partie à l'obtention de moyens humains et financiers.

Sur le thème de l'endommagement dynamique ductile : aspects fondamentaux

Modélisation de l'endommagement dynamique ductile avec prise en compte de l'effet de forme des cavités. Il s'agit des travaux de thèse de Cédric Sartori (doctorant à l'Université de Lorraine) qui ont débuté en 2011. Dans les travaux concernant l'endommagement dynamique présentés dans ce mémoire, nous nous sommes toujours basés sur l'hypothèse de cavités ayant une forme sphérique. Il est bien connu que cette hypothèse n'est pas adaptée lorsque l'on considère des problèmes impliquant une faible triaxialité des contraintes, pour lesquels des changements de forme significatifs des vides sont observés au cours de la déformation du matériau. Cette hypothèse est également inappropriée lorsque l'on a affaire à des cavités initialement très aplaties. Il est par exemple bien connu que dans certains aciers multiphasés, l'endommagement s'initie par l'apparition de micro-fissures dans une phase fragile (ferrite) qui croissent ensuite par déformation plastique d'une phase ductile (austénite). La description des effets de forme des vides dans les matériaux poreux est aussi importante dans l'objectif de prévoir la coalescence des cavités (Gologanu et al., 2001). Dans le cadre de la thèse de Cédric Sartori, nous sommes en train, dans l'esprit des travaux menés par Gologanu (1997) pour le cas quasi-statique, de développer un modèle de comportement et d'endommagement dynamique (incorporant effets micro-inertiels) à base micromécanique, pour des matériaux contenant des cavités sphéroïdales.

Effet d'hétérogénéités micro-structurales sur l'endommagement dynamique ductile. Dans le cas de sollicitations quasi-statiques, différents études ont été menées concernant l'influence d'hétérogénéités de microstructure lors de la rupture de matériaux ductiles (Becker, 1987 ; Devillers-Guerville et al., 1998 ; Lebond et Perrin, 1999). Ces travaux montrèrent que les hétérogénéités micro-structurales, en accélérant localement l'endommagement, contribue à « affaiblir » le matériau et à limiter sa ductilité. Il est possible que l'effet des hétérogénéités de microstructure soit un peu différent sous chargement dynamique. Il est en effet probable que ces hétérogénéités conduisent à amplifier les effets d'inertie microscopique, de manière un peu similaire à ce que nous avons observé dans le cas de milieux à bulles hétérogènes (chap. 4). En s'inspirant des travaux de Becker (1987) et de Devillers-Guerville et al. (1998), l'endommagement de matériaux ductiles en présence d'hétérogénéités de microstructure pourrait être étudié dans un premier temps à l'aide de calculs par éléments finis, dans lesquels certaines propriétés matériau (par exemple la porosité initiale ou les paramètres de nucléation) seraient affectées aléatoirement à différentes zones du maillage.

Interaction entre effets non-locaux et micro-inertie. La simulation numérique de matériaux ayant un comportement adoucissant pose le problème de la localisation pathologique de l'endommagement, celui-ci tendant à se concentrer dans une zone de largeur nulle, rendant impossible toute convergence des résultats par rapport au maillage. Dans le cas quasi-statique,

la résolution de ce problème requiert l'utilisation de modèles non-locaux[22]. Les effets non-locaux deviennent significatifs lorsque la longueur caractéristique de variation des champs macroscopiques devient du même ordre de grandeur que la taille de la microstructure du matériau, ce qui survient lorsque des phénomènes de localisation apparaissent. Pour les problèmes dynamiques (avec prise en compte de l'inertie à l'échelle macroscopique), l'introduction d'une sensibilité à la vitesse de déformation dans la loi de comportement du matériau, comme c'est le cas avec la micro-inertie, génère aussi un effet régularisant. Comme nous l'avons observé précédemment, l'utilisation de modèles d'endommagement avec micro-inertie permet d'obtenir une convergence des résultats par rapport au maillage. L'effet régularisant induit par l'inertie microscopique dépend directement de la taille caractéristique de la microstructure du matériau. Au travers de comparaisons avec des résultats d'essais d'impact de plaques pour du tantale, nous avons observé que nos simulations numériques étaient en mesure de reproduire de manière correcte la répartition spatiale de porosité dans les éprouvettes et, en particulier, la taille de la zone fortement endommagée (Jacques et al., 2010). Cela suggère que la modélisation de phénomènes de localisation dynamique ne requiert pas nécessairement l'emploi de modèles non-locaux : il est possible que dans certains cas le mécanisme régularisant le plus important soit induit par la micro-inertie. Néanmoins, pour pouvoir confirmer (ou infirmer) cette hypothèse et afin de mieux comprendre les mécanismes régissant les phénomènes de localisation de l'endommagement et de la déformation sous sollicitations dynamiques, il me semble nécessaire de développer un modèle incorporant à la fois micro-inertie et effets non-locaux. Afin de relier ces deux facteurs à des paramètres microstructuraux, l'idéal serait que le modèle repose sur une fondation micromécanique. A ma connaissance, le seul modèle d'endommagement ductile non-local à base micromécanique est celui proposé par Gologanu, Leblond, Perrin et Devaux, voir (Gologanu, 1997) et (Enakoutsa et Leblond, 2009). Reprendre la procédure d'homogénéisation proposée par ces derniers en y incluant les effets d'inertie à l'échelle du VER me semble tout à fait possible. Cependant, une complication liée à cette approche est que le modèle obtenu reposera sur la théorie du second gradient, rendant complexe son implantation dans un code de calculs par éléments finis. D'autres façons de faire plus simples, basées sur une prise en compte phénoménologique des effets non-locaux (voir e.g. Enakoutsa et al., 2007), sont également envisageables.

Sur le thème de l'endommagement dynamique ductile : aspects numériques

Techniques d'adaptation de maillage pour la simulation numérique de la rupture dynamique. Les simulations numériques basées sur l'utilisation de modèles d'endommagement continus sont consommatrices de ressources informatiques importantes. En effet, elle requiert l'utilisation de maillages extrêmement fins pour représenter les zones de localisation de l'endommagement dont la taille est de l'ordre de la distance moyenne entre vides. Les coûts informatiques de ces simulations sont actuellement incompatibles avec la résolution de problèmes industriels et même avec la simulation de certaines configurations expérimentales assez complexes. Une piste pour limiter le nombre d'éléments nécessaires est l'utilisation de méthodes d'adaptation de maillage permettant de raffiner automatiquement, en cours de simulation, le maillage dans les zones où apparaissent de forts gradients macroscopiques. Pour avancer dans cette direction, je pense m'appuyer sur une méthode d'éléments finis avec intégration nodale stabilisée (Dohrmann et al., 2000 ; Puso et al., 2008) ou avec lissage nodale (Bonet et Burton, 1998 ; Bonet et al., 2001 ; De Micheli et Mocellin,

[22] Par ce terme, je désigne ici l'ensemble des modèles donnant naissance à des effets d'échelle tels que les modèles utilisant des variables internes non-locales, ceux reposant sur la théorie micromorphe ou celle du second gradient.

2008). Ces techniques me semblent avoir certains atouts, elles permettent en particulier de travailler avec des maillages de triangles à 3 nœuds (cas 2D) ou de tétraèdres à 4 nœuds (cas 3D) sans rencontrer de problèmes de verrouillage volumétrique, tout en étant peu sensible à la distorsion du maillage. En lien avec la perspective précédente (concernant les modèles non-locaux), il faut noter que les techniques d'intégration nodale ouvrent des pistes pour le traitement numérique des modèles d'endommagement basés sur la théorie du second gradient (Yoo et al., 2004).

Modèles de zone cohésive pour la propagation dynamique de fissures ductiles. Une autre piste pour réduire les temps de calcul et envisager des simulations à plus grande échelle est l'utilisation de modèles de zone cohésive. L'objectif serait de bâtir une modèle de zone cohésive en se basant sur les modèles d'endommagement dynamique qui ont été développés. Pour les problèmes quasi-statiques, la formulation de modèles de zones cohésives à partir de modèles d'endommagement continus a été l'objet de plusieurs travaux (Siegmund and Brocks, 1998 ; Tvergaard, 2001 ; Cazes et al., 2009, 2010 ; Cazes, 2010). En particulier, la méthodologie proposée par Tvergaard (2001) est assez générale (elle n'est pas liée à un modèle d'endommagement particulier) et a aussi l'avantage de tenir compte de la triaxialité des contraintes. Dans un premier temps, je pense me baser sur cette méthode. Cependant, son application aux problèmes dynamiques présente certaines limitations. La principale est liée au fait que ce modèle identifie le comportement de la zone cohésive à partir de celui d'une bande de matériau endommagé, dont la largeur doit être spécifiée. Or, les simulations que j'ai réalisées montrent que la micro-inertie induit un phénomène de « délocalisation » de l'endommagement : la zone d'élaboration de fissure devient plus étendue quand l'intensité du chargement augmente. La prise en compte de ce phénomène dans un modèle d'interface est une question ouverte. Néanmoins, une piste intéressante est en train d'être ouverte par Su et Stainier (2010), qui proposent un modèle de bande de cisaillement adiabatique basé sur une approche variationnelle. Dans ce modèle, la largeur de la bande est une inconnue qui peut évoluer au cours du calcul, dont la valeur est déterminée par la résolution d'un problème de minimisation d'une fonctionnelle.

Sur le thème du comportement dynamique des matériaux hétérogènes

Modélisation micromécanique du comportement dynamique des mousses métalliques à porosité fermée. Les mousses métalliques sont des matériaux hétérogènes fortement poreux, dont le comportement sous impact est fortement influencé par des effets d'inertie associés à la déformation des cellules élémentaires qui les constituent. Si ce point a été mis en évidence expérimentalement (Tan et al., 2005), il n'existe à ma connaissance des modèles de comportement tenant compte de ces effets micro-inertiels que pour le cas de mousses à porosité ouverte (Romero et al., 2008). Le développement d'une modélisation multi-échelles du comportement dynamique des mousses à porosité fermée me semble une perspective de travail intéressante, qui pourrait être abordée en se basant sur le formalisme que nous avons utilisé pour les matériaux endommagés, mais en considérant d'autres morphologies de VER.

Sur le thème des impacts hydrodynamiques et des fluides multiphasiques

Modélisation stochastique d'impacts hydrodynamiques. Le dimensionnement et l'analyse de l'endommagement par fatigue des structures navales nécessite de pouvoir estimer les chargements dus au tossage. Il est clair que durant la vie d'un navire, certains éléments structuraux vont subir un grand nombre d'impacts, pour des conditions très variables : la

vitesse d'impact, l'angle d'incidence, la courbure de la surface du liquide (effet lié à la houle) seront différents d'un impact à un autre, entrainant une forte variabilité des chargements générés. Un dimensionnement fin des structures nécessite sans doute non seulement la connaissance des chargements pour des conditions « de référence », mais également des chargements extrêmes, ainsi que les probabilités d'occurrence associées. Un projet de recherche intéressant pourrait être le développement d'un modèle d'impact tridimensionnel stochastique, permettant de modéliser les incertitudes et la variabilité des chargements hydrodynamiques. Au moins deux stratégies sont envisageables pour cela. La première serait l'utilisation d'une méthode de Monte-Carlo où chaque simulation serait réalisée avec le modèle d'impact développé par Alan Tassin durant sa thèse (Tassin et al., 2012). Même si ce modèle est assez rapide, la multiplication des calculs inhérente à la méthode de Monte-Carlo fait que cette approche serait sans doute très lourde en temps de calcul. Une autre stratégie reposerait sur une méthode de perturbation. Cette technique a été utilisée, par exemple, pour obtenir des solutions analytiques approchées de problèmes d'impact tridimensionnels par perturbation d'une solution axisymétrique (Korobkin et Scolan, 2006). La généralisation de cette approche pourrait permettre de décrire de manière peu coûteuse l'effet de variations des conditions d'impact sur les chargements hydrodynamiques générés.

Interactions fluide-structure lors d'impacts hydrodynamiques. Il a été montré que pour certains problèmes d'impact, la déformation de la structure impactante et l'écoulement du fluide peuvent être fortement couplés (Khabakhpasheva et Korobkin, 2003 ; Scolan, 2004). Néanmoins, l'étude des interactions fluide-structure lors d'impacts hydrodynamiques est un sujet qui n'a été que très partiellement exploré. Tout d'abord, la plupart des études publiées se focalisent sur des problèmes bidimensionnels. La mise au point d'une méthodologie permettant de traiter efficacement des problèmes tridimensionnels d'impact hydroélastique est un problème ouvert. Un autre point qui mériterait une certaine attention est l'analyse des interactions fluide-structure lors d'impacts de structures non-linéaires. Dans la plupart des études de la littérature, le comportement de la structure est modélisé dans le cadre des petites perturbations. Or, il me semble fort possible que certains problèmes, pour lesquels les couplages entre réponse structurale et écoulement sont importants, correspondent également à des cas où le comportement de la structure pourrait présenter une certaine non-linéarité d'origine géométrique. Notons également que très peu de travaux existants concernent l'impact de structures fortement flexibles. La simulation de ce problème pose des questions concernant à la fois la modélisation du fluide, de la structure, et des algorithmes de résolution et de couplage.

Effets de l'aération lors d'impacts hydrodynamiques. Certains problèmes d'impact impliquent non pas un liquide pur, mais un fluide contenant une certaine quantité de gaz. Cela se produit par exemple lors des impacts générés par le ballotement du gaz liquéfié contenu dans les cuves des méthaniers ou lors du déferlement de vagues sur des installations côtières. La présence du gaz, en modifiant très fortement la compressibilité du fluide, influe sur les chargements induits lors de l'impact sur la structure. Il est important de noter que, si l'aération du fluide tend à réduire les pics de pression lors de l'impact, elle peut conduire à augmenter la durée de ce dernier et, au final, à augmenter l'impulsion subie par la structure (Bullock et al., 2007). La modélisation de l'impact de fluides aérés a fait l'objet de quelques travaux, mais se basant généralement sur une description assez sommaire du comportement du fluide aéré (utilisant un module de compressibilité effectif). Certains travaux préliminaires m'amènent à penser que cela n'est pas forcement suffisant. A cause de la réponse des bulles, le comportement d'un fluide aéré est à la fois fortement non-linéaire et sensible à la vitesse de chargement. Ces aspects pourraient avoir une certaine influence dans les problèmes d'impact.

Il serait intéressant de les étudier en utilisant, par exemple, les modèles de fluides diphasiques qui sont développés dans la thèse d'Hervé Grandjean, et également d'envisager la réalisation d'une campagne d'essais en utilisant la machine hydraulique d'impact de l'ENSTA Bretagne.

Conclusion

Dans ce mémoire, j'ai voulu illustrer les recherches que j'ai menées depuis ma nomination comme Maître de Conférences à l'ENSTA Bretagne. Compte tenu du positionnement scientifique du Laboratoire Brestois de Mécanique et des Systèmes (LBMS), j'ai cherché à développer différentes actions dans le domaine de la dynamique rapide. De mon point de vue, les principales avancées liées à mes travaux sont :

- Le développement de modèles dynamiques d'endommagement ductile à base micromécanique (tenant compte des effets de l'inertie microscopique).
- L'analyse du rôle des effets micro-inertiels dans certains problèmes de rupture dynamique (écaillage et propagation dynamique de fissures ductiles).
- La modélisation et l'analyse des effets d'hétérogénéités de fraction volumique de gaz sur la propagation d'ondes dans les milieux à bulles.
- Le développement et la validation d'un modèle tridimensionnel simplifié d'impact hydrodynamique basé sur la théorie de Wagner.

Dans la réalisation de ces travaux, j'ai essayé de concilier aspects théoriques et applicatifs. J'ai cherché bien sûr à éclairer certains points de notre discipline encore mal compris, mais aussi à mettre au point des outils permettant de répondre à certains problèmes industriels. Pour cela, j'ai essayé d'avoir une approche assez multidisciplinaire. Par exemple, dans mes travaux sur la rupture dynamique, la formulation de nouveaux modèles de comportement et d'endommagement a toujours été accompagnée de développements numériques permettant leur intégration dans des codes de calculs et la réalisation de simulations numériques. Aussi, j'ai accordé une grande importance à la validation des modèles mis au point, sur la base de confrontations avec d'autres approches de modélisation (e.g. simulations micromécaniques par éléments finis de matériaux poreux, calculs d'impacts hydrodynamiques basés sur la méthode Volume-of-Fluid) et de données expérimentales. Je précise sur ce point que si mon travail a porté surtout sur la modélisation, j'ai essayé d'établir un dialogue avec des collègues expérimentateurs et participé activement à la définition de certaines campagnes d'essais d'impact hydrodynamique.

Les travaux qui sont présentés dans ce mémoire ne me sont bien sûr pas propres. Tout d'abord, certains d'entre eux résultent du travail des doctorants que j'ai co-encadrés : Alan Tassin et Hervé Grandjean. D'autres sont le fruit de collaborations sur le long terme avec des enseignants-chercheurs : Alain Nême pour les travaux sur l'impact hydrodynamique, Sébastien Mercier et Alain Molinari (Université de Lorraine) pour l'endommagement dynamique ductile.

J'espère que les travaux et projets de recherche présentés dans ce mémoire auront montré mon implication dans le travail scientifique. Au terme de onze années d'activité dans le monde de la recherche, dont six comme Maître de Conférences, je pense avoir acquis suffisamment d'expérience et d'autonomie scientifique pour effectuer les différentes tâches incombant à un enseignant-chercheur confirmé, telles que la mise en place d'actions de recherche originales, l'encadrement de doctorants et de stagiaires, la gestion de partenariats académiques et industriels, la valorisation des résultats au travers de publications et communications. Cela me motive à candidater à l'Habilitation à Diriger des Recherches.

Références bibliographiques

Addessio F.L., Johnson J.N., 1993. Rate-dependant ductile failure model. J. Appl. Phys. 74, 1640-1648.

Ando K., Colonius T., Brennen C.E., 2011a. Numerical simulation of shock propagation in a polydisperse bubbly liquid. Int. J. Mult. Flow 37, 596-608.

Ando K., Sanada T., Inaba K., Damazo J.S., Shepherd J.E., Colonius T., Brennen C.E., 2011b. Shock propagation through a bubbly liquid in a deformable tube. J. Fluid Mech. 671, 339-363.

Antoun T., Seaman L., Curran D.R., Kanel G.I., Razorenov S.V., Utkin A.V., 2003. Spall fracture. Springer, New York, Berlin.

Aravas N., 1987. On the Numerical Integration of a Class of Pressure-dependent Plasticity Models. Int. J. Numer. Meth. Engng. 24, 1395-1416.

Bazant Z., Belytschko T., 1985. Wave propagation in a strain-softening bar: Exact solution. J. Eng. Mech. 111(3), 381-389.

Becker R., 1987. The effect of porosity distribution on ductile fracture. J. Mech. Phys. Solids 35, 577-599.

Becker R., 2002. Ring fragmentation predictions using the Gurson model with material stability conditions as failure criteria. Int. J. Solids Struct. 39, 3555-3580.

Belak J., 1998. On the nucleation and growth of voids at high strain-rates. J. Comput. Aided Mater. Des. 5, 193-206.

Benzerga A.A., Leblond J.-B., 2010. Ductile fracture by void growth to coalescence. Adv. Appl. Mech. 44, 169-305.

Besson J., 2010. Continuum models of ductile fracture: a review. Int. J. Damage Mech. 19, 3-52.

Besson J., Steglich D., Brocks W., 2001. Modeling of crack growth in round bars and plane strain specimens. Int. J. Solids. Struct. 38, 8259-8284.

Bonet J., Burton J., 1998. A simple average nodal pressure tetrahedral element for incompressible and nearly incompressible dynamic explicit applications. Commun. Numer. Meth. Engng. 14, 437-449.

Bonet J., Marriott H., Hassan O., 2001. An averaged nodal deformation gradient linear tetrahedral element for large strain explicit dynamic applications. Commun. Numer. Meth. Engng. 17, 551-561.

Brennen C.E., 2005. Fundamentals of multiphase flows. Cambridge University Press.

Bullock G.N., Obhrai C., Peregrine D.H., Bredmose H., 2007. Violent breaking wave impacts. Part 1: Results from large-scale regular wave tests on vertical and sloping walls. Coastal Engineering 54, 602–617.

Caballina O., Climent E., Dusek, J., 2003. Two-way coupling simulations of instabilities in a plane bubble plume. Phys. Fluids 15(6), 1535-1544.

Carroll M.M., Holt A.C., 1972. Static and dynamic pore-collapse relations for ductile porous materials. J. Appl. Phys. 43, 1626-1636.

Cazes F., 2010. Construction et implémentation de lois cohésives extrinsèques. Thèse de Doctorat de l'INSA de Lyon.

Cazes F., Coret M., Combescure A., Gravouil A., 2009. A thermodynamic method for the construction of a cohesive law from a nonlocal damage model. Int. J. Solids Struct. 46, 1476-1490.

Cazes F., Simatos A., Coret M., Combescure A., 2010. A cohesive zone model which is energetically equivalent to a gradient-enhanced coupled damage-plasticity model. Eur. J. Mech. A/Solids 29, 976-989.

Chu C., Needleman A., 1980. Void nucleation effects in biaxially stretched sheets. J. Eng. Mater. Technol. 102, 249-256.

Curran D.R., Seaman L., Shockey D.A., 1987. Dynamic Failure of Solids. Phys. Rep. 147, 253–388.

Czarnota C., 2006. Endommagement ductile des matériaux métalliques sous chargement dynamique - Application à l'écaillage. Thèse de Doctorat de l'Université Paul Verlaine – Metz.

Czarnota C., Jacques N., Mercier S., Molinari A. 2008. Modelling of dynamic fracture and application to the simulation of plate impact tests on tantalum. J. Mech. Phys. Solids 56, 1624-1650.

Czarnota C., Mercier S., Molinari A., 2006. Modelling of nucleation and void growth in dynamic pressure loading, application to spall test on tantalum. Int. J. Fract. 141, 177-194.

De Micheli P.O., Mocellin K., 2008. Explicit F.E. formulation with modified linear tetrahedral elements applied to high speed forming processes. Int. J. Mater. Form. S1:1411-1414.

Devillers-Guerville L., Besson J., Pineau A., 1997. Notch fracture toughness of a cast duplex stainless steel : modelling of experimental scatter and size effect. Nuclear Engineering and Design 168, 211-225.

Dohrmann C.R., Heinstein M.W., Jung J., Key S.W., Witkowski W.R., 2000. Node-based uniform strain elements for three-node triangular and four-node tetrahedral meshes. Int. J. Numer. Meth. Engng. 47, 1549-1568.

Dontsov V.E., 2005. Propagation of pressure waves in a gas-liquid medium with a cluster structure. J. Appl. Mech. Tech. Phys. 46, 346-354.

Dornowski W., Perzyna P., 2006. Numerical analysis of localized fracture phenomena in inelastic solids. Found. Civ. Environm. Eng. 7, 79-116.

Dragon A., Trumel,H., 2003. Damage under impact loading – some modelling challenges. Proceedings of the 5th International Symposium High Dynamic Pressure. CEA, Saint-Malo, France, pp. 267-283.

Dremov V., Petrovtsev A., Sapozhnikov P., Smirnova M., Preston D.L., Zocher M.A., 2006. Molecular dynamics simulations of the initial stages of spall in nanocrystalline copper. Phys. Rev. B 74, 144110.

Drumheller D.S., Kipp D.S., Bedford M.E., 1982. Transient wave propagation in bubbly liquids. J. Fluid Mech. 19, 347-365.

Eftis J., Carrasco C., Osegueda R.A., 2003. A constitutive-microdamage model to simulate hypervelocity projectile-target impact, material damage and fracture. Int. J. Plasticity 19, 1321-1354.

Eftis J., Nemes J.A., Randles P.W., 1991. Viscoplastic analysis of plate impact spallation. Int. J. Plast. 7, 15-39.

Enakoutsa K., Leblond J.-B., 2009. Numerical implementation and assessment of the GLPD micromorphic model of ductile rupture. Eur. J. Mech. A/Solids 28, 445-460.

Enakoutsa K., Leblond J.-B., Perrin G., 2007. Numerical implementation and assessment of a phenomenological nonlocal model of ductile rupture. Comput. Mech. Appl. Mech. Engng. 196, 1946-1957.

Forest S., Lorentz E., 2004. Localization phenomena and regularization methods. In: Besson J. (Ed.), Local approach to fracture. Presses de l'Ecole des Mines, Paris, pp. 311-371.

Freund L.B., 1990. Dynamic fracture mechanics. Cambridge University Press, Cambridge.

Freund L.B., Hutchinson J.W., Lam P.S., 1986. Analysis of high-strain-rate elastic-plastic crack growth. Eng. Fract. Mech. 23(1), 119-129.

Glennie E.B., 1972. The dynamic growth of a void in a plastic material and an application to fracture. J. Mech. Phys. Solids 20, 415-429.

Gologanu M., 1997. Etude de quelques problèmes de rupture ductile des métaux. Thèse de Doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie.

Gologanu M., Leblond J.-B., Perrin G., Devaux J., 2001. Theoretical models for void coalescence in porous ductile solids. I: Coalescence in "layers". Int. J. Solids Struct. 38, 5581–5594.

Grandjean H., 2012. Propagation d'une onde de choc dans un liquide aéré : modélisation et application aux rideaux de bulles. Thèse de Doctorat de l'Université de Bretagne Occidental (mémoire provisoire – soutenance prévue en octobre 2012).

Grandjean H., Jacques N., Zaleski S., 2012. Shock propagation in liquids containing bubbly clusters: a continuum approach. J. Fluid Mech. 701, 304-332.

Guduru P.R., Freund L.B., 2002. The dynamics of multiple neck formation and fragmentation in high rate extension of ductile materials. Int. J. Solids Struct. 39, 5615–5632.

Gurson A.L., 1977. Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth. Part I: yield criteria and flow rules for porous ductile media. J. Eng. Mater. Technol. 99, 2-15.

Huang Y., Hutchinson J.W., Tvergaard V., 1991. Cavitation instabilities in elastic–plastic solids. J. Mech. Phys. Solids 39, 223-241.

Iordanski S., 1960. On the equations of motion of the liquid containing gas bubbles. Zh. Prikl. Mekh. Tekhn. Fiz. 3, 102-111.

Jacques N., Czarnota C., Mercier S., Molinari A., 2010. A micromechanical constitutive model for dynamic damage and fracture of ductile materials. Int. J. Fract. 162, 159-175.

Jacques N., Mercier S., Molinari A., 2012a. Effects of microscale inertia on dynamic ductile crack growth. J. Mech. Phys. Solids 60, 665–690.

Jacques N., Mercier S., Molinari A., 2012b. Multiscale modelling of voided ductile solids with micro-inertia and application to dynamic crack propagation. Procedia IUTAM 3, 40-53.

Jacques N., Mercier S., Molinari A., 2012c. Void coalescence in a porous solid under dynamic loading conditions. Int. J. Fract. 173:203–213.

Johnson J.N., 1981. Dynamic fracture and spallation in ductile solids. J. Appl. Phys. 52, 2812-2825.

Kameda M., Shimaura N., Higashino F., Matsumoto Y., 1998. Shock waves in a uniform bubbly flow. Phys. Fluids 10, 2661-2668.

Kanel G.I., 2010. Spall fracture: methodological aspects, mechanisms and governing factor. Int. J. Fract. 163, 173-191.

Kanel G.I., Razorenov S.V., Bogatch A., Utkin A.V., Grady D.E., 1997. Simulation of spall fracture of aluminium and magnesium over a wide range of load duration and temperature. Int. J. Impact Engng. 20, 467-478.

Khabakhpasheva T.I., Korobkin A.A., 2003. Approximate models of elastic wedge impact. Proceedings of the 18th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Le Croisic, France (disponible sur http://www.iwwwfb.org/).

Kogarko B. 1961. On the model of cavitating liquid. Dokl. AN SSSR 137,1331-1333.

Korobkin A.A., 2004. Analytical models of water impact. Eur. J. Appl. Math. 15, 821-838.

Korobkin A.A., Scolan Y.-M., 2006. Three-dimensional theory of water impact. Part 2. Linearized Wagner problem. J. Fluid Mech. 549, 343–373.

Kuksin A., Norman G., Stegailov V., Yanilkin A., Zhilyaev P., 2010. Dynamic fracture kinetics, influence of temperature and microstructure in the atomistic model of aluminum. Int. J. Fract. 162, 127-136.

Lam P.S., Freund L.B., 1985. Analysis of dynamic growth of a tensile crack in an elastic-plastic material. J. Mech. Phys. Solids 33(2), 153-167.

Lauterborn W., Kurz T., 2010. Physics of bubble oscillations. Rep. Prog. Phys. 73, 106501.

Leblond J.-B., 2003. Mécanique de la rupture fragile et ductile. Hermès Science Publications, Lavoisier.

Leblond J.-B., Perrin G., 1999. A self-consistent approach to coalescence of cavities in inhomogeneously voided ductile solids. J. Mech. Phys. Solids 47, 1823-1841.

Leblond J.-B., Perrin G., Devaux J., 1994. Bifurcation effects in ductile metals with nonlocal damage. J. Appl. Mech. 61, 236-242.

Leblond J.-B., Roy G., 2000. A model for dynamic ductile behavior applicable for arbitrary triaxialities. C.R. Acad. Sci. II. 328, 381-386.

Lee B. J., Mear M.E., 1999. Stress concentration induced by an elastic spheroidal particle in a plastically deforming solid. J. Mech. Phys. Solids 47, 1301-1336.

Lin Z., Lingcang C., Yinglei L., Jianxiang P., Fuqian J., Dongquan C., 2004. Simplified model for prediction of dynamic damage and fracture of ductile materials. Int. J. Solids Struct. 41, 7063-7074.

Mackenzie J., 1958. The elastic constants of a solid containing spherical holes. Proc. Phys. Soc. B 63, 2-11.

Molinari A., Mercier S., 2001. Micromechanical modelling of porous materials under dynamic loading. J. Mech. Phys. Solids 49, 1497-1516.

Molinari A., Wright T.W., 2005. A physical model for nucleation and early growth of voids in ductile materials under dynamic loading. J. Mech. Phys. Solids 53, 1476-1504.

Needleman A., 1987. A continuum model for void nucleation by inclusion debonding. J. Appl. Mech. 54, 525-531.

Needleman A., 1988. Material rate dependence and mesh sensitivity in localization problems. Comput. Mech. Appl. Mech. Engrg. 67, 69-85.

Needleman A., Tvergaard V., 1991a. An analysis of dynamic, ductile crack growth in a double edge cracked specimen. Int. J. Fract. 49, 41-67.

Needleman A., Tvergaard V., 1991b. A numerical study of void distribution effects on dynamic, ductile crack growth. Eng. Fract. Mech. 38, 157-173.

Needleman A., Tvergaard V., 1994. Mesh effects in the analysis of dynamic ductile crack growth. Eng. Fract. Mech. 47, 75-91.

Nigmatulin R.I., Khabeev N.S., 1974. Heat exchange between a gas bubble and a liquid. Fluid Dyn. 9, 890-899.

Noordzij L., van Wijngaarden L., 1974. Relaxation effects, caused by relative motion, on shock waves in gas-bubble/liquid mixtures. J. Fluid Mech. 66, 115–143.

Ortiz M., Molinari A., 1992. Effect of strain hardening and rate sensitivity on the dynamic growth of a void in a plastic material. J. Appl. Mech. 59, 48-53.

Perrin G., Leblond J.-B., 1990. Analytical study of a hollow sphere made of plastic porous material and subjected to hydrostatic tension - application to some problems in ductile fracture of metals. Int. J. Plast. 6(6), 677-699.

Perzyna P., 1986. Internal state variable description of dynamic fracture of ductile solids. Int. J. Solids Struct. 22, 797-818.

Preston A.T., Colonius T., Brennen C.E., 2007. A reduced-order model of diffusive effects on the dynamics of bubbles. Phys. Fluids 19, 123302.

Prosperetti A., Seminara G., 1978. Linear stability of a growing or collapsing bubble in a slightly viscous liquid. Phys. Fluid. 21, 1465-1470.

Puso M.A., Chen J.S., Zywicz E., Elmer W., 2008. Meshfree and finite element nodal integration methods. Int. J. Numer. Meth. Engng. 74, 416-446.

Rajendran A.M., Dietenberger M.A., Grove D.J., 1988. A void growth-based failure model to describe spallation. J. Appl. Phys. 85, 1521-1527.

Rice J.R., Tracey D.M., 1969. On the ductile enlargement of voids in triaxial stress fields. J. Mech. Phys. Solids 17, 201–217.

Romero P.A., Zheng S.F., Cuitiño A.M., 2008. Modeling the dynamic response of visco-elastic open-cell foams. J. Mech. Phys. Solids 56, 1916-1943.

Roy G., 2003. Vers une modélisation approfondie de l'endommagement ductile dynamique. Investigation expérimentale d'une nuance de tantale et développements théoriques. Thèse de Doctorat de l'ENSMA et de l'Université de Poitiers.

Scolan Y.-M., 2004. Hydroelastic behaviour of a conical shell impacting on a quiescent-free surface of an incompressible liquid. J. Sound Vib. 277, 163–203.

Seaman L., Curran D.R., Shockey D.A., 1976. Computational models for ductile and brittle fracture. J. Appl. Phys. 47, 4814-4826.

Seo J.H., Lele S.K., Tryggvason G., 2010. Investigation andmodeling of bubble–bubble interaction effect in homogeneous bubbly flows. Phys. Fluids 22, 063302.

Shabrov M.N., Needleman A., 2002. An analysis of inclusion morphology effects on void nucleation. Modelling Simul. Mater. Sci. Eng. 10, 163-183.

Siegmund T., Brocks W., 1998. Tensile decohesion by local failure criteria. Tech. Mech. 18, 261-270.

Siegmund T., Needleman A., 1997. A numerical study of dynamic crack growth in elastic-plastic solids. Int. J. Solid. Struct. 34, 769-787.

Sluys L.J., de Borst R., 1992. Wave propagation and localization in a rate-dependent cracked medium – Model formulation and one-dimensional examples. Int. J. Solid. Struct. 29, 2945-2958.

Sorensen N.J., Freund L.B., 2000. Unstable neck formation in a ductile ring subjected to impulsive radial loading. Int. J. Solids Struct. 37, 2265-2283.

Su S., Stainier L., 2010. Modélisation des bandes de cisaillement adiabatique par une approche énergétique variationnelle. 10ème Colloque National en Calcul des Structures, Giens, France.

Suffis A., Lubrecht T.A.A., Combescure A., 2003. Damage model with delay effect: Analytical and numerical studies of the evolution of the characteristic damage length. Int. J. Solid. Struct. 40, 3463-3476.

Tan P.J., Reid S.R., Harrigan J.J., Zou Z., Li S., 2005. Dynamic compressive strength properties of aluminium foams. Part I - experimental data and observations. J. Mech. Phys. Solids 53, 2174-2205.

Tassin A., Jacques N., El Malki Alaoui A., Nême A., Leblé B., 2012. Hydrodynamic loads during water impact of three-dimensional solids: Modelling and experiments. J. Fluid Struct. 28(1), 211-231.

Tong W., Ravichandran G., 1995. Inertial effects on void growth in porous viscoplastic materials. J. Appl. Mech. 62, 633-639.

Trumel H., Hild F., Roy G., Pellegrini Y.-P., Denoual C., 2009. On probabilistic aspects in the dynamic degradation of ductile materials. J. Mech. Phys. Solids 57, 1980-1998.

Tvergaard V., 1982. On localization in ductile materials containing spherical voids. Int. J. of Fract. 18, 237-252.

Tvergaard V., 2001. Crack growth predictions by cohesive zone model for ductile fracture. J. Mech. Phys. Solids 49, 2191-2207.

Tvergaard V., Needleman A., 1984. Analysis of the cup–cone fracture in a round tensile bar. Acta. Metal. 32, 157-169.

Vadillo G., Zaera R., Fernandez-Saez J., 2008. Consistent integration of the constitutive equations of Gurson materials under adiabatic conditions. Comput. Methods Appl. Mech. Engrg. 197, 1280-1295.

van Wijngaarden L., 1968. On the equations of motion for mixtures of liquid and gas bubbles. J. Fluid Mech. 33, 465-474.

van Wijngaarden L., 1970. On the structure of shock waves in liquid-bubble mixtures. Appl. Sci. Res. 22, 366-381.

van Wijngaarden L., 1972. One-dimensional flow of liquids containing small gas bubbles. Ann. Rev. Fluid Mech. 4, 369-396.

van Wijngaarden L., 2007. Shock waves in bubbly liquids. In: van Dongen, M.E.H (Ed.), Shock wave science and technology reference library, Vol. 1 Multiphase flows. Springer, Berlin.

Venkert A., Guduru P.R., Ravichandran G., 2001. Effect of loading rate on fracture morphology in a high strength ductile steel. J. Eng. Mater. Tech. 123, 261-267.

Wang Z.P., 1997. Void-containing nonlinear materials subject to high-rate loading. J. Appl. Phys. 81, 7213-7227.

Wang Z.P., Jiang Q., 1997. A yield criterion for porous ductile media at high strain rate. J. Appl. Mech. 64, 503-509

Watanabe M., Prosperetti A., 1994. Shock waves in dilute bubbly liquids. J. Fluid Mech. 274, 349-381.

Worswick M.J., Nahme H., Fowler J., 1994. Spall through void nucleation, growth and coalescence. J. Phys. IV France 04, C8-623-C8-628 (DOI: 10.1051/jp4:1994894).

Wright T.W., Ramesh K.T., 2008. Dynamic void nucleation and growth in solids: A self-consistent statistical theory. J. Mech. Phys. Solids 56, 336-359.

Wu X.Y., Ramesh K.T., Wright T.W., 2003a. The dynamic growth of a single void in a viscoplastic material under transient hydrostatic loading. J. Mech. Phys. Solids 51, 1-26.

Wu X.Y., Ramesh K.T., Wright T.W., 2003b. The effects of thermal softening and heat conduction on the dynamic growth of voids. Int. J. Solids Struct. 40, 4461-4478.

Wu X.Y., Ramesh K.T., Wright T.W., 2003c. The coupled effects of plastic strain gradient and thermal softening on the dynamic growth of voids. Int. J. Solids Struct. 40, 6633-6651.

Xia L., Cheng L., 2000. Dynamic ductile crack growth and transition to cleavage – a cell model approach. Int. J. Fract. 102, 155-175.

Yoo J.W., Moran B., Chen J.-S., 2004. Stabilized conforming nodal integration in the natural-element method. Int. J. Numer. Meth. Engng 60, 861-890.

Zhang Z.D., Prosperetti A., 1994. Ensemble-averaged equations for bubbly flows. Phys. Fluids 6, 2956-2970.