



HAL
open science

Contribution à l'étude des Alliages à Mémoire de Forme de type Ni-Ti

Karine Taillard

► **To cite this version:**

Karine Taillard. Contribution à l'étude des Alliages à Mémoire de Forme de type Ni-Ti. Matériaux et structures en mécanique [physics.class-ph]. Université Paris-Saclay, 2020. tel-03021886v1

HAL Id: tel-03021886

<https://theses.hal.science/tel-03021886v1>

Submitted on 24 Nov 2020 (v1), last revised 22 Nov 2021 (v2)

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.

Contribution à l'étude des Alliages à Mémoire de Forme de type Ni-Ti

**Habilitation à Diriger des Recherches
de l'Université Paris-Saclay**

École doctorale n° 579, Sciences mécaniques et
énergétiques, matériaux et géosciences (SMEMAG)
Spécialité : Solides, structures et matériaux
Unité de recherche : LMT

**HDR présentée et soutenue à l'École Normale Supérieure
Paris-Saclay, le 19 novembre 2020, par**

Karine LAVERNHE-TAILLARD

Composition du jury :

Xavier Balandraud Professeur des universités, SIGMA Clermont, Institut Pascal	Président
Tarak Ben Zineb Professeur des universités, Université de Lorraine, LEM3	Rapporteur
Yves Chemisky Professeur des universités, Université de Bordeaux, I2M	Rapporteur
Hervé Louche Professeur des universités, Université de Montpellier, LMGC	Rapporteur
Ziad Mounni Professeur des universités, ENSTA Paris, UME	Examineur
Olivier Hubert Professeur des universités, ENS Paris-Saclay, LMT	Examineur

Titre : Contribution à l'étude des Alliages à Mémoire de Forme de type Ni-Ti

Mots clés : Alliages à Mémoire de Forme, Chargement multiaxial, Couplages thermo-mécaniques, Modélisation multi-échelle, Diffraction des Rayons-X (DRX)

Résumé :

Les nickel-titane sont, à l'heure actuelle, les Alliages à Mémoire de Forme (AMF) les plus utilisés industriellement du fait de leurs propriétés mécaniques. Néanmoins leur comportement est, parmi l'ensemble des AMF, l'un des plus complexes à modéliser. Ce document revient sur les différents développements effectués ces dernières années en termes d'approches expérimentales innovantes : essais multiaxiaux et mesures in situ associées comme le dosage des phases par DRX ou les mesures de champs cinématique et thermique couplées par caméra infrarouge. Une modélisation de type micro-macro est ensuite proposée, basée sur des approches stochastiques. La première version est écrite à l'équilibre thermodynamique et donc réversible; une seconde version hors équilibre permet de décrire le comportement hystérétique.



Title : Contribution to the study of Ni-Ti Shape Memory Alloys

Keywords : Shape Memory Alloys, Multiaxial loading, Thermo-mechanical couplings, Multiscale modeling, X-Ray Diffraction (XRD)

Abstract :

Nickel-titanium is, at present, the Shape Memory Alloys (SMA) most industrially used because of their mechanical properties. However, their behavior is one of the most complex among all SMAs to model. This document reviews the various developments carried out in recent years in terms of innovative experimental approaches: multiaxial tests and associated in situ measurements such as volume phase fractions by XRD or coupled kinematic and thermal fields measurements with a single infrared camera. A micro-macro type modeling is then proposed, based on stochastic approaches. The first version is written at the thermodynamical equilibrium and therefore reversible; a second out-of-equilibrium version describes hysteretic behavior.



Titre : Contribution à l'étude des Alliages à Mémoire de Forme de type Ni-Ti

Mots clés : Alliages à Mémoire de Forme, Chargement multiaxial, Couplages thermo-mécaniques, Modélisation multi-échelle, Diffraction des Rayons-X (DRX)

Résumé :

Les nickel-titane sont, à l'heure actuelle, les Alliages à Mémoire de Forme (AMF) les plus utilisés industriellement du fait de leurs propriétés mécaniques. Néanmoins leur comportement est, parmi l'ensemble des AMF, l'un des plus complexes à modéliser. Ce document revient sur les différents développements effectués ces dernières années en termes d'approches expérimentales inno-

vantes : essais multiaxiaux et mesures in situ associées comme le dosage des phases par DRX ou les mesures de champs cinématique et thermique couplées par caméra infrarouge. Une modélisation de type micro-macro est ensuite proposée, basée sur des approches stochastiques. La première version est écrite à l'équilibre thermodynamique et donc réversible; une seconde version hors équilibre permet de décrire le comportement hystérétique.

Title : Contribution to the study of Ni-Ti Shape Memory Alloys

Keywords : Shape Memory Alloys, Multiaxial loading, Thermo-mechanical couplings, Multiscale modeling, X-Ray Diffraction (XRD)

Abstract :

Nickel-titanium is, at present, the Shape Memory Alloys (SMA) most industrially used because of their mechanical properties. However, their behavior is one of the most complex among all SMAs to model. This document reviews the various developments carried out in recent years in terms of innovative experimental approaches: multiaxial tests and associated in situ measurements

such as volume phase fractions by XRD or coupled kinematic and thermal fields measurements with a single infrared camera. A micro-macro type modeling is then proposed, based on stochastic approaches. The first version is written at the thermodynamical equilibrium and therefore reversible; a second out-of-equilibrium version describes hysteretic behavior.



Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu les membres du jury de cette HDR : Tarak Ben Zineb, Yves Chemisky, Hervé Louche, Xavier Balandraud et Ziad Moumni. Bien sûr je vous remercie d'avoir accepté de lire ou de rapporter sur ce travail mais aussi pour le plaisir que m'ont fait vos réponses positives et enthousiastes quand je vous ai demandé si vous seriez partants pour participer à mon jury d'HDR. À ce moment, je n'avais pas encore écrit une seule ligne de ce manuscrit et votre soutien a été précieux.

Ce travail n'aurait pas été possible sans tout l'entourage et l'environnement propices dont j'ai pu bénéficier au sein du secteur Mécanique et Matériaux du LMT depuis mon "arrivée" en 2006. Je remercie mille fois Olivier Hubert qui a accepté de piloter toute l'aventure AMF, avec les modèles micro-macro et la DRX. Un merci tout spécial aussi à René Billardon qui m'a fait confiance pour traiter de thèmes comme le soudage et l'emboutissage en dépit de mon manque total d'expérience sur ces sujets. Enfin merci à Sylvie Pommier et Yoann Guilhem, avec qui j'ai embrayé sur la fatigue multiaxiale et une formidable expérience menée à l'ESRF. Pour terminer, et même s'ils n'apparaissent pas forcément dans les équipes d'encadrement, je tiens à remercier Martin Poncelet pour toutes nos discussions scientifiques et non scientifiques, ainsi que Stéphane Roux et François Hild pour tous les échanges fructueux que nous avons pu avoir.

Je veux adresser des remerciements tout particuliers aux doctorant.e.s qui m'ont fait confiance ces dernières années, aux côtés desquel.le.s j'ai pu évoluer et apprendre. Je pense bien sûr au trio Anne, Mame-Daro et Xuyang auxquels ce manuscrit doit beaucoup, mais aussi et surtout à ceux que j'ai un peu "oubliés" dans ce texte qui n'en sont pourtant pas moins importants à mes yeux : Benoît, Maxime, Besnik et Mahmoud. Et bien sûr je remercie Marie qui m'a accordé sa confiance pour les trois prochaines années.

Au DGM, au DGC, dans d'autres secteurs du LMT et dans d'autres établissements d'Ile-de-France j'ai aussi des collègues de travail formidables qu'il serait compliqué de citer tou.te.s mais qui contribuent à rendre mon travail agréable, merci à eux ! J'ai une pensée toute particulière pour Lætitia puisque j'ai le plaisir de travailler au quotidien en enseignement avec une amie et pour François qui est bien plus qu'un co-bureau ou mon chef de département...

Je vais finir ce tour d'horizon professionnel en remerciant encore Olivier Hubert (oui toujours lui !) qui a su trouver les bons mots et les bons encouragements pour me convaincre de passer ce cap de l'HDR, qui a pris le temps de relire mes cent soixante et quelques pages en dépit d'un emploi du temps toujours chargé et qui est un collègue très à l'écoute et disponible quoi qu'il arrive.

Enfin, je vais terminer ces remerciements avec une pensée pour ma famille. Merci à Noé et Eva qui n'ont pas toujours compris pourquoi Maman était à la maison sans l'être vraiment ces dernières semaines, mais qui ont joué le jeu à leur niveau. Et merci infiniment à Sylvain qui est un excellent

soutien et allié psychologique, logistique et scientifique depuis plus de 20 ans et qui l'a été en particulier pendant toute la période étrange de rédaction en confinement que je viens de nous imposer.

à Saclay¹, juin 2020

1. L'ENS Paris-Saclay est en plein déménagement, mes affaires sont en cartons dans mon bureau à Cachan et ne partiront à Gif-sur-Yvette que dans quelques semaines

Table des matières

Introduction	11
1 Challenges pour la modélisation des AMF de type Ni-Ti	19
1.1 Phase R	20
1.1.1 Retour sur la transformation martensitique dans les AMF	20
1.1.2 Phase R : la troisième phase des AMF de type Ni-Ti	21
1.1.3 Aspects microstructuraux	21
1.2 Couplages thermo-mécaniques dûs aux changements de phase	23
1.2.1 Diagramme de Clapeyron	23
1.2.2 DSC	24
1.3 Phénomènes d'hystérésis	25
1.3.1 Superélasticité	25
1.3.2 Effet mémoire double sens assisté	25
1.3.3 Équilibre et stabilité	26
1.4 Sélection de variantes et aspects multiaxiaux	27
1.4.1 Dissymétrie et surfaces seuils	27
1.4.2 Réorientation de variantes et trajets non-proportionnels	27
1.5 Localisation	28
2 Développements expérimentaux	33
2.1 Essais de traction-torsion anisothermes	34
2.1.1 Dispositif expérimental	34
2.1.2 Quelques résultats	35
2.2 Essais uniaxiaux et biaxiaux sur Mini-Astrée	38
2.2.1 Dispositif expérimental	39
2.2.2 Corrélation d'Images Numériques (CIN) régularisée	39
2.2.3 Quelques résultats	43
2.3 Dosage de phases par mesure DRX in situ	48
2.3.1 Dispositif expérimental	49
2.3.2 Dépouillement des diffractogrammes	51
2.4 Infra Red Image Correlation (IRIC)	60
2.4.1 Dispositif expérimental et étalonnage	61
2.4.2 Stratégie de corrélation d'images	64
2.4.3 Résultats et commentaires	66
3 Modèle multi-échelles	71
3.1 Différentes approches de modélisation	72
3.1.1 Revue partielle des modèles phénoménologiques	72
3.1.2 Revue de quelques modèles multi-échelles	74

3.2	Modèle multiéchelle : version réversible ou à l'équilibre	76
3.2.1	Origine et principes du modèle	76
3.2.2	Approche statistique de Boltzmann	79
3.2.3	À propos des paramètres	81
3.2.4	Quelques exemples de résultats	82
3.2.5	Discussion	85
3.3	Modèle multiéchelle : version stochastique hors équilibre	87
3.3.1	Principe - Équation maîtresse	87
3.3.2	Approche probabiliste par des tirages de Monte-Carlo	91
3.3.3	Identification des paramètres	91
3.3.4	Quelques résultats	95
4	Un premier modèle de structure	103
4.1	Hypothèses simplificatrices retenues	104
4.2	Équilibre thermique	105
4.3	Équilibre mécanique	105
4.4	Transformation de phase	106
4.5	Algorithme en différences finies	107
4.6	Quelques résultats	107
5	Perspectives	113
5.1	Aspects multiaxiaux et échelle d'observation	114
5.2	Aspects calorimétriques avec IRIC	115
5.3	Dosage volumique des phases au synchrotron	116
5.4	Nouveaux AMF Ti-Nb	118
5.4.1	Premières simulations micro-macro	119
5.4.2	Élaboration du matériau et caractérisation mutiaxiale	119
5.4.3	Moyens	120
5.5	Modèles de structure	121
	Conclusion	125
	A Curriculum vitae	129
	B Production scientifique	131
B.1	Articles dans des revues internationales à comité de lecture reconnues	131
B.2	Articles dans des revues internationales à comité de lecture "special issues"	132
B.3	Communications dans des congrès internationaux à comité de lecture et actes publiés	132
B.4	Communications dans des congrès internationaux avec actes à diffusion restreinte	132
B.5	Communications dans des congrès nationaux	134
B.6	Mémoires	135
B.7	Articles en revues grand public	136
B.8	Articles en ligne à visée pédagogique	136
	C Encadrements	137
C.1	Liste et résumé des thèses en cours	137
C.2	Liste et résumé des thèses soutenues	138
C.3	Liste et résumé des thèses non soutenues	140
C.4	Liste des encadrements de masters 2 en laboratoire	141

D Diffusion et responsabilités	143
D.1 Enseignement	143
D.1.1 Diffusion, rayonnement, activités internationales	143
D.1.2 Autres activités et responsabilités collectives	143
D.2 Recherche	144
D.2.1 Rayonnement et diffusion scientifique	144
D.2.2 Responsabilités scientifiques	145
D.2.3 Responsabilités et mandats locaux	146

Introduction

Après une agrégation passée en 2002, une thèse soutenue en décembre 2006, 6 années de PRAG recherche², 8 années en tant que Maîtresse de Conférences (voir annexe A) et 2 enfants en 2012 et 2018, il est temps en 2020 de faire le bilan de ces années en tant qu'enseignante-chercheuse ainsi que de poser quelques perspectives de recherche pour le futur.

Un pied dans l'enseignement...

Description des activités

Mon enseignement statutaire est effectué au Département Génie Mécanique (DGM) de l'école normale supérieure Paris-Saclay. L'opportunité d'avoir enseignement et recherche liés au sein d'un même établissement me permet de former des étudiants à haut niveau en licence 3^e année ainsi qu'en master 1^{re} et 2^e année dans la thématique de la mécanique des matériaux qui se nourrit des activités de recherche. Ces enseignements sont complétés par d'autres qui sont moins liées aux activités de recherche mais pour lesquels le suivi des étudiants est assuré de la licence 3^e année jusqu'au master 2^e année notamment en mécanique des fluides. Enfin une dernière partie des enseignements est effectuée en master 2^e année de formation à l'enseignement supérieur qui est une autre spécificité des ENS et qui sont centrés sur la formation à la pédagogie et la conception.

En mécanique des matériaux, mes enseignements s'inscrivent dans tous les niveaux de formations : en première année de formation Saphire (licence 3^e année commune aux trois départements de sciences pour l'ingénieur) avec un module de mécanique des matériaux, en 1^{re} année de master avec un module de sciences des matériaux au S1 destiné aux deux spécialités (MMS et MIP) de mécanique, un module d'approfondissement au S2 en modèles de matériaux avancés pour les MMS et un module d'approfondissement au S2 en mise en forme des matériaux pour les MIP. En 2^e année de formation à l'enseignement supérieur, j'interviens ponctuellement sur les aspects métallurgie et pour l'emboutissage de tôles minces. Enfin, en spécialité de master 2^e année MAGIS, j'interviens en tronc commun en modèles de comportement des matériaux et dans un module optionnel de matériaux hétérogènes dont je suis par ailleurs responsable.

L'objectif pédagogique est ici de conserver une démarche expérimentale initiale, à base de travaux pratiques phénoménologiques (essais mécaniques, observations au microscope, traitements thermiques

2. Une particularité historique des ENS : il s'agissait d'un poste de PRAG avec décharge horaire pour effectuer une activité de recherche, ramenant le service statutaire à 192h éq. TD.

en lien avec les propriétés mécaniques) au cours desquels les étudiants peuvent maîtriser des essais et au-delà de l'observation, peuvent caractériser le comportement mécanique des matériaux. Cette phase permet, une fois en lien avec les modèles de comportement, de passer à une étape de modélisation et de simulation des comportements à l'échelle de l'éprouvette mais aussi de la structure. Mon travail de recherche dans le domaine expérimental m'a aussi conduite à mettre en place en 2015-2016 un module de 1^{re} année de master dédié aux méthodes expérimentales dont je suis responsable. Absente de la 1^{re} année de master jusque-là, cette thématique a été ajoutée lors de l'habilitation d'une nouvelle maquette de formation pour compléter des aspects plus dédiés au traitement du signal qui étaient déjà abordés en licence 3^e année. L'objectif du module est de donner des éléments de culture sur les capteurs utiles au champ de la mécanique, mais aussi d'en discuter les aspects métrologiques. Enfin les influences en terme d'identification de paramètres y sont mis en avant. Pour ce module, comme pour les matériaux, la part des travaux pratiques est importante. L'achat de manipulations dédiées a été rendu possible grâce à la construction de projets d'investissements pédagogiques répondant à des appels à projets internes à l'ENS.

Responsabilités

Le détail de mes responsabilités côté enseignement est donné en annexe [D.1](#).

Les activités liées à l'enseignement au sein du DGM et les responsabilités de 4 modules sont complétées par de fortes responsabilités au niveau de la spécialité de master 2 MAGIS mention Mécanique de l'Université Paris-Saclay. Je suis en effet responsable pédagogique de ce parcours depuis 2007, représentante de l'école normale supérieure Paris-Saclay au sein du comité de pilotage (regroupant les établissements de l'université Paris-Saclay mais aussi l'ENSAM et PSL qui co-habilitent ce parcours) depuis 2009 et enfin, depuis 2016, représentante pour l'école normale supérieure Paris-Saclay (établissement porteur) de la spécialité MAGIS à l'Université Paris-Saclay. Cette spécialité de Master2 est suivie par 30 à 50 étudiants par an, provenant d'universités françaises et étrangères avec une forte part de poursuite d'étude en thèse aussi bien dans les laboratoires partenaires que dans d'autres laboratoires.

Au-delà des enseignements dans les formations du DGM, mes activités d'enseignement comportent des ouvertures sur d'autres niveaux de formation, d'autres structures et pays qui enrichissent les points de vue, notamment un module de formation donné en anglais dans un programme d'école d'été à l'Université d'aéronautique et d'astronautique de Pékin (Beihang) sur la thématique du choix des matériaux.

Enfin, je suis très impliquée dans l'organisation du recrutement des étudiants sur concours. En filière PT, je fais partie de l'équipe de l'épreuve écrite de Sciences Industrielles B et j'interroge lors de l'épreuve de manipulation de sciences industrielles. Je suis d'ailleurs responsable de l'un des jurys d'interrogation de cette épreuve. En filière PSI, j'interroge les candidats pour l'épreuve de TIPE du concours X/ENS. Pour finir, j'ai rejoint le jury de l'agrégation interne de Sciences Industrielles de l'Ingénieur et ingénierie mécanique en 2016, où je participe aussi bien aux épreuves écrites d'admissibilité, qu'à l'épreuve orale d'admission de travaux pratiques.

En chiffres

Mon enseignement statutaire est d'environ 250 heures équivalent TD par an depuis 2012. Avant 2012, il était de 192 heures équivalent TD car mon statut de PRAG avec décharge pour recherche était incompatible avec les heures supplémentaires. Les fluctuations en volume horaire sont essentiellement dues aux variations d'effectifs dans les promotions, permettant ou non le dédoublement des groupes en TD et TP. Il est à noter également que j'ai bénéficié en 2012-2013 puis en 2018-2019 d'une décharge d'enseignement de 96 heures équivalent TD au titre de mes congés maternité (juillet-octobre 2012 et mai-septembre 2018). Les thématiques enseignées sont, pour une grande part, très proches des activités de recherche : les enseignements en mécanique des matériaux, métallurgie, mise en forme, modèles de comportement et méthodes expérimentales représentent ainsi environ la moitié du service actuel (figure 1).

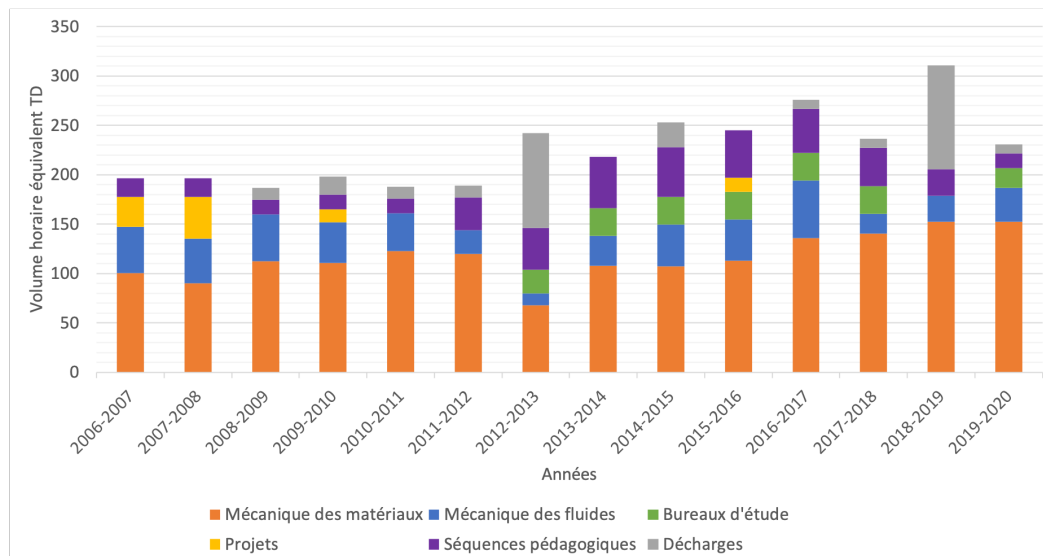


Figure 1 – Volume horaire d'enseignement annuel et répartition thématique

Les enseignements sont effectués à tous les niveaux, en formation Saphire (licence 3^e année commune aux trois départements de sciences pour l'ingénieur), en master 1^{re} année, ainsi qu'en master 2^e année FESup lié à l'agrégation et en master 2^e année MAGIS (figure 2). Les heures effectuées en formation Saphire sont stratégiques car à l'issue de cette année les étudiants doivent choisir un département d'enseignement parmi génie mécanique, génie civil ou électronique, électrotechnique et automatique. C'est également le cas en master 2^e année MAGIS car cette année correspond naturellement à celle des choix d'orientation en thèse.

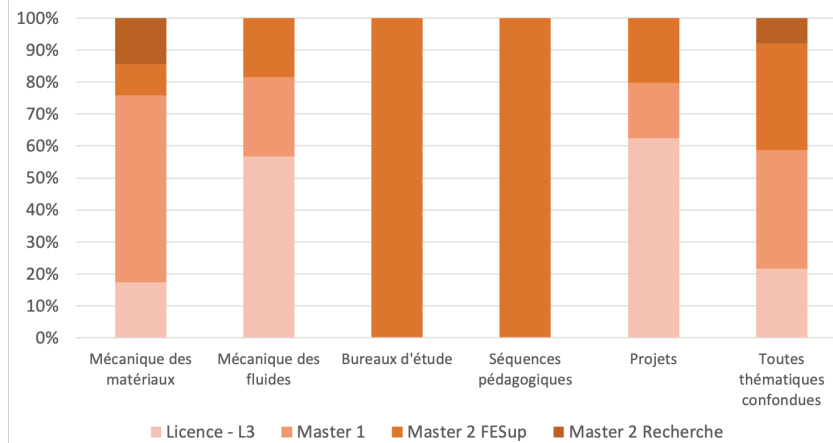


Figure 2 – Répartition des enseignements par niveau et thématique

... un autre pied dans la recherche

Mes travaux de recherche sont effectués au sein de l'équipe Mécanique et Matériaux du Laboratoire de Mécanique et Technologie (LMT) et totalisent l'encadrement partagé de 6 doctorants sous la direction de 3 Professeurs des Universités et l'encadrement de 10 étudiants de master 2. La liste complète est détaillée en annexe C. Ils donnent lieu à une production scientifique de 12 articles en journaux référencés Scopus ou WebOfScience, de nombreuses conférences nationales et internationales avec actes. La liste complète est également détaillée en annexe B.

Les travaux se positionnent également par les projets industriels (PSA, SAFRAN, CEA), des collaborations avec des chercheurs français et étrangers (1 projet européen : 847296 - OMA) et une participation dynamique dans la communauté au travers de congrès, d'expertises, de comités de sélection, de jurys de thèses etc. (voir annexe D.2)

Problématique générale

L'objectif thématique général de mes recherches est l'observation et la modélisation des couplages thermo-mécaniques sous chargements multiaxiaux complexes. Chacune des problématiques envisagées comporte ainsi soit des aspects couplages, soit des aspects multiaxiaux, voire les deux. Une part importante des activités est liée aux approches expérimentales inhérentes à la thématique avec l'utilisation et le développement de mesures de champs (cinématiques ou thermiques), des essais multiaxiaux in-situ et des mesures par diffraction des rayons-X (phases ou déformations résiduelles). En parallèle, un accent est mis sur le développement de modèles thermo-mécaniques à l'échelle du volume élémentaire représentatif (VER) par des approches micro-macro ou phénoménologiques.

Les types de matériaux étudiés sont des alliages métalliques : soit des matériaux à changement de phase comme les alliages à mémoire de forme (AMF) ou les supraconducteurs, soit des matériaux en lien avec les procédés thermo-mécaniques : soudage de tôles d'acier minces, soudage-diffusion ou emboutissage, soit enfin des alliages base Nickel utilisés en aéronautique.

Les travaux de recherche effectués possèdent des niveaux de maturité différents. Certains peuvent être plus appliqués et proches des attentes des industriels notamment lors des collaborations de

recherche, d'autres sont sur des phases de recherche plus amont avec des approches plus théoriques ou exploratoires. Dans tous les cas, une attention particulière est donnée aux expérimentations que ce soit pour la phase d'identification des modèles ou pour leur validation.

Description rapide des thématiques

Les différentes activités sont décrites ci-dessous en trois grandes thématiques : alliages à mémoire de forme, procédés et fatigue qui sont liées aux problématiques scientifiques associées. Il existe naturellement des ponts entre-elles, notamment par le type d'approches expérimentales utilisées.

Procédés

Les problématiques liées aux couplages thermo-mécaniques sont appliquées aux procédés tels que le soudage. L'élévation locale de température liée au procédé peut en effet conduire à des changements de phase, des relaxations de contraintes résiduelles, de la restauration des écrouissages dont les conséquences peuvent aller du défaut géométrique à la moindre tenue mécanique. Différents procédés de soudage ont été ici étudiés : du soudobrasage de tôles minces d'acier avec métal d'apport Cu-Si ainsi que du soudage diffusion entre pièces massives en acier austénitique inoxydable 316LN et en acier bainitique 18MND5.

Dans le premier cas, deux techniques expérimentales ont été mises en place : la mesure des déplacements sur une base CAO (surfaces de Bézières) à distance du cordon in-situ pendant le soudage par stéréo-corrélation d'images numériques [Beaubier et al., 2014] ainsi que de la corrélation d'images numériques à chaud pour l'identification des propriétés mécaniques des tôles à haute température [Antoine, 2012]. Pour le soudage diffusion, l'impact d'un chargement multiaxial (traction plane et cisaillement combinés) sur la tenue mécanique du soudage a été étudié avec des essais sur éprouvettes bi-matériau soudées dans un montage de type Arcan instrumentés par corrélation d'images numériques [Brugier, 2011; Shankar, 2012].

Concernant le procédé d'emboutissage, il s'agit ici de coupler le savoir faire en termes d'essais multiaxiaux sur tôles et la corrélation d'images numériques pour réaliser une identification de loi de comportement en plasticité anisotrope valide pour les grandes déformations [Bourguigne, 2015; Winter et al., 2013, 2014].

Fatigue

Dans cette deuxième partie des travaux, il s'agit d'appréhender l'influence d'une anomalie de surface (choc ou rayure) sur la tenue en fatigue d'un alliage base Nickel pour l'aéronautique. Ces anomalies de surface sont constituées d'une certaine topologie de surface, d'un pré-écrouissage notable et surtout d'un champ de contraintes résiduelles au sein du matériau, qui viennent s'ajouter à l'état de surface géométrique initial de la pièce. Les premiers stades de la propagation des fissures de fatigue peuvent être fortement perturbés par la présence de contraintes résiduelles qui ont dans ce cas précis la particularité de présenter une multiaxialité à laquelle se combinent d'importants gradients dans les différentes directions spatiales sous le défaut. De plus, les chargements mécaniques cycliques

responsables de la croissance des fissures interagissent avec les champs de contraintes résiduelles en les relaxant. Il convient donc également de caractériser cette relaxation. En parallèle de simulations numériques de l'introduction du défaut et de la relaxation par cyclage mécanique, des mesures de diffraction des rayons X en transmission réalisées à l'ESRF à Grenoble ont permis de caractériser l'état de contraintes résiduelles (multiaxialité et gradient) sous les défauts avant et après le cyclage et de les comparer aux prédictions des modèles [Sadriji et al., 2018].

Alliages à Mémoire de Forme (AMF)

Les travaux sur les Alliages à Mémoire de Forme (AMF) constituent un fil rouge déroulé en continu depuis 2007. Il s'agit ici de comprendre et de modéliser le comportement thermo-mécanique multiaxial complexe de ces matériaux.

C'est cette problématique scientifique spécifique que j'ai choisie de développer dans le présent mémoire, en la limitant même à une famille d'AMF en particulier : les Nickel-Titane (Ni-Ti).

Le décor est planté... allons y !

Les AMF présentent des comportements thermo-mécaniques très différents de ceux des alliages métalliques usuels. L'appellation "mémoire de forme" ne recouvre que l'un des aspects de leur comportement, l'effet mémoire, qui a été le premier découvert en 1932 dans un alliage Au-Cd par le physicien suédois Arne Olander. Cet effet mémoire signifie que les AMF peuvent revenir à leur forme initiale à haute température après avoir été déformés de façon apparemment irréversible à plus basse température. Mais ce n'est pas la seule propriété intéressante de ces alliages : l'effet superélastique (parfois appelé pseudo-élastique) est également très utilisé. Sous chargement mécanique, les AMF peuvent ainsi se déformer jusqu'à des niveaux de déformation atteignant 8% et revenir à leur forme initiale après décharge. Ce phénomène s'accompagne d'un phénomène dissipatif qui peut être également recherché.

Toutes ces propriétés particulières viennent de la co-existence possible dans ces alliages d'au moins deux phases solides. L'une, présente à haute température, possède la plus grande symétrie et est appelée l'austénite (A), l'autre, présente à basse température, possède généralement une symétrie plus faible et est appelée martensite (M). Le passage entre ces deux phases se fait par une transformation dite martensitique, sans diffusion et quasiment sans changement de volume. La maille d'austénite est ainsi capable de se transformer géométriquement en plusieurs variantes de martensite, leur nombre étant directement lié à la symétrie de la maille de martensite. Comme tout changement de phase, cette transformation s'accompagne d'absorption ou d'émission de chaleur en relation avec une variation de densité d'enthalpie. Il existe donc des couplages thermomécaniques très forts dans ce type d'alliages.

Parmi toutes les nuances d'AMF existantes, les AMF de type Ni-Ti sont actuellement parmi les plus utilisés pour des applications industrielles que ce soit dans l'automobile, le génie civil, l'aérospatial ou le biomédical. Les dispositifs rencontrés sont variés avec des formes complexes et subissant des états thermomécaniques également complexes, multiaxiaux ou cycliques. Cet état de fait a motivé ces dernières années de nombreuses études permettant une meilleure compréhension du comportement

des AMF de type NiTi ainsi que l'établissement de modèles de comportement prédictifs utiles lors de la conception et prédimensionnement de structures en NiTi.

Ce mémoire synthétise ma contribution dans le domaine de l'étude des AMF de type Ni-Ti. Elle comporte aussi bien des approches expérimentales nouvelles que des modélisations originales. Une attention toute particulière est portée sur la signification physique des paramètres des modèles et sur leur identification assurant ainsi un lien fort entre essais et modèles. La validation des modèles via des essais est également abordée.

Le manuscrit est divisé en cinq chapitres :

- Le premier chapitre regroupe et synthétise les difficultés rencontrées pour l'étude des AMF de type Ni-Ti. Elle permet de justifier les pistes et les étapes qui ont été suivies en terme de développements expérimentaux et les choix de modélisation effectués.
- Le deuxième chapitre est consacré aux approches expérimentales spécifiquement développées pour l'étude des AMF. Celles-ci y sont décrites et mises en perspectives vis-à-vis des difficultés soulignées au premier chapitre.
- Le troisième chapitre est dédié à une première famille de modèles que sont les modèles de type Volume Élémentaire Représentatif (VER) multiéchelles. L'enjeu est ici de disposer d'un modèle robuste qui à partir d'un nombre limité de paramètres assez facilement identifiables permette de décrire la totalité des physiques de comportement des AMF.
- Le quatrième chapitre, plus court, est dédié à une première piste suivie pour un modèle de structure. Ce modèle uniaxial, très simple, permet de reproduire certaines observations expérimentales, mais surtout de cerner les enjeux et les difficultés des approches à envisager dans le futur.
- Enfin le dernier chapitre présente les perspectives du travail à venir.

Chapitre 1

Challenges pour la modélisation des AMF de type Ni-Ti

Sommaire

1.1 Phase R	20
1.1.1 Retour sur la transformation martensitique dans les AMF	20
1.1.2 Phase R : la troisième phase des AMF de type Ni-Ti	21
1.1.3 Aspects microstructuraux	21
1.2 Couplages thermo-mécaniques dûs aux changements de phase	23
1.2.1 Diagramme de Clapeyron	23
1.2.2 DSC	24
1.3 Phénomènes d'hystérésis	25
1.3.1 Superélasticité	25
1.3.2 Effet mémoire double sens assisté	25
1.3.3 Équilibre et stabilité	26
1.4 Sélection de variantes et aspects multiaxiaux	27
1.4.1 Dissymétrie et surfaces seuils	27
1.4.2 Réorientation de variantes et trajets non-proportionnels	27
1.5 Localisation	28

A l'heure actuelle, les Ni-Ti sont les alliages à mémoire de forme les plus utilisés industriellement du fait de leurs propriétés mécaniques attractives en terme de contrainte seuil, module d'Young et tenue en fatigue [Jani et al., 2014] et également du fait de leur élaboration relativement plus facile et de leur coût plus modéré [Buehler, 1968]. Néanmoins cette famille d'AMF est loin d'être la plus simple à comprendre et à modéliser, son comportement fait même partie des plus complexes parmi la grande famille des alliages à mémoire de forme.

1.1 Phase R

1.1.1 Retour sur la transformation martensitique dans les AMF

Dans la plupart des AMF, le comportement observé s'explique par la présence de deux phases solides, appelées Austénite (à haute température) et Martensite (à basse température). La maille d'austénite possédant un degré de symétrie supérieur à celui de la maille de martensite, il existe plusieurs mailles ou variantes de martensite qui peuvent se créer à partir d'une seule maille d'austénite. Le passage entre les deux phases est une transformation de type martensitique, displacive et sans changement de volume qui peut-être activée aussi bien par une contrainte mécanique extérieure que par un changement de température. Cette propriété permet d'expliquer notamment la superélasticité et les différents effets mémoire (effet mémoire simple sens et effet mémoire double sens) comme présenté figure 1.1.

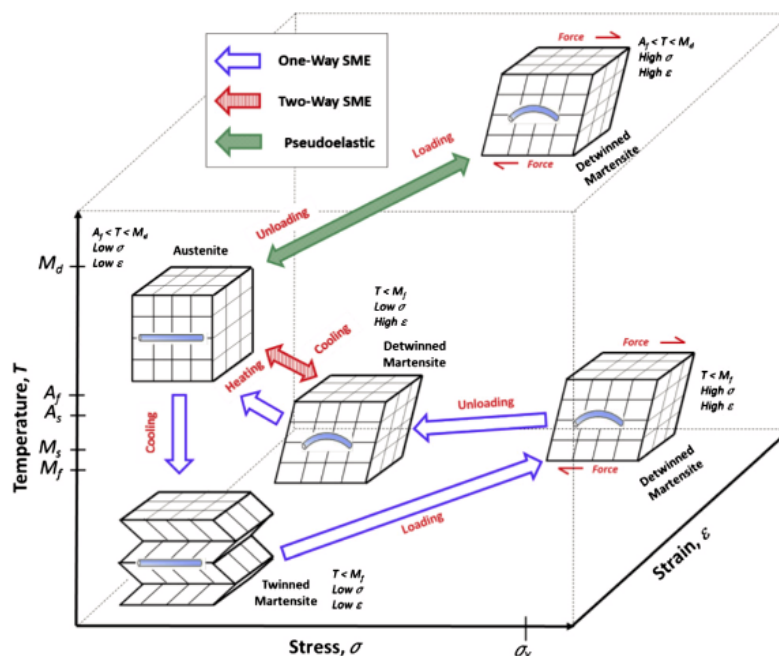


Figure 1.1 – Représentation schématique des effets mémoire simple sens (One Way Shape Memory Effect OWSME) et double sens (Two way Shape Memory Effect TWSME) et de la superélasticité (Pseudoelasticity PE) [Jani et al., 2014]

1.1.2 Phase R : la troisième phase des AMF de type Ni-Ti

Dans les AMF de type Ni-Ti quasi-équiatomiques dont je parlerai dans ce manuscrit, on constate généralement qu'en plus de la présence de l'austénite (A) et de la martensite (M) il existe une troisième phase appelée phase R qui apparaît comme une phase intermédiaire entre les deux phases A et M dans les transformations ($A \rightarrow R \rightarrow M$) et qui accommode également les déformations aux interfaces entre la phase mère A et les variantes de M dans un même grain. Toujours pour les Ni-Ti quasi-équiatomiques : la phase A a une structure cristalline de type B2, la phase R présente une maille rhomboédrique (d'où son nom) et la phase M a une structure cristalline de type B19'. La phase R peut ainsi être vue comme un allongement de la maille cubique B2 le long d'une de ses grandes diagonales $\langle 111 \rangle$ et est une forme intermédiaire entre les structures B2 et B19' des phases A et M respectivement (voir figure 1.2). Dans les Ni-Ti qui nous intéressent ici, les symétries structurales entre les mailles conduisent à pouvoir obtenir 12 variantes de martensite et 4 variantes de phase R à partir de la même maille d'austénite. Les paramètres des mailles B2 et B19' ainsi que celles de la phase R aussi bien que les relations géométriques qui existent entre elles ont été établies par [Otsuka and Wayman, 1999; Schroeder and Wayman, 1977; Zhang and Sehitoglu, 2004].

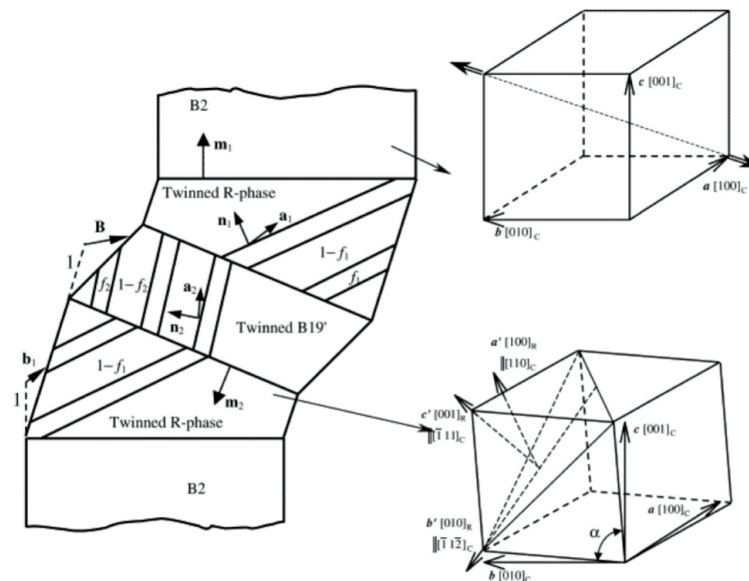


Figure 1.2 – Représentation schématique des plans et des directions de transformation pour les transformations successives $B2 \rightarrow R$ et $R \rightarrow B19'$ [Zhang and Sehitoglu, 2004]

1.1.3 Aspects microstructuraux

Dans un monocristal, les transformations de phase ont lieu à la vitesse du son. La nucléation et la croissance des variantes provoquent une forte augmentation des contraintes résiduelles dues aux incompatibilités de déformation. Le jumelage de variantes (ou twinning) et le glissement sont deux mécanismes qui vont permettre de diminuer l'énergie élastique. Souvent les variantes apparaissent jumelées (twinnées) parce que leurs interfaces sont mécaniquement compatibles, sans appari-

tion de contraintes résiduelles. On appelle ce mécanisme, essentiellement obtenu au refroidissement, l'auto-accommodation martensitique. On obtient ainsi des microstructures très complexes en chevrons que l'on peut observer aussi bien pour la phase R (figure 1.3) que pour la martensite. Si l'auto-accommodation n'a pas lieu, et que deux variantes non compatibles se retrouvent voisines, il apparaît des contraintes résiduelles pouvant occasionner des déformations de réseau par les mécanismes de plasticité classiques.

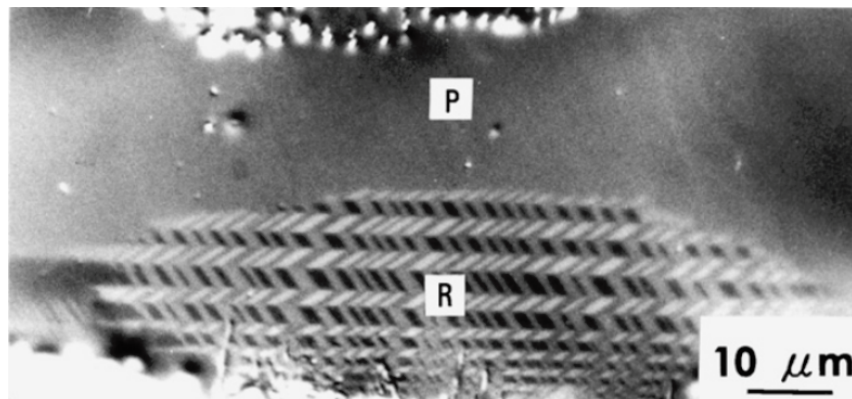


Figure 1.3 – Observation au microscope optique de la transformation $A \rightarrow R$ dans un alliage Ti-Ni-Fe (P=A parent phase, R=R-phase) [Otsuka and Ren, 2005]

Dans un grain on observe souvent, comme à la figure 1.4, des sous-domaines dans lesquels sont regroupées des variantes twinnées, chacun des sous-domaines ayant des orientations cristallines différentes. Les interfaces de ces sous-domaines sont une source d'importantes hétérogénéités dans les AMF.

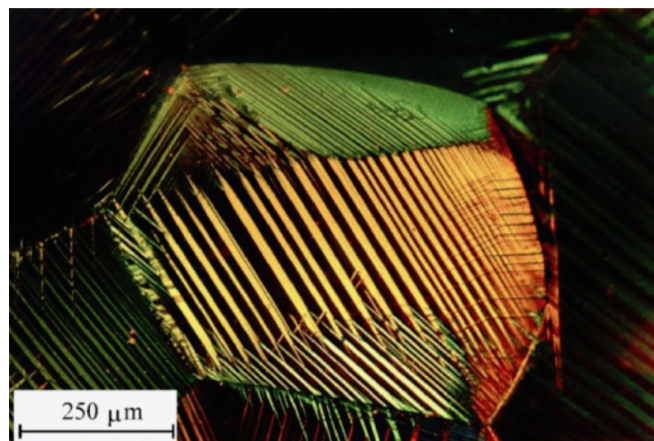


Figure 1.4 – Sous domaines regroupant des variantes twinnées dans un grain [Patoor et al., 2006]

Enfin les AMF sont généralement des agrégats polycristallins. Pour les Ni-Ti la taille de grain est souvent de l'ordre de quelques centaines de nanomètres à quelques dizaines de microns. Dans un polycristal, chaque grain a sa propre orientation et dans chaque grain, pour de faibles états de contrainte, les sous-domaines seront différents car stoppés par les joints de grain. Si la contrainte

augmente, les sous-domaines peuvent être amenés à passer les joints de grains ; nous reverrons cet aspect au paragraphe 1.5.

1.2 Couplages thermo-mécaniques dûs aux changements de phase

Les changements de phase ($A \rightarrow R \rightarrow M$ ou $M \rightarrow R \rightarrow A$) peuvent être provoqués aussi bien par des variations de température que des contraintes mécaniques appliquées car la transformation martensitique est essentiellement un cisaillement et peut donc être assistée par la contrainte appliquée. Par ailleurs, comme tout changement de phase, ceux-ci sont associés à des dégagements ou des absorptions de chaleur. Les Ni-Ti à l'instar des autres AMF présentent donc des couplages thermo-mécaniques très forts.

1.2.1 Diagramme de Clapeyron

L'écriture d'une relation d'équilibre entre les énergies libres des phases A et M permet d'établir la relation de Clausius-Clapeyron (équation 1.1 et figure 1.5) qui résume l'équivalence température-contrainte dans le cas d'un AMF biphasé A-M.

$$\frac{d\sigma}{dT} = -\frac{\delta S}{\varepsilon} = -\frac{\delta H}{\varepsilon T} \quad (1.1)$$

où δS et δH sont les variations d'entropie et d'enthalpie associées au changement de phase. Pour les AMF de type Ni-Ti la pente $\frac{d\sigma}{dT}$ dans le diagramme de Clausius-Clapeyron est généralement de l'ordre de quelques MPa/°C (voir la courbe expérimentale de la figure 1.6) ce qui démontre toute l'importance de la température sur le comportement mécanique et vice versa.

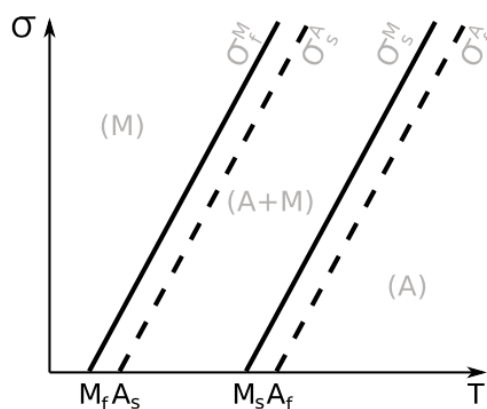


Figure 1.5 – Diagramme de Clausius-Clapeyron schématisé pour un AMF comportant 2 phases A et M [Maynadier, 2012]

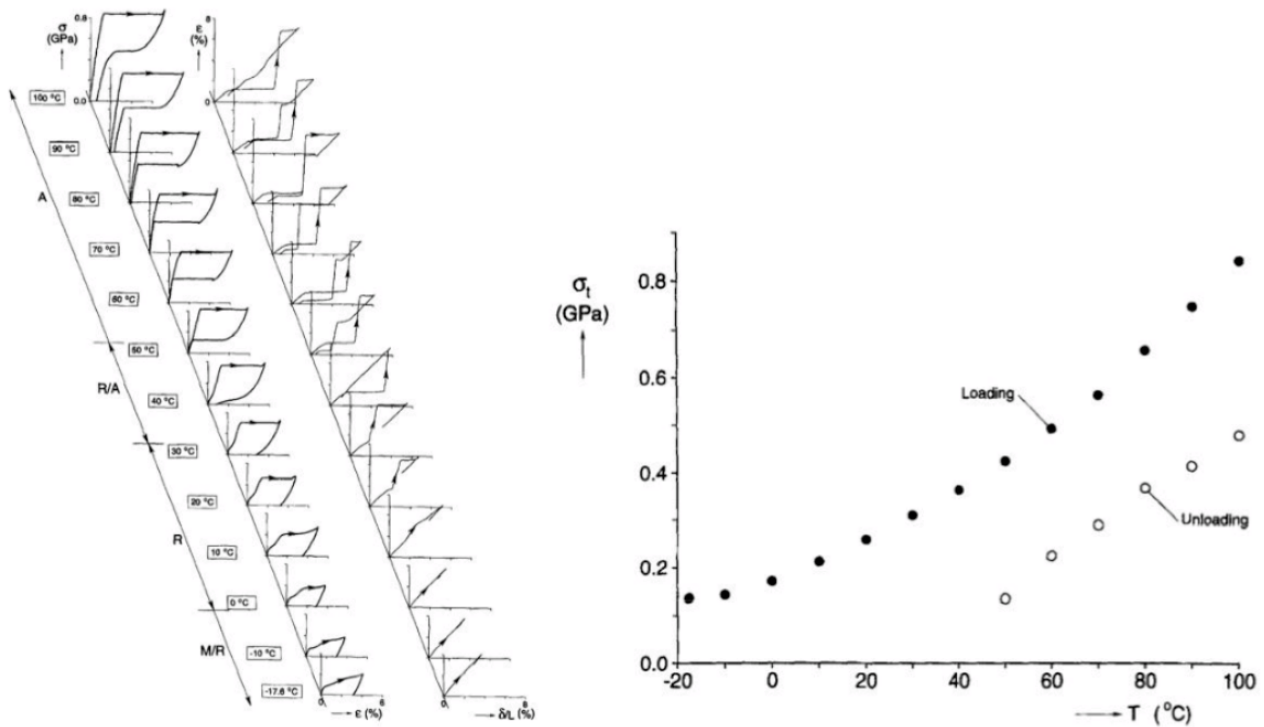


Figure 1.6 – À gauche, courbes contrainte/déformation sur un Ni-Ti à différentes températures, permettant de tracer, à droite, le diagramme de Clausius-Clapeyron expérimental avec σ_{M_s} (points noirs) et σ_{A_s} (points blancs) [Shaw and Kyriakides, 1995]

1.2.2 DSC

Sur un AMF de type Ni-Ti, une analyse DSC (Differential Scanning Calorimetry) telle que celle de la figure 1.7 confirme l'existence des 3 phases (A, M et R) et met en évidence les dégagements et les absorptions de chaleur liés aux changements de phase. Elle permet par ailleurs d'obtenir des valeurs quantitatives sur les transformations :

- les températures de transition à contrainte nulle : A_s , A_f pour le début et fin de l'apparition de l'austénite au chauffage, R_s et R_f pour le début et la fin de l'apparition de la phase R au refroidissement puis M_s et M_f pour l'apparition de la martensite au refroidissement ;
- les variations de chaleur latente spécifique Δh qui sont données par l'équation 1.2 ;

$$\Delta h = \frac{1}{V} \int_{t_s}^{t_f} p(t) dt \quad (1.2)$$

avec $p(t)$ le flux de chaleur supplémentaire nécessaire pour effectuer le changement de phase dans l'échantillon, V le volume de l'échantillon et t_f et t_s les instants de début et de fin de transformation.

- la variation de l'entropie spécifique que l'on déduit de la chaleur latente spécifique et de la température de transformation T_{tr} (température du pic de DSC) par l'équation 1.3.

$$\Delta s = \frac{\Delta h}{T_{tr}} \quad (1.3)$$

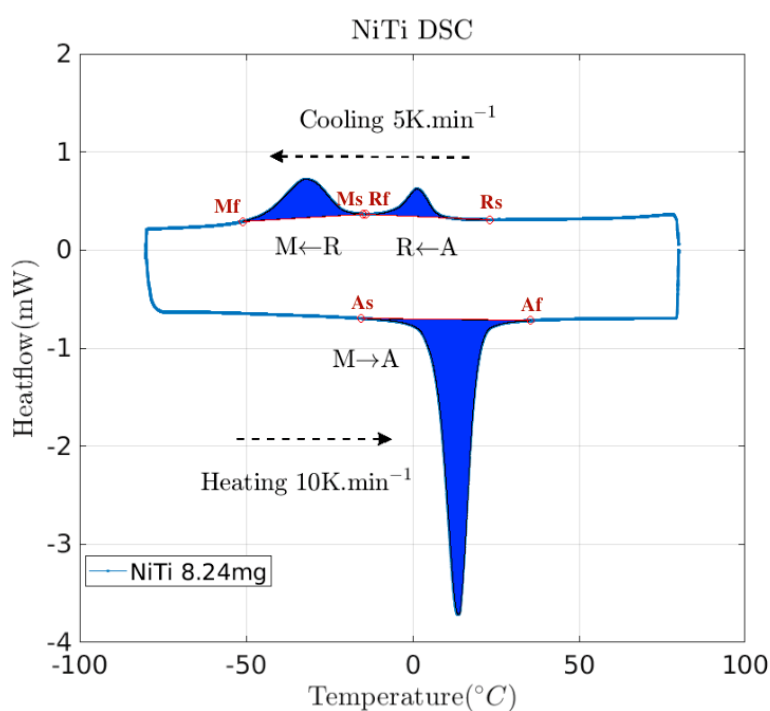


Figure 1.7 – Exemple de DSC dans un alliage Ni-Ti : flux de chaleur en fonction de la température et températures de transition [Chang, 2020]

1.3 Phénomènes d'hystérésis

L'analyse DSC que nous venons de voir en figure 1.7 met également en évidence l'existence d'une hystérésis thermique puisque pour une même température les phases en présence seront différentes suivant que l'on soit en phase de chauffage ou de refroidissement. Ces phénomènes d'hystérésis sont également visibles lors d'essais superélastiques ou par exemple en effet mémoire double sens assisté.

1.3.1 Superélasticité

Un exemple de courbe superélastique est donné en figure 1.8. Il s'agit d'un essai de traction qui démarre à une température telle que l'éprouvette soit en phase austénite. Le trajet de chargement est un segment vertical dans le diagramme de Clausius-Clapeyron. On observe que, pour un même niveau de déformation, les contraintes obtenues lors de la charge et de la décharge sont différentes.

1.3.2 Effet mémoire double sens assisté

Il s'agit d'un essai à contrainte maintenue constante où la température varie ; le trajet de chargement est ainsi un segment horizontal dans le diagramme de Clausius-Clapeyron. Un exemple d'un tel essai est donné en figure 1.9. Encore une fois, pour une même température, la déformation est différente suivant que l'on soit en phase de chauffage ou de refroidissement.

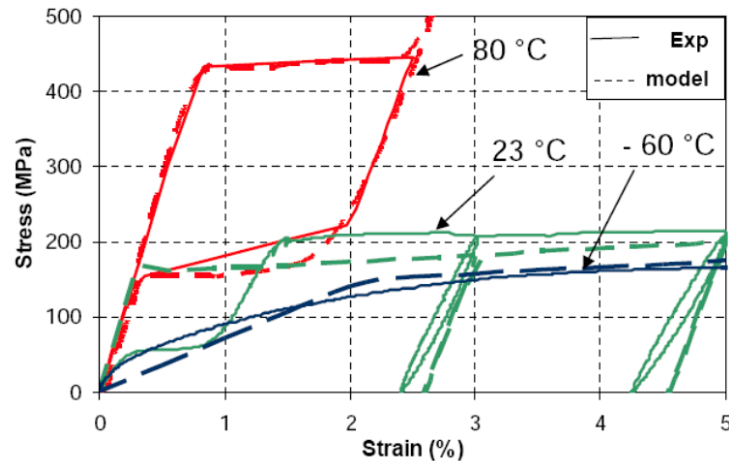


Figure 1.8 – Courbes de traction sur un Ni-Ti à $T = 80^\circ\text{C}$ (en rouge superélasticité, début de l'essai en phase A), à $T = 23^\circ\text{C}$ (en vert début de l'essai en phase R) et à $T = -60^\circ\text{C}$ (en noir début de l'essai en phase M) [Chemisky, 2009]

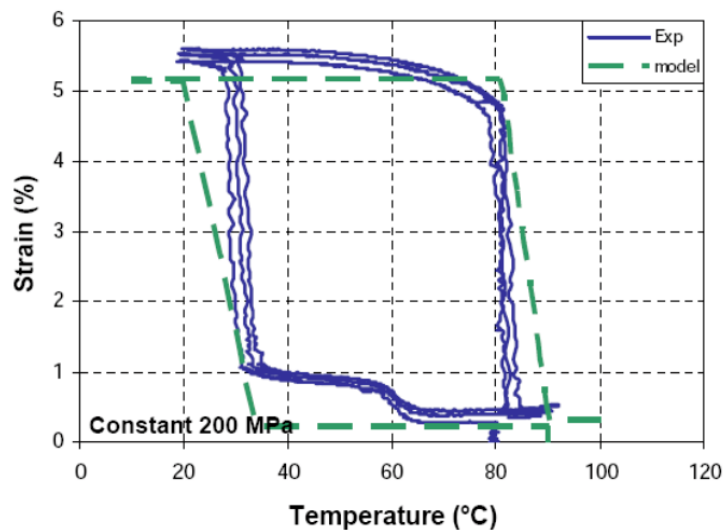


Figure 1.9 – Cycles de refroidissement-chauffage à contrainte constante non nulle ($\sigma = 200 \text{ MPa}$) sur un Ni-Ti [Chemisky, 2009]

1.3.3 Équilibre et stabilité

L'existence de telles hystérésis est la signature du fait que l'AMF se trouve dans des états d'équilibre qui ne sont pas des états d'équilibre stables puisqu'ils dépendent du chemin suivi au préalable. La prise en compte dans la modélisation, des états d'équilibre métastables est une vraie difficulté sur laquelle nous reviendrons dans le chapitre 3.

1.4 Sélection de variantes et aspects multiaxiaux

1.4.1 Dissymétrie et surfaces seuils

Le comportement superélastique est bien connu pour être dissymétrique en traction et en compression (voir figure 1.10). Cette dissymétrie s'explique très bien par les mécanismes de déformation de transformation mis en jeu, qui sont essentiellement des cisaillements : en fonction de la contrainte appliquée (sa direction, mais aussi son sens) les variantes de martensite favorablement orientées diffèrent ; ce ne sont ainsi pas les mêmes variantes qui vont apparaître en traction et en compression et le niveau de contrainte nécessaire à leur apparition est différent. Plus généralement, il en résulte des contraintes seuil de début de transformation σ_{M_s} ou σ_{R_s} différentes suivant la direction de la contrainte appliquée et ce même pour une texture d'AMF parfaitement isotrope (voir figures 1.11 et 1.12).

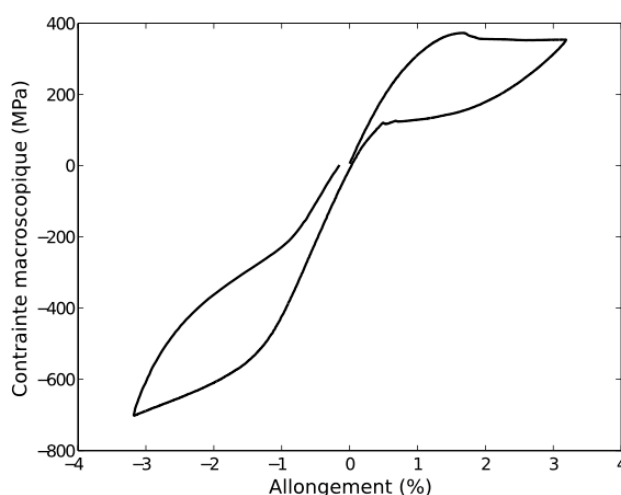


Figure 1.10 – Dissymétrie en traction-compression sur une éprouvette tubulaire en Ni-Ti polycristallin [Maynadier et al., 2011b]

1.4.2 Réorientation de variantes et trajets non-proportionnels

Toujours à cause des mécanismes de déformation par création ou re-création de variantes favorablement orientées par rapport à la contrainte appliquée, tous les trajets de chargement non-proportionnels donnent lieu à des comportements très spécifiques. Sur le Ni-Ti on trouve par exemple des essais non-proportionnels en traction-torsion sur une éprouvette tubulaire de [Helm and Haupt, 2001, 2003] ; la figure 1.13 présente ainsi la complexité de la réponse pour un trajet carré dans le plan des contraintes (σ, τ) .

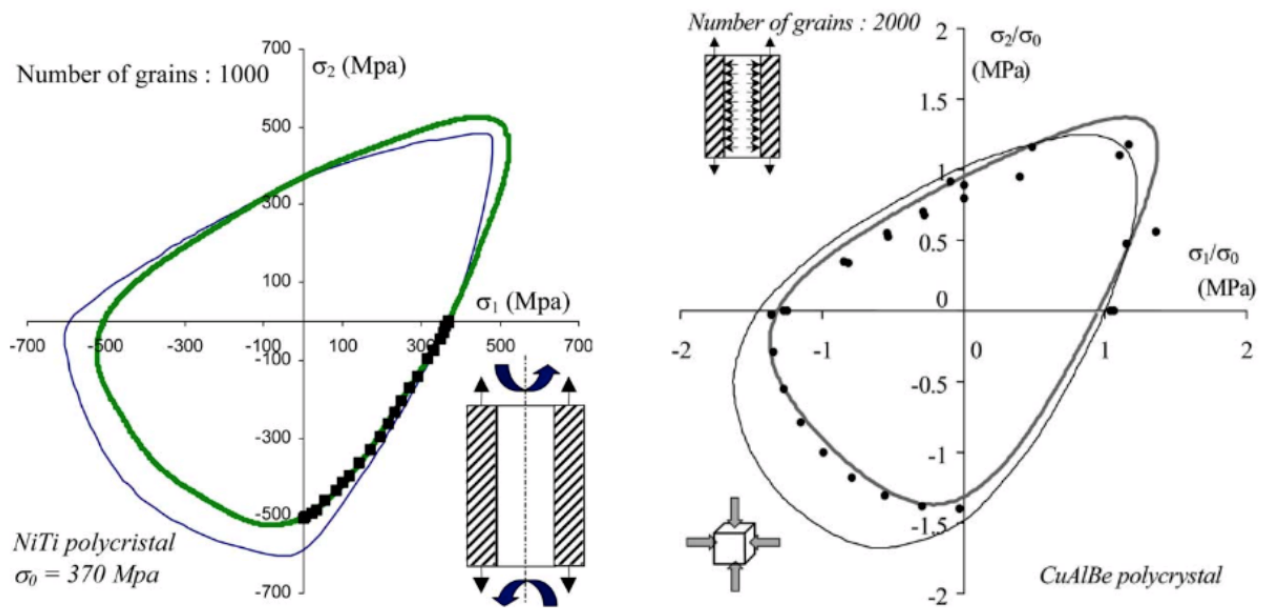


Figure 1.11 – Surfaces seuil A \rightarrow M pour un Ni-Ti polycristallin à gauche [LExcellent and Blanc, 2004] et pour un Cu-Al-Be polycristallin à droite [C. Bouvet et al., 2004]. Les résultats expérimentaux sont les points noirs, les traits continus sont des modèles proposés par les auteurs.

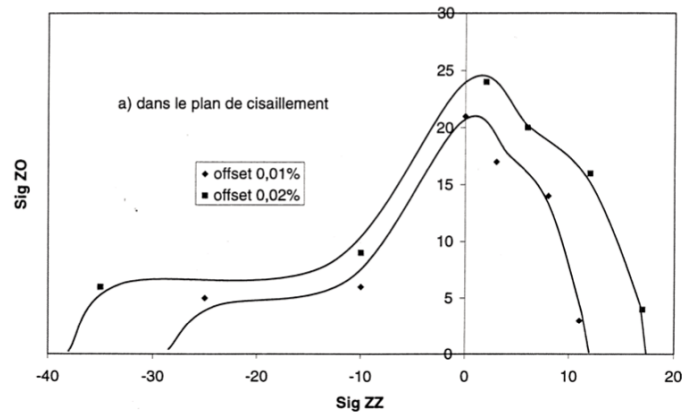


Figure 1.12 – Surfaces seuil A \rightarrow M pour un Ni-Ti polycristallin en traction torsion [Rejzner, 2000]. Les résultats expérimentaux sont les points noirs.

1.5 Localisation

Lors d'essais de traction–compression sur éprouvettes élancées, un phénomène de localisation est observé. La transformation se concentre dans des bandes lors d'essais sur éprouvettes plates (ou en hélices lors d'essais sur éprouvettes tubulaires). Au sein d'une bande, la déformation augmente rapidement, alors qu'ailleurs, elle a cessé de croître, jusqu'à atteindre une déformation de saturation. Une fois la saturation atteinte, les bandes ou hélices s'élargissent jusqu'à se rejoindre. Toute la matière est alors transformée en martensite. Par ailleurs, les bandes et les hélices apparaissent généralement avec une inclinaison fixe par rapport à la direction de traction (± 54 degrés) [Shaw and Kyriakides, 1997b].

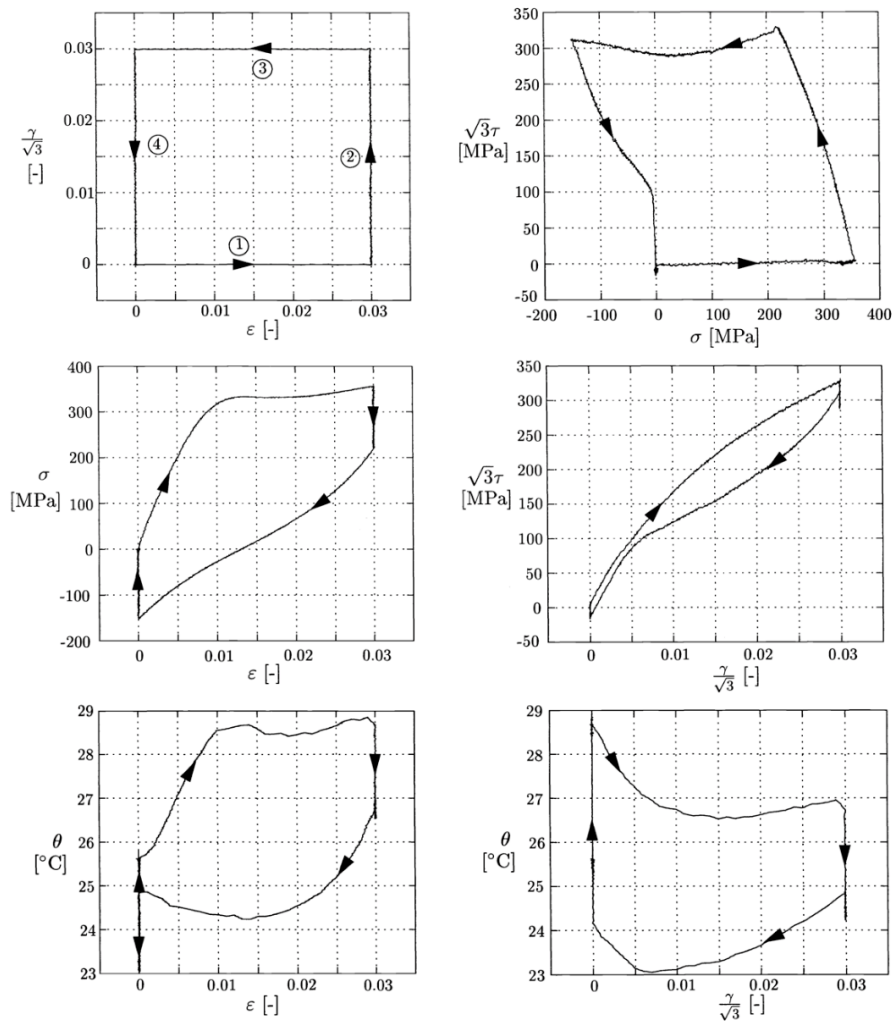


Figure 1.13 – Résultat d'essai non-proportionnel carré dans le plan de contraintes (σ, τ) sur un Ni-Ti Helm and Haupt [2001]

Le phénomène de localisation se retrouve aussi bien lorsque l'on sollicite des structures mono ou polycristallines. Cependant, de par la présence de joints de grains le front de bande est de nature totalement différente. Dans un monocristal, il s'agit soit d'une interface limitant le domaine d'existence d'une variante, soit d'un plan d'habitat définissant l'interface entre un domaine d'existence de variantes compatibles et l'austénite (voir figure 1.15 (a)). Dans un polycristal le front est plus irrégulier car il s'étend sur plusieurs grains (voir figure 1.15 (b)). À l'intérieur d'une même bande les lamelles de variantes ont tendance à toutes s'aligner et à s'affranchir des joints de grains.

Les bandes ont tendance à se propager à cause des surcontraintes aux fronts de bandes dues aux incompatibilités. Dans le même temps, comme la transformation est exothermique, de la chaleur est produite au front de bande (voir figure 1.16); la température y augmente ainsi d'une dizaine de degrés [Pieczyska et al., 2004, 2006]. Ce dégagement de chaleur est défavorable à la transformation, ce qui tend à l'arrêter. Il y a donc compétition entre deux phénomènes : la vitesse de génération de la chaleur (liée à la vitesse de sollicitation) d'une part et la vitesse de dissipation de cette chaleur par diffusion dans le matériau ou par convection dans l'environnement d'autre part. Le nombre de bandes

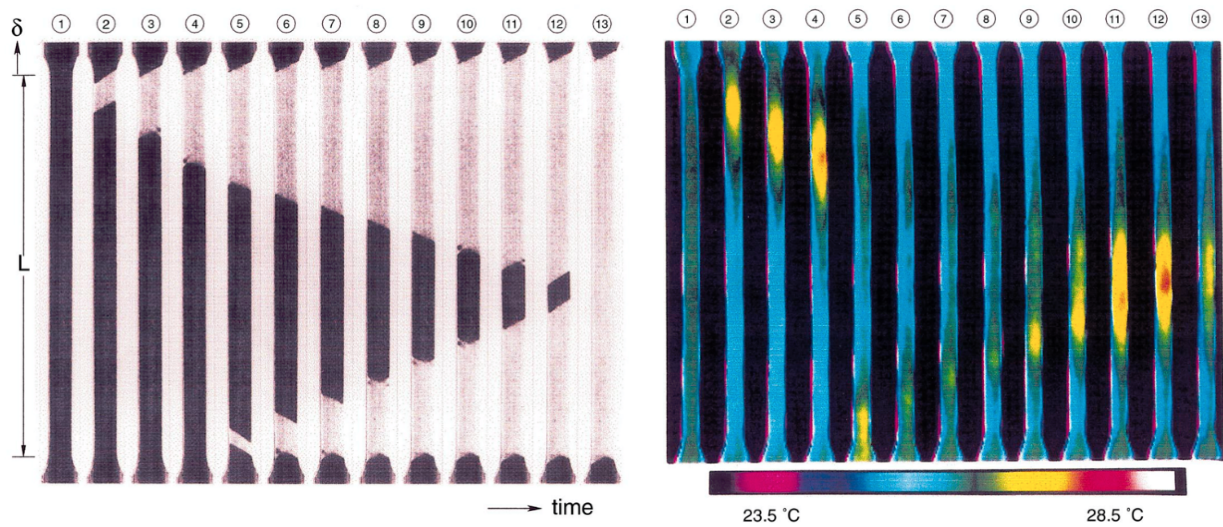


Figure 1.14 – Localisation de la transformation observée par [Shaw \[2000\]](#) lors d'un essai de traction sur éprouvette plate en Ni-Ti à un taux de déformation $\dot{\epsilon} = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ et à température ambiante. Observations réalisées en imagerie visible à gauche et infrarouge à droite.

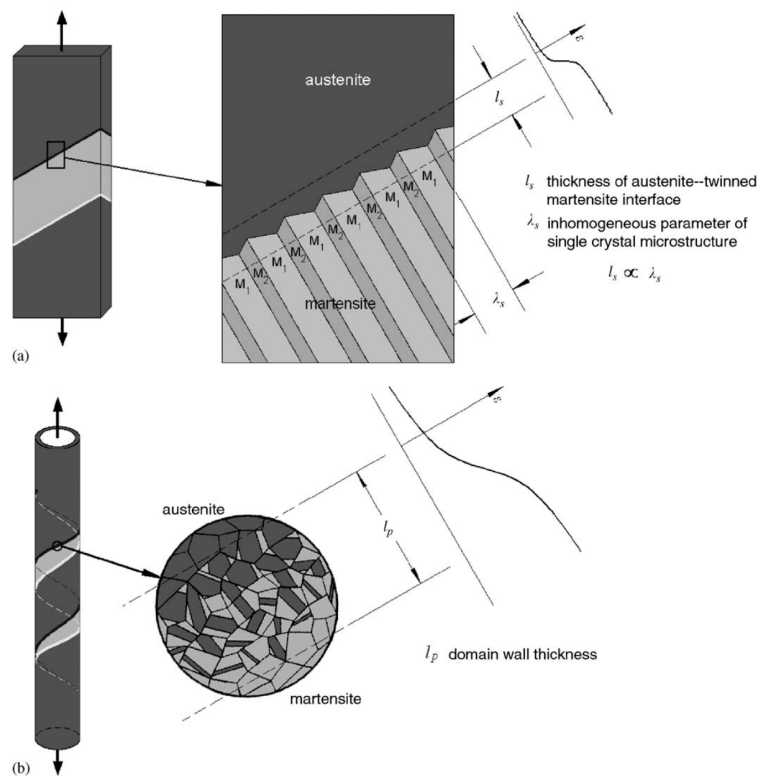


Figure 1.15 – Nature du front de bande lors de la localisation de la transformation dans une éprouvette monocristalline (a) ou polycristalline (b) [[Feng and Sun, 2006](#)]

varie ainsi en fonction des conditions thermiques et de la vitesse de sollicitation (voir figure 1.17).

Ces localisations représentent un véritable défi aussi bien pour la réalisation d'essais que pour le calcul des structures. D'une part parce que des mesures sur une éprouvette ou des calculs trop "globaux" ou moyennés ont peu de chance d'être réalistes ou représentatifs du véritable comportement et d'autre part parce que la simulation ou la mesure fine des phénomènes en jeu et en particulier la

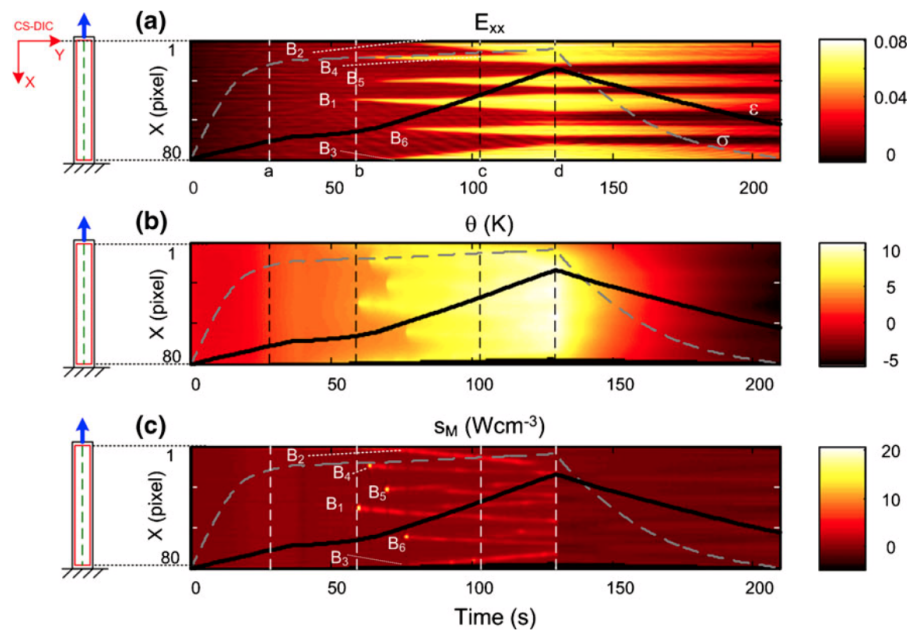


Figure 1.16 – Représentations spatio-temporelles le long de l'axe de l'éprouvette lors d'un essai de traction sur plaques minces de Ni-Ti : (a) déformation axiale (Green-Lagrange) $E_{xx}(X,t)$, (b) élévation de température $\theta(X,t)$, (c) sources de chaleur $s_M(X,t)$ [Louche et al., 2012]

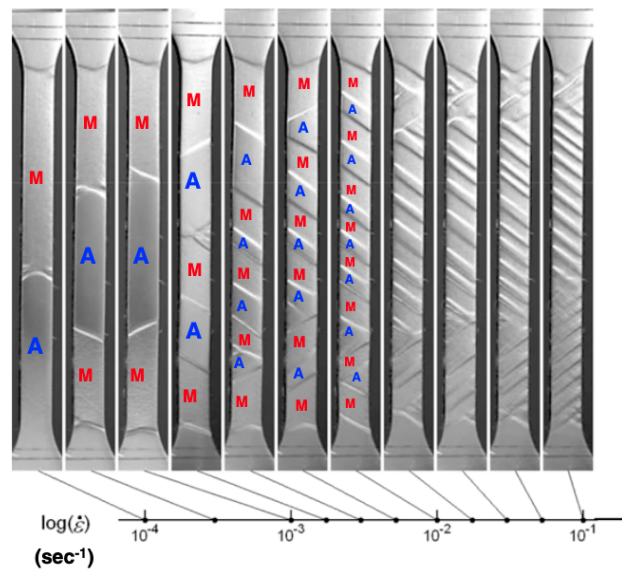


Figure 1.17 – Éprouvettes plates de Ni-Ti à 3% d'allongement, sollicitées à différentes vitesses de traction, observées par imagerie visible sous lumière rasante [He and Sun, 2010]

compétition entre dégagement de chaleur et incompatibilités mécaniques nécessite soit des calculs de structure thermo-chemo-mécaniques complets soit des mesures complexes de champs de températures, de champs de déplacement ou même de champs de phases simultanés.

Conclusion

Comme nous venons de le voir, les phénomènes mis en jeu dans un AMF de type Ni-Ti sont complexes. La modélisation de leur comportement exige de prendre en compte les différents aspects décrits dans ce chapitre parce que tous revêtent une grande importance à l'échelle d'une structure.

Les développements expérimentaux que j'ai été amenée à faire ces dernières années seront présentés dans le chapitre 2. La plupart d'entre eux répondent précisément aux challenges que nous venons de voir :

- Sur les aspects multiaxialité, des essais de traction-torsion (paragraphe 2.1) et de bi-traction (paragraphe 2.3.1) ont été réalisés, les premiers à température contrôlée et variable, les seconds à température ambiante, avec des mesures de champs cinématiques. Ces essais ont servi aussi bien à observer et identifier des phénomènes qu'à la validation du modèle proposé au chapitre 3.
- Une attention expérimentale toute particulière a été portée à l'observation de la présence de la phase R notamment via le développement du dosage des phases (A, M et R) par mesures DRX in-situ pendant des essais de traction (paragraphe 2.3)
- Concernant les couplages et les phénomènes de localisation, une technique spécifique, appelée IRIC, de mesure simultanée de champs tant cinématiques que thermiques a été mise en place (paragraphe 2.4).

Concernant la modélisation, une grande part du travail a concerné la mise en place d'un modèle de VER multiéchelles qui est décrit au chapitre 3. Les échelles choisies sont celles de la variante (A, M ou R), du grain puis de l'agrégat polycristallin. Ce choix permet de faire intervenir directement et avec peu de variables les physiques des transformations de phase dont nous venons de voir la complexité : les couplages, l'existence de la phase-R, les mécanismes de sélection de variantes sont naturellement pris en compte par l'écriture des énergies libres des différentes variantes (paragraphe 3.2). Une première modélisation à l'équilibre thermodynamique (de type Boltzman, basée sur le fait que les phases en présence sont celles à l'énergie libre la plus basse) a permis de rendre compte de nombreux phénomènes observés expérimentalement comme la dissymétrie ou les surfaces seuils. Une seconde modélisation (paragraphe 3.3), tenant compte du fait de l'existence de conditions d'équilibre métastables, a ensuite été développée. Cette dernière permet de faire apparaître de façon spontanée les phénomènes d'hystérésis.

Enfin, un premier travail de modélisation à l'échelle de la structure est présenté au chapitre 4 avec une prédiction de l'apparition des bandes de localisation dans une éprouvette uniaxiale en bon accord avec les résultats des essais utilisant l'IRIC décrits au paragraphe 2.4.

Chapitre 2

Développements expérimentaux

Sommaire

2.1 Essais de traction-torsion anisothermes	34
2.1.1 Dispositif expérimental	34
2.1.2 Quelques résultats	35
2.2 Essais uniaxiaux et biaxiaux sur Mini-Astrée	38
2.2.1 Dispositif expérimental	39
2.2.2 Corrélation d'Images Numériques (CIN) régularisée	39
2.2.3 Quelques résultats	43
2.3 Dosage de phases par mesure DRX in situ	48
2.3.1 Dispositif expérimental	49
2.3.2 Dépouillement des diffractogrammes	51
2.4 Infra Red Image Correlation (IRIC)	60
2.4.1 Dispositif expérimental et étalonnage	61
2.4.2 Stratégie de corrélation d'images	64
2.4.3 Résultats et commentaires	66

2.1 Essais de traction-torsion anisothermes

L'objectif de ces essais est d'observer le comportement du type effet mémoire simple sens en multiaxial (ici en traction torsion). Pour obtenir cet effet mémoire (voir figure 2.1), les essais démarrent donc à "haute température" (ici 50°C) avec une éprouvette en phase austénitique (point A). L'éprouvette est ensuite refroidie sans chargement mécanique à -10°C (elle est alors en phase R et/ou M) et subit à cette température le chargement mécanique (entre B et C) qui conduit à réorienter les variantes de R ou M. À la décharge (C-D), il subsiste une déformation résiduelle qui est "gommée" lorsque l'éprouvette est ramenée en phase A à 50°C (au point E). Les chargements mécaniques réalisés sont de la traction, de la compression, des trajets proportionnels de traction (compression) - torsion et des trajets non proportionnels de traction (compression) - torsion de façon à disposer d'une base de données d'essais multiaxiaux la plus complète possible avec prise en compte d'effets anisothermes.

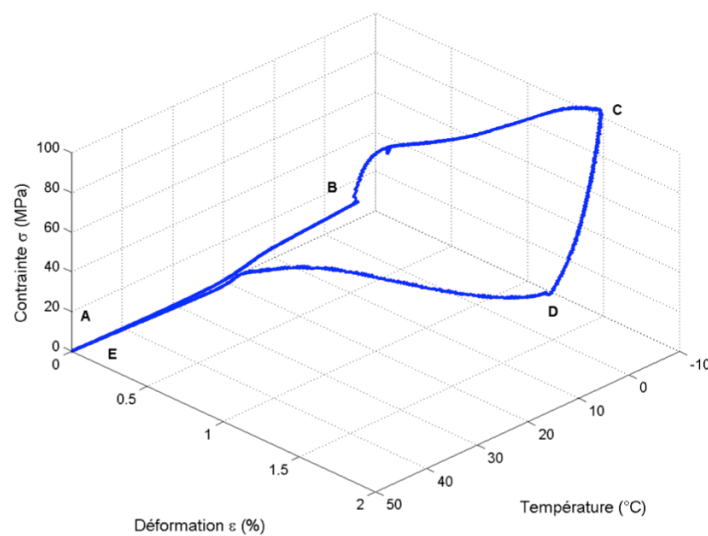


Figure 2.1 – Effet mémoire simple sens en traction

Les détails complets, tant matériels que techniques, sur cette partie peuvent être retrouvés dans [Lavernhe-Taillard et al. \[2009a\]](#).

2.1.1 Dispositif expérimental

Le matériau utilisé ici, comme toutes les éprouvettes du manuscrit est fourni par la société Nitifrance. Il s'agit un alliage de Nickel-Titane de composition massique Ti-Ni 55.4 %, fourni sous forme de barreau de diamètre 1 pouce puis usiné en éprouvettes de type tube-mince (voir plan en figure 2.2). Les éprouvettes ont ensuite subi un recuit en bain de sel à 480°C pendant deux minutes. Dans tout le manuscrit, c'est le même fournisseur, la même composition (nominale) de matériau et le même traitement thermique qui sont utilisés, seule diffère la mise en forme notamment le taux de laminage/tréfilage pour l'obtention des bruts. Néanmoins, les quelques variations observées sur la composition chimique et les niveaux d'érouissage différents font que les résultats expérimentaux

sont difficilement comparables entre eux ; les températures de transition de phase A_s , A_f , M_s , M_f , R_s , R_f des différents lots d'éprouvettes varient ainsi significativement.

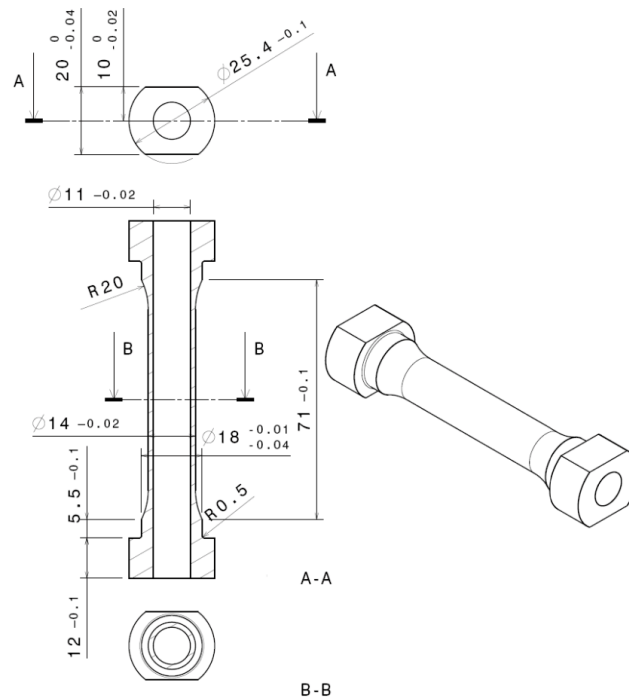


Figure 2.2 – Plan des éprouvettes pour les essais de traction- compression-torsion

Les essais sont effectués dans une enceinte climatique régulée (avec une mesure de température par thermocouple sur l'éprouvette), qui englobe l'éprouvette et les mors et qui est utilisée sur une machine hydraulique de traction-torsion. Les mesures de déformation sont effectuées via des jauges type rosettes à 45°. La machine est pilotée alternativement en déformation (traction ε et cisaillement γ) ou en efforts (force F et moment M) au cours de l'essai. On relève ainsi : la température T en °C, les déformations de traction ε et de cisaillement γ et on calcule les contraintes de traction σ et de cisaillement τ à partir des force F et moment M .

2.1.2 Quelques résultats

On réalise d'abord des chargements en traction, en compression et en torsion pure (voir figure 2.3), puis des trajets proportionnels (comme par exemple celui de la figure 2.4), et enfin des trajets non proportionnels (comme par exemple celui de la figure 2.6).

On peut remarquer sur ces différentes courbes que le début de la réorientation de la phase R (i.e. la perte de linéarité dans la partie B-C), n'a pas lieu pour le même niveau de contrainte. On y retrouve notamment la dissymétrie entre les comportements en traction et en compression déjà évoquée en superélasticité au paragraphe 1.4.1 et qui s'explique par des sélections de variantes différentes suivant la direction du chargement. En balayant l'ensemble des directions de changement du plan (ε , σ), on peut tracer la surface seuil de début de réorientation à -10°C de la figure 2.5 droite. Le type de

dissymétrie observée est par ailleurs très similaire au seuil de début de transformation $A \rightarrow M$ à 50°C observé sur le même Ni-Ti et donné sur la figure 2.5 gauche.

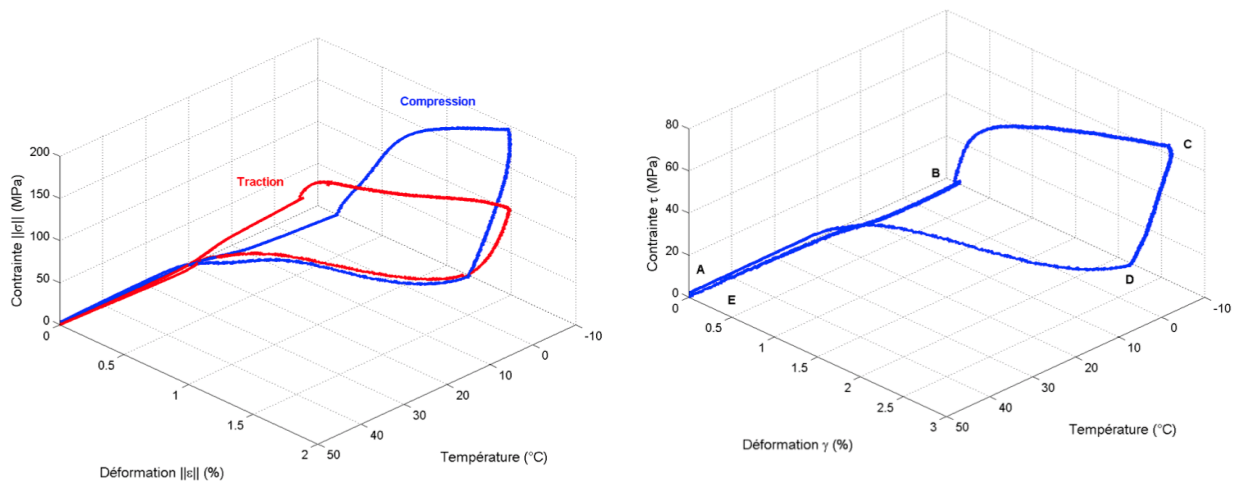


Figure 2.3 – Comparaison de l’effet mémoire simple sens en traction et en compression (à gauche) et en torsion (à droite)

Ce type de base d’essais est indispensable à la construction et à la validation d’un modèle de comportement. En effet, nous avons besoin d’une part, d’essais qui nous permettent d’observer les phénomènes, en vue de les reporter dans un modèle qui devra comporter les éléments et paramètres capables de les prendre en compte (par exemple la forme des surfaces seuils de début de réorientation de la phase R), mais également d’essais discriminants en termes de mécanismes mis en jeu (multiaxiaux ou anisothermes) qui pourront être comparés aux prévisions des modèles et ainsi les valider.

Les résultats obtenus posent néanmoins trois questions :

- Le fait de mesurer les déformations avec des jauges (longueur 3 mm) est très pratique, on obtient directement une déformation moyennée sur une zone qui, compte tenu de la taille des grains (de l’ordre de $40 \mu\text{m}$) peut être considérée comme un VER. Le risque est de passer à côté des phénomènes de localisation en hélice (voir paragraphe 1.5) qui sont pourtant bien présents car ils ont été observés a posteriori de la campagne ci-dessus, à l’ambiante, sur les mêmes éprouvettes. Une information sur les hétérogénéités de déformation avec des mesures du type corrélation d’images numériques sera ainsi plutôt privilégiée pour d’autres essais.
- Les essais présentés sont réalisés à vitesse très lente. En ce qui concerne le chargement mécanique, les vitesses de déformation sont de l’ordre de $5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ de façon à permettre à l’enceinte thermique de compenser les écarts de température dus au dégagement ou à l’absorption de chaleur. On observe néanmoins lors des changements de phase des variations de température de l’éprouvette de quelques degrés autour de la température de consigne. On masque donc une bonne partie des effets de couplage inhérents aux AMF.
- L’analyse de ces essais se heurte à une dernière difficulté qui est qu’on ignore quelles phases sont présentes à quel moment. La DSC nous renseigne sur le fait que nous démarrons le chargement

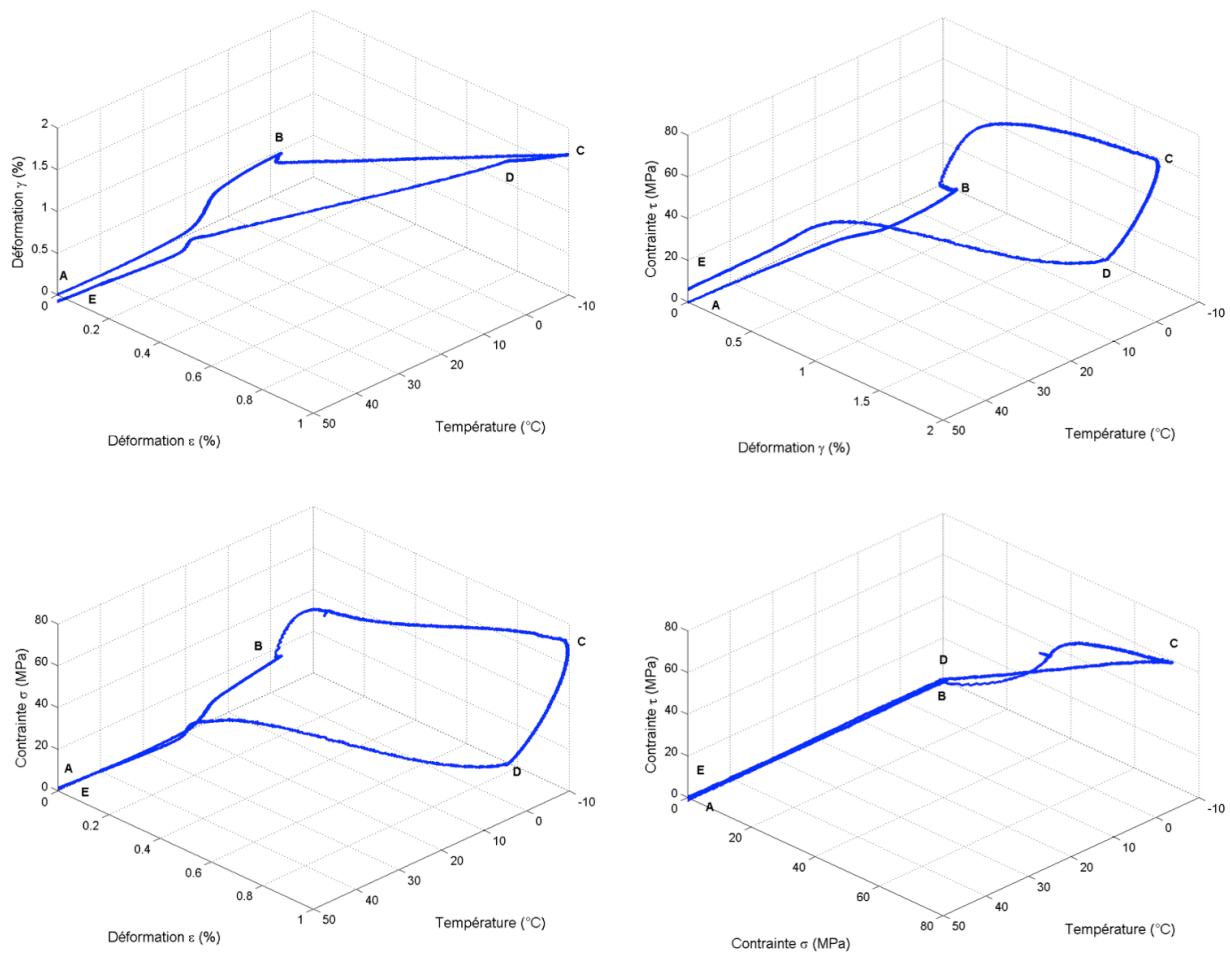


Figure 2.4 – Exemple de trajet proportionnel de traction-torsion

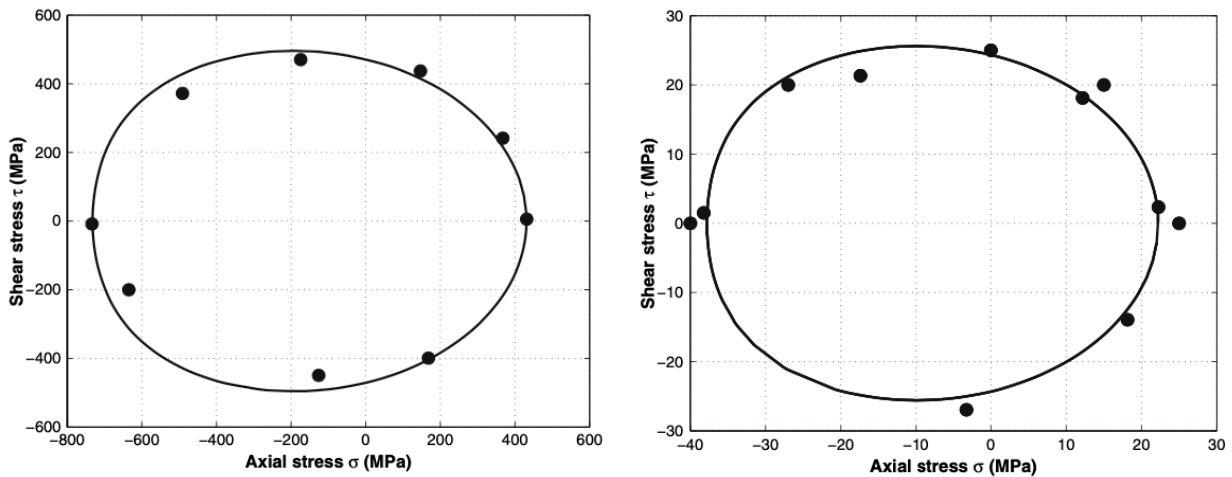


Figure 2.5 – Surfaces seuil : à gauche à 50°C seuil de transformation A → M, à droite à -10°C seuil de réorientation de phase R. Les résultats expérimentaux sont les points noirs, les traits continus sont un modèle développé dans [Lavernhe-Taillard et al., 2009a]

mécanique après refroidissement à -10°C en phase R mais ensuite on ne peut faire que des hypothèses. Est-ce que la phase R (auto-accomodée) se réoriente d'abord, puis c'est la phase M

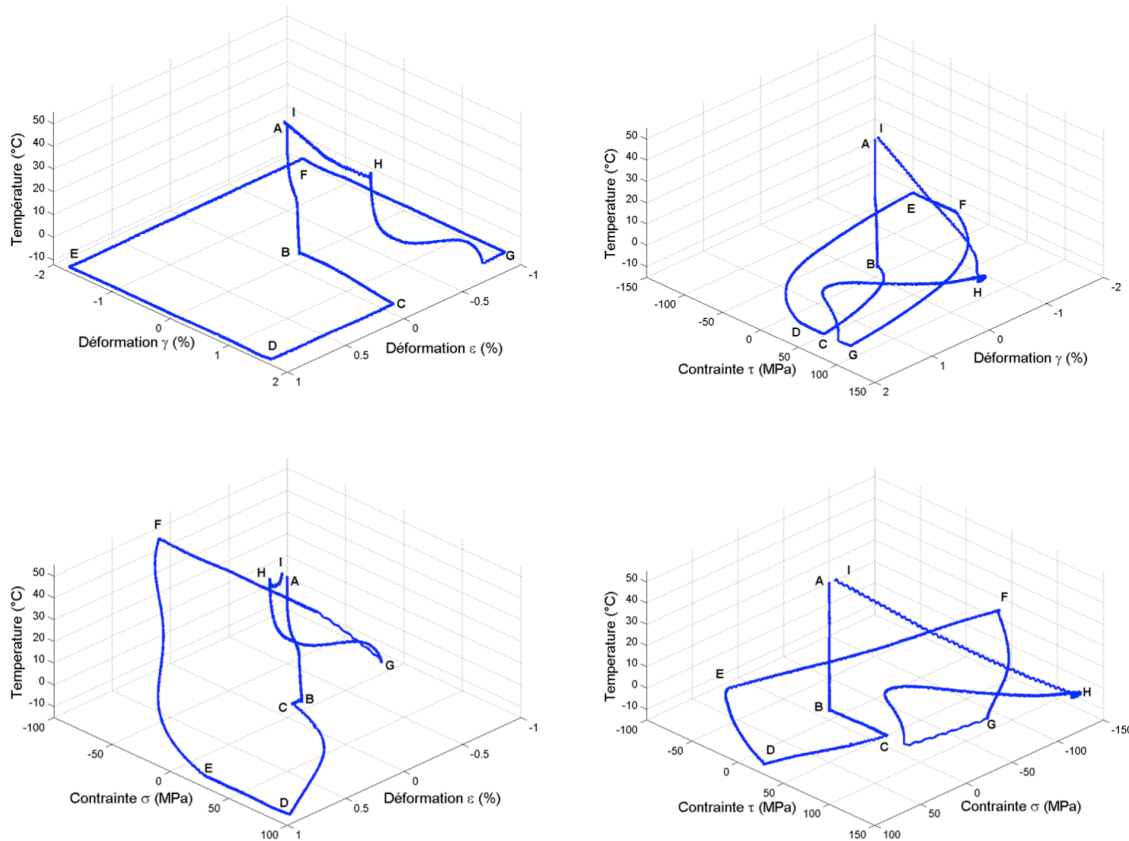


Figure 2.6 – Un exemple de trajet non proportionnel carré réalisé

orientée qui apparaît ? Est-on 100% martensite à la fin de la charge ? Et quelles phases restent à la fin de la décharge ? Une technique de mesure des phases en présence en cours d'essai (par exemple par diffraction des rayons X) serait donc un vrai plus pour la compréhension.

2.2 Essais uniaxiaux et biaxiaux sur Mini-Astrée

L'objectif de ces essais uniaxiaux et biaxiaux (qui font partie de la même campagne d'essai que ceux qui sont présentés au paragraphe 2.3) est de disposer de données expérimentales en traction et en bi-traction tout en disposant de l'information donnée par des mesures de champs cinématiques (déplacement et/ou déformations) pour tenir compte des localisations et éventuellement de mesures de champs de phases par diffraction des rayons X, technique qui sera décrite plus en détail au paragraphe 2.3. La préparation des essais, notamment la conception des éprouvettes, puis la réalisation des premiers essais 1D et 2D ont eu lieu lors de la thèse de Mame Daro Fall [Fall, 2017] et du stage de master de Xuyang Chang [Chang, 2016]. De nombreuses améliorations, en termes de techniques de mesure (Corrélation d'Images Numériques et analyse de phase par DRX), ont été ensuite apportées lors de la thèse de Xuyang Chang [Chang, 2020].

2.2.1 Dispositif expérimental

On fait le choix d'utiliser une petite machine de bi-traction mini-Astrée (Debben [Bertin, 2016]) qui a une capacité de $F = 2,3$ kN par axe et qui peut-être utilisée avec ou sans le diffractomètre à rayons X (en photo figure 2.7). Le choix de cette petite machine plutôt que d'une machine plus grosse, comme Astrée, est lié à la difficulté d'obtenir des bruts de grande taille en Ni-Ti. L'éprouvette 2D (voir figure 2.8) est ainsi conçue pour être usinée (fraisage des poches centrales puis découpe du contour au fil) à partir de plaques d'épaisseur 2 mm et de taille 50×50 mm. Ces plaques sont elles-mêmes obtenues par 2 laminages orthogonaux de barreaux de 1 pouce de diamètre similaires à ceux utilisés pour les essais du paragraphe 2.1.1.

La faible capacité de mini-Astrée conduit à avoir sur les éprouvettes bi-axiales une épaisseur de zone utile réduite à $300 \mu\text{m}$ pour pouvoir atteindre à température ambiante le seuil de transformation $A \rightarrow M$. Pour avoir des états matériaux analogues sur les éprouvettes de traction et de bi-traction, on choisit d'avoir également une épaisseur de zone utile de $300 \mu\text{m}$ pour les éprouvettes 1D (voir figure 2.9). Cette faible épaisseur permet également de bien évacuer la chaleur de l'éprouvette par convection.

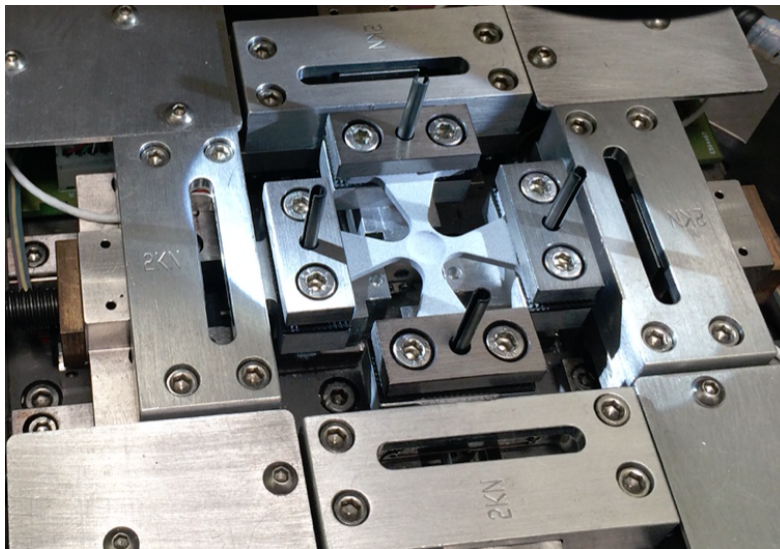


Figure 2.7 – Photographie de la machine biaxiale mini-Astrée [Bertin, 2016]

Mini-Astrée permet de charger l'éprouvette en déplacement ou en force de façon symétrique dans les deux bras opposés de l'éprouvette de façon à ce que le centre de l'éprouvette ne se déplace pas, c'est cette option qui a été retenue ici.

2.2.2 Corrélation d'Images Numériques (CIN) régularisée

Dans cette partie je vais présenter brièvement les résultats de l'utilisation de l'outil de CIN régularisée (Correli 3.0 [Leclerc et al., 2015]) qui a été faite dans la thèse de Xuyang Chang : les détails de cette application spécifique de trouvent dans [Chang, 2020; Chang et al., 2017]. En ce qui concerne

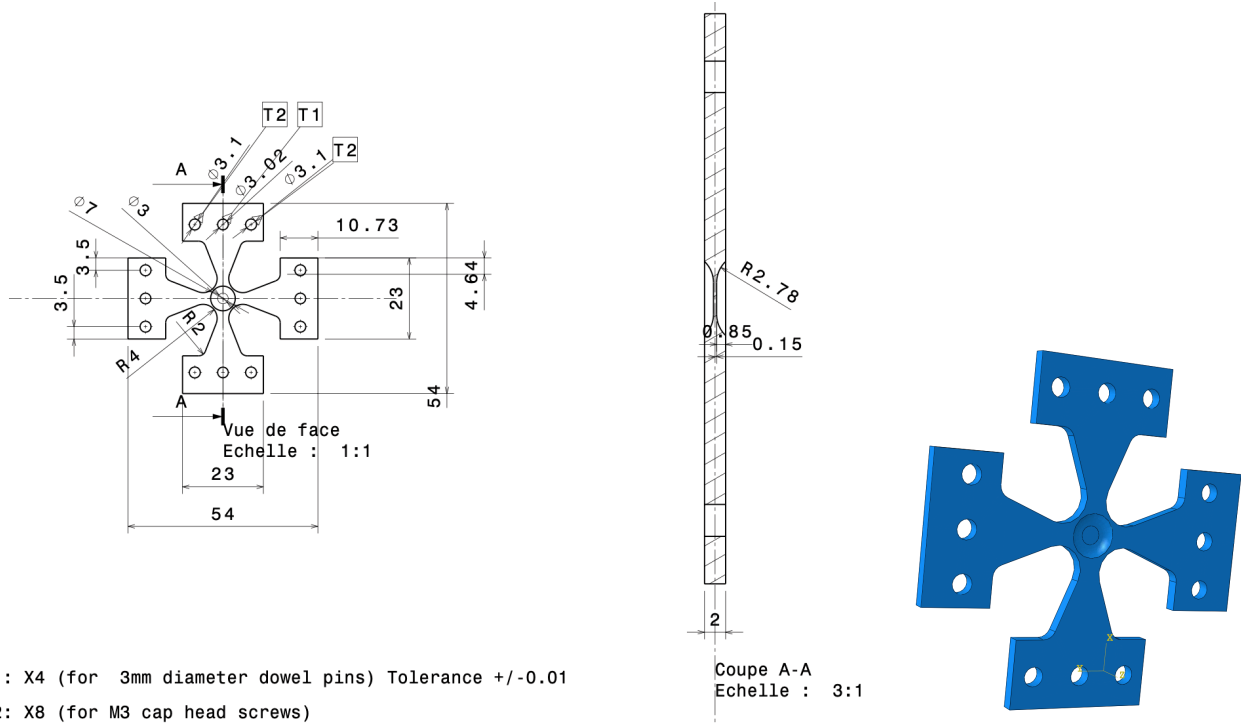


Figure 2.8 – Géométrie (en millimètres) des éprouvettes pour les essais de bi-traction sur mini-Astrée [Fall, 2017]

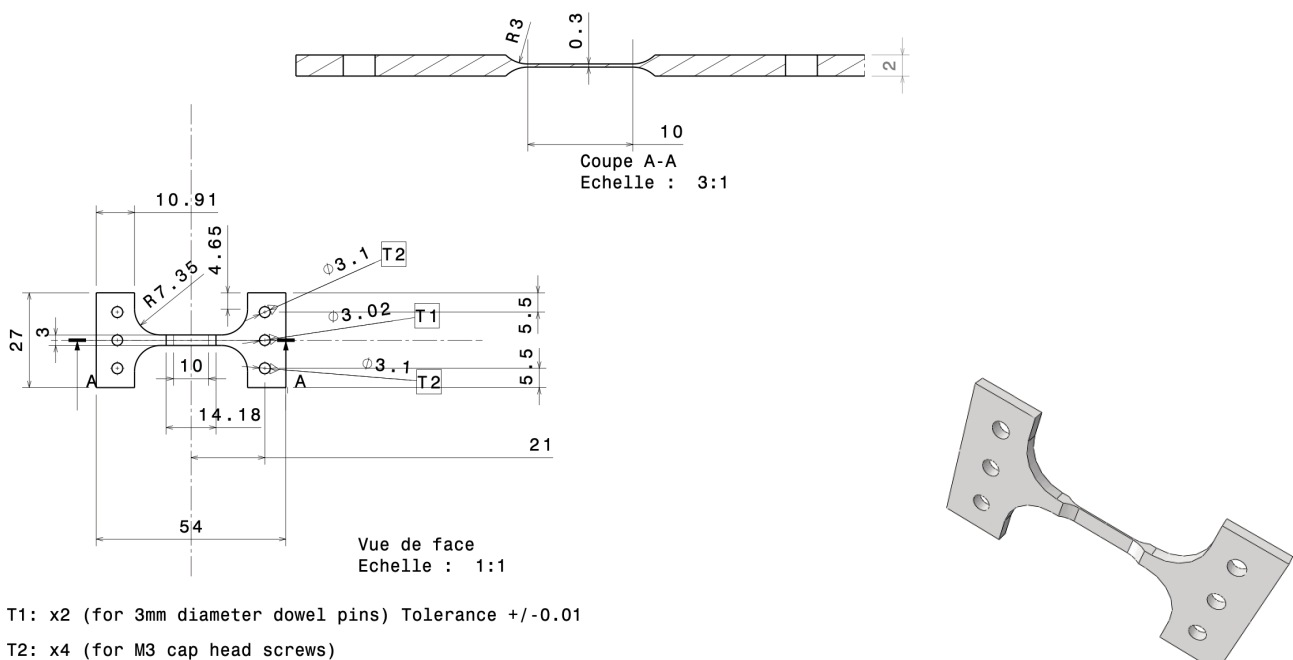


Figure 2.9 – Géométrie (en millimètres) des éprouvettes pour les essais de traction sur mini-Astrée [Fall, 2017]

la méthode de CIN régularisée en elle même (PGD-RT3), des explications complémentaires peuvent être retrouvées dans le travail de Myriam Berny [Berny et al., 2018].

La CIN permet de réaliser des mesures de champs cinématiques (champs de déplacements et de déformation) en deux dimensions sur une zone d'intérêt (ROI *Region Of Interest*). Pour cela on

compare des images (optiques ou autres) d'une éprouvette recouverte d'un mouchetis, classiquement de la peinture noire et blanche, au cours d'un essai (voir figure 2.10). On suppose alors que toutes les variations entre l'image initiale et l'image courante peuvent être imputées à un champ de déplacement de la surface observée de l'éprouvette.

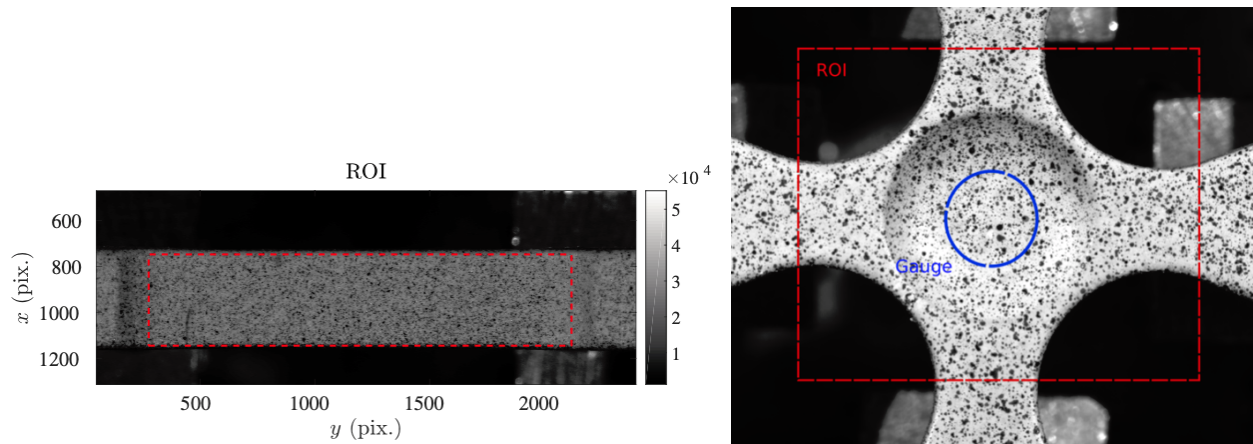


Figure 2.10 – Mouchetis noir et blanc sur l'éprouvette 1D (à gauche) et 2D (à droite), la ROI (*Region of Interest* est en pointillés rouges [Chang, 2020]

En corrélation d'images dite "globale", ce qui est classiquement fait au LMT, le champ de déplacement recherché est un champ de déplacement discrétisé sur un maillage éléments finis (ici de type triangles à 3 nœuds avec interpolation cubique des déplacements, voir par exemple figure 2.11). Il est obtenu par un algorithme de minimisation d'une fonctionnelle "résidus" qui prend en compte les écarts linéarisés entre l'image initiale et l'image courante sur la totalité de la ROI. La minimisation se met alors sous la forme d'un système linéaire et permet d'obtenir, par itérations successives, le champ de déplacement aux nœuds du maillage recherché.

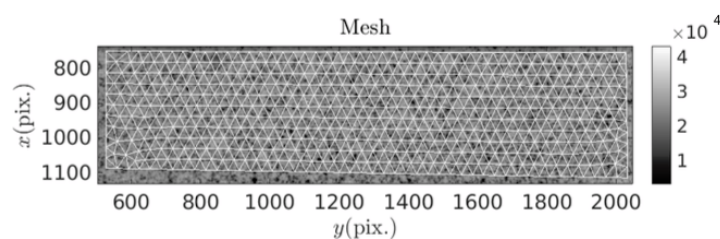


Figure 2.11 – Exemple de maillage T3 sur l'éprouvette 1D (taille de maille 32 pixels) [Chang, 2020]

Une des limitations de la CIN provient du fait que c'est un problème mal posé ; il est ainsi possible lors de la minimisation de converger vers un minimum local différent du véritable minimum. Le choix de la taille des éléments est ainsi crucial. Pour des éléments de petite taille, on espère une résolution spatiale fine, mais celle-ci se fait souvent au dépend de la confiance qu'on peut avoir en la détermination des déplacements eux-mêmes. Il est ainsi fréquent d'observer des fluctuations rapides (à faible longueur d'onde) du champ de déplacement sans qu'elles soient représentatives d'un comportement physique. Pour des éléments de grande taille, ces fluctuations seront naturellement gommées mais c'est au prix

d'une plus faible résolution spatiale qui va filtrer les phénomènes à plus petite échelle que l'on pourrait rechercher.

La régularisation introduite ici agit comme un filtre passe bas qui postule que les composantes à hautes fréquences du champ de déplacement sont plutôt dues aux artefacts de la résolution d'un problème mal posé avec des minima locaux. Elle est basée sur l'admissibilité mécanique : si l'on postule que le comportement du matériau est élastique (et qu'on se donne les paramètres élastiques tels que les modules de Young et Poisson), on peut, à partir des déplacements calculés par CIN estimer les forces généralisées. Ces forces généralisées calculées seront différentes des forces réelles ; c'est l'écart à l'équilibre. La régularisation par méthode de l'écart à l'équilibre consiste à minimiser une fonctionnelle "mécanique" construite à partir de ces différences, au niveau des nœuds intérieurs au maillage. Une dernière fonctionnelle "aux frontières" à minimiser est également introduite pour pénaliser les variations de déplacement à faible longueur d'onde au niveau des conditions aux limites [Tomičević et al., 2013].

Pour notre application, une taille de maille T3 de 16 pixels (soit environ 0,1 mm) est choisie. Sans régularisation du tout, on obtient des résultats inexploitable tels que ceux de la figure 2.12 car les calculs ne convergent pas. Les incertitudes pour cette taille de maille sont trop élevées pour observer des bandes de localisation qui impliquent des zones de fort gradient. Le calcul est alors initialement lancé avec de grandes longueurs de régularisation qui sont progressivement diminuées (de 1000 pixels environ à 125 pixels) en utilisant le résultat du calcul de déplacement précédent comme point de départ de la minimisation suivante. On obtient ainsi des champs cinématiques parfaitement exploitables, comme illustré à la figure 2.13.

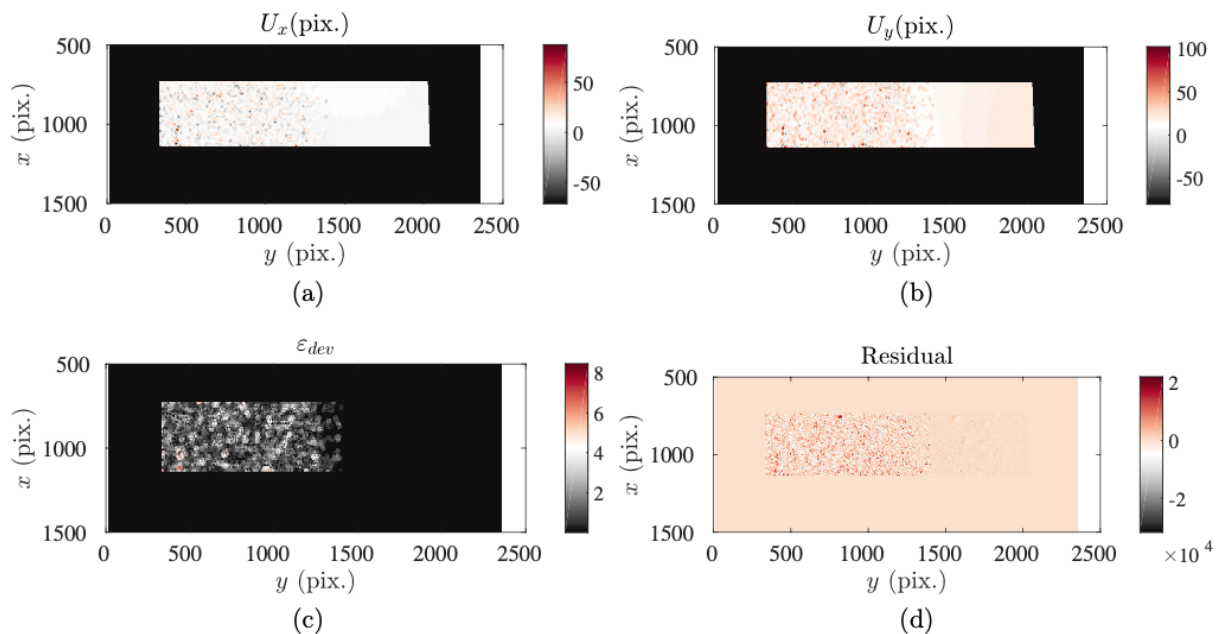


Figure 2.12 – Résultats de CIN sans régularisation : (a) déplacement axial, (b) déplacement transverse, (c) déformation équivalente, (d) champs de résidu (pour un total sur la ROI de 11%) [Chang, 2020]

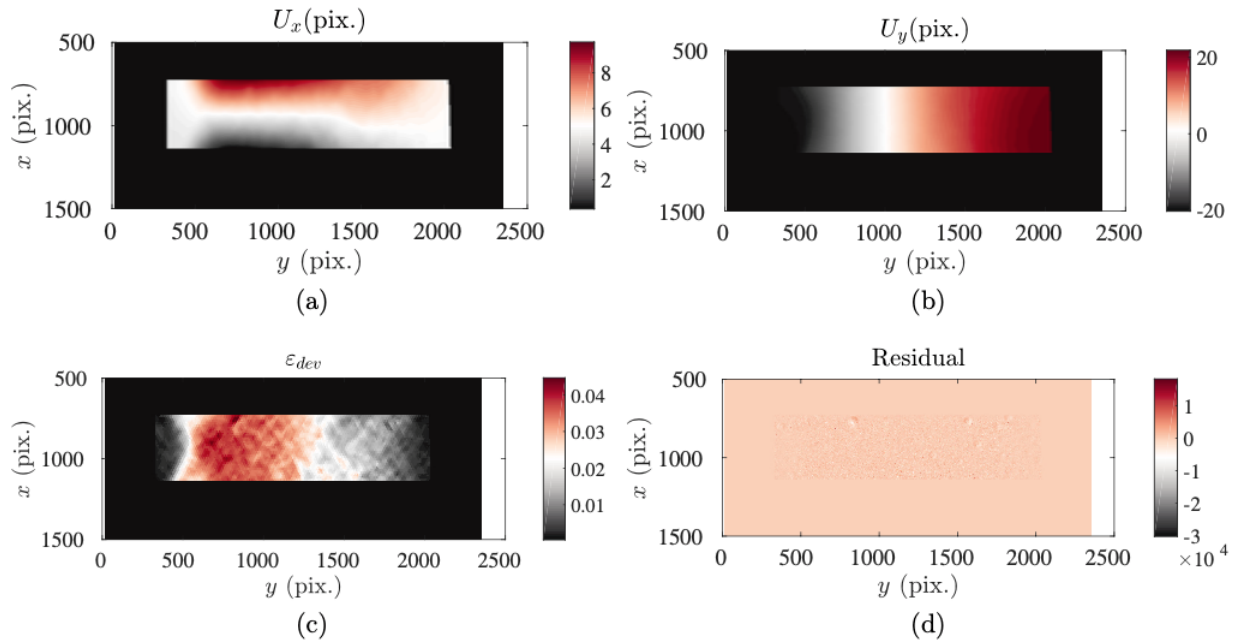


Figure 2.13 – Résultats de CIN après régularisation et procédure de "relaxation" : (a) déplacement axial, (b) déplacement transverse, (c) déformation équivalente, (d) champs de résidu (pour un total sur la ROI de 1,4%) [Chang, 2020]

2.2.3 Quelques résultats

Un seul exemple de résultat uniaxial est reporté ici (des résultats plus complets peuvent être retrouvées dans la thèse de Xuyang Chang [Chang, 2020]). On y observe la cinématique de l'apparition des bandes de localisation. Par exemple pendant l'essai de traction de la figure 2.14 à 287K, on effectue une mesure de la déformation équivalente définie par :

$$\varepsilon_{eq} = \sqrt{\frac{2}{3} [\boldsymbol{\varepsilon}_D : \boldsymbol{\varepsilon}_D]} \quad (2.1)$$

où

$$\boldsymbol{\varepsilon}_D = \boldsymbol{\varepsilon} - \frac{1}{3} \text{tr}(\boldsymbol{\varepsilon}) \mathbf{I} \quad (2.2)$$

De plus, sous réserve de l'hypothèse d'incompressibilité $\text{tr}(\boldsymbol{\varepsilon}) \approx 0$, on a :

$$\varepsilon_{zz} \approx -\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy} \quad (2.3)$$

Soit finalement :

$$\varepsilon_{eq} \approx \sqrt{\frac{4}{3} [\varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{yy}^2 + \varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{xy}^2]} \quad (2.4)$$

Le champ de déformation équivalente obtenu est présenté à la figure 2.15. On y voit la première bande apparaître un peu avant le plateau de transformation, bande qui s'intensifie puis s'élargit au fur et à mesure de la charge. À la décharge, cette bande s'amincit et perd en intensité avant de quasiment disparaître. Il subsiste en effet une faible déformation résiduelle après la décharge complète.

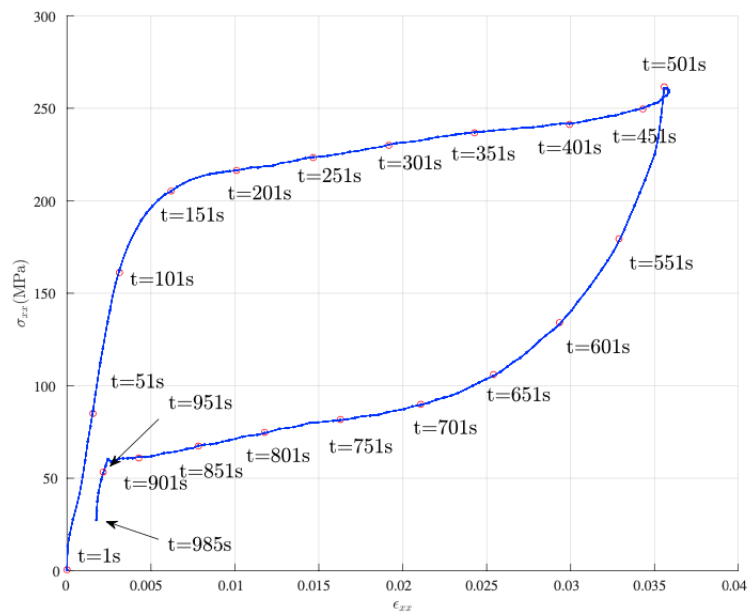


Figure 2.14 – Courbe de traction à 287K ; les cercles rouges se rapportent aux instants des mesures de champs de déformation de la figure 2.15 [Chang, 2020]

Concernant les tests biaxiaux, les tous premiers ont été réalisés par Mame Daro Fall [Fall, 2017]. Ils ont permis de tracer notamment des surfaces seuil de début de transformation ($A \rightarrow M$ ou $A \rightarrow R$) comme illustré à la figure 2.16. La forme observée est loin des formes classiques, en "poire" de la littérature. Plusieurs explications sont envisagées mais surtout, cet essai, comme d'autres, nous ont conduit à nous poser beaucoup de questions, sur la validité de la CIN "classique" (*i.e.* sans régularisation) utilisée à l'époque d'une part, défaut qui a été corrigé via l'utilisation de la technique présentée au paragraphe 2.2.2. D'autre part, la calibration de la mesure des efforts sur mini-Astrée a été refaite depuis en utilisant des éprouvettes en alliage d'aluminium de géométrie identique aux éprouvettes biaxiales et par comparaison avec des résultats obtenus sur une autre cellule d'effort.

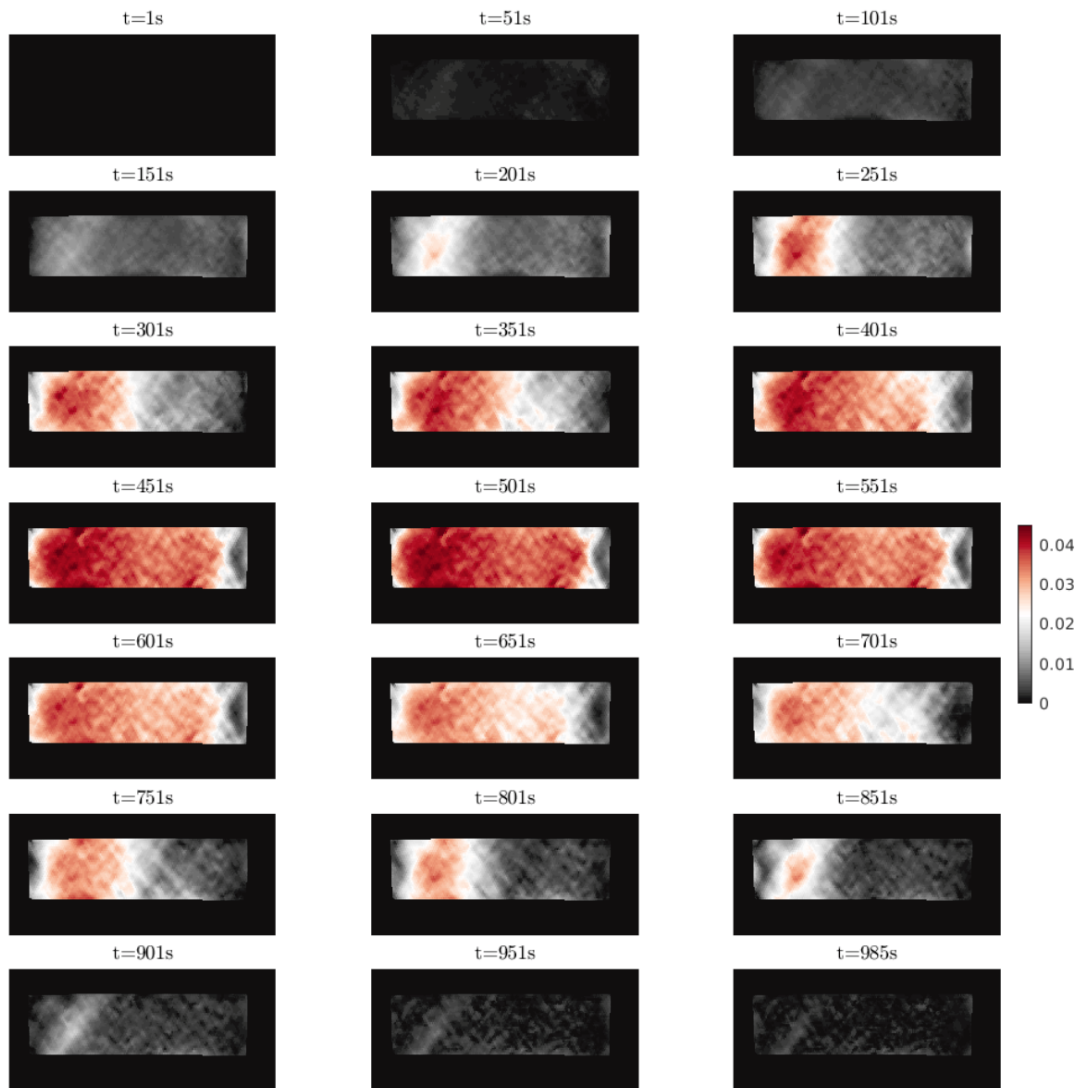


Figure 2.15 – Résultats de CIN : déformation équivalente ε_{eq} (défini à l'équation 2.4) à différents instants de l'essai de traction à retrouver sur la figure 2.14 [Chang, 2020]

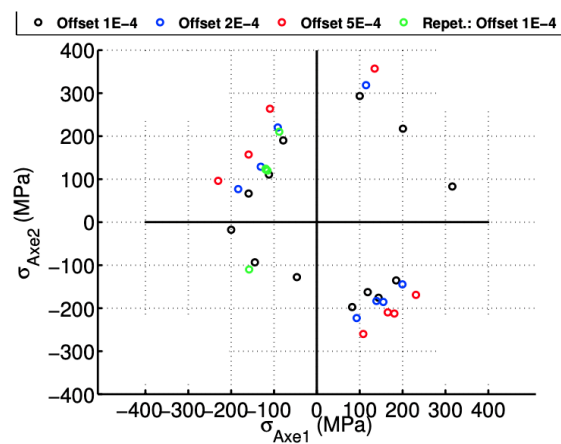


Figure 2.16 – Surface seuil de début de transformation (A → M ou A → R) pour différents offsets en déformation [Fall, 2017]

Pour montrer le principe, un des tests biaxiaux conduit ensuite est présenté : il s'agit d'un essai non-proportionnel en "L" (voir figure 2.17). L'éprouvette subit ainsi un déplacement dans la direction y qui est ensuite maintenu constant pendant qu'elle subit un déplacement dans la direction x .

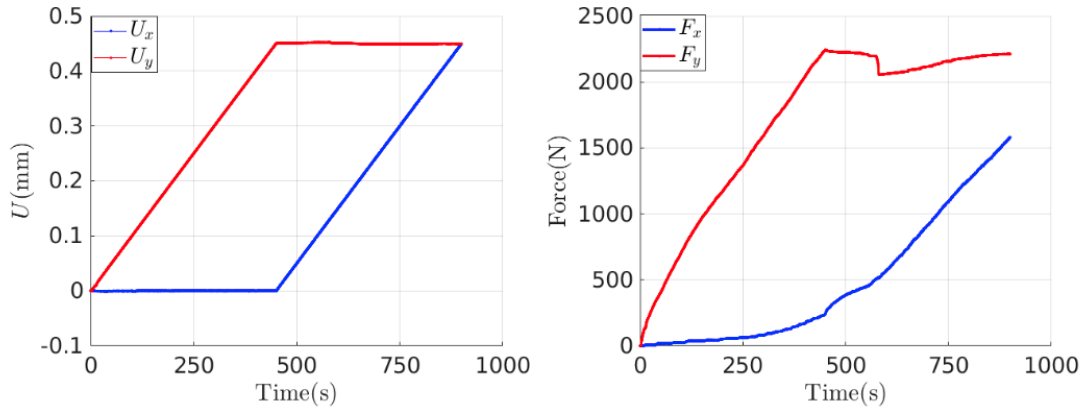


Figure 2.17 – Essai non proportionnel en "L" : pilotage en déplacements $U_x(t)$ et $U_y(t)$ à gauche et efforts correspondants $F_x(t)$ et $F_y(t)$ mesurés à droite [Chang, 2020]

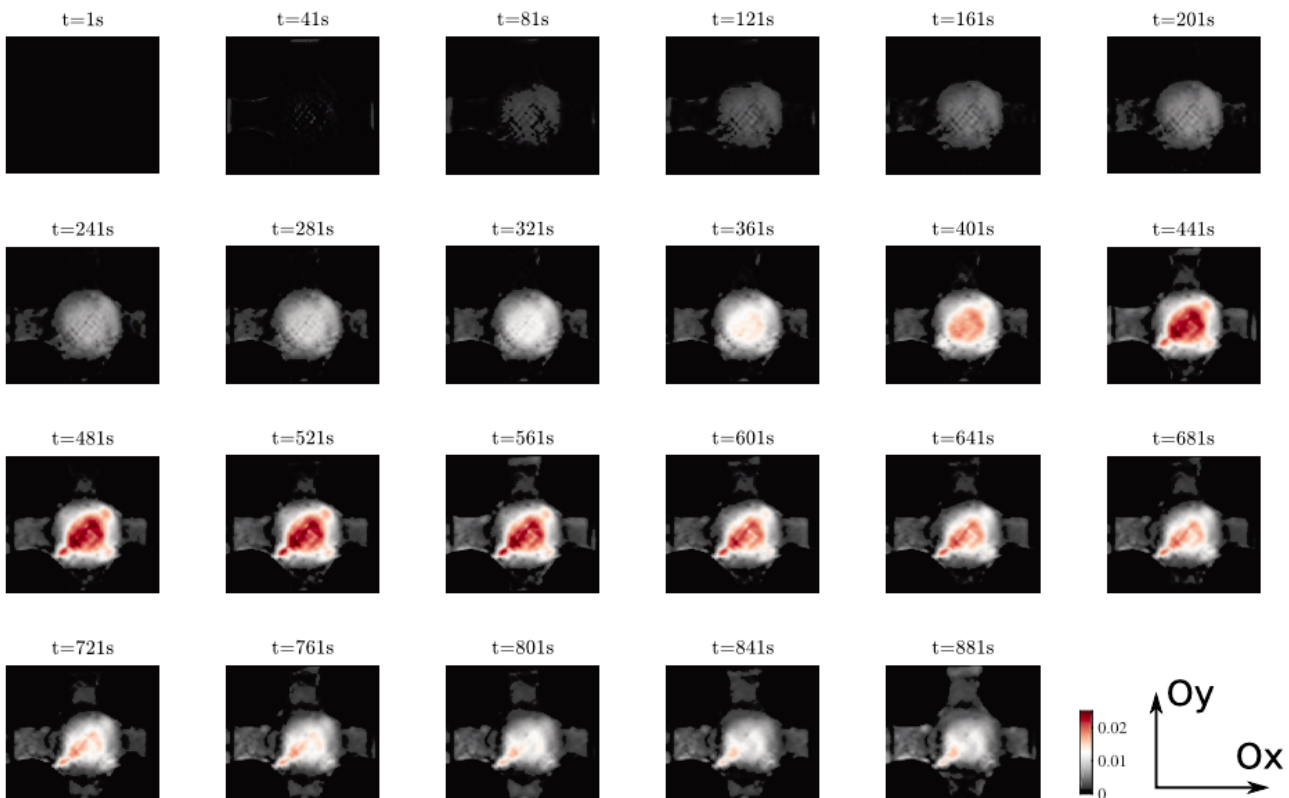


Figure 2.18 – Résultats de CIN : déformation équivalente à différents instants définis sur la figure 2.17 de l'essai biaxial non proportionnel en "L" [Chang, 2020]

Les champs de déformation équivalente au cours de l'essai sont présentés figure 2.18. On peut tout d'abord remarquer que, contrairement à ce qui était escompté, le champ de déformation dans la zone utile de l'éprouvette est assez hétérogène. Par ailleurs des déformations du même ordre de grandeur que celles ayant lieu dans la zone utile (environ 2%) ont également lieu dans les "coins" entre les deux bras de l'éprouvette.

Ces informations cinématiques, très riches, ne peuvent toutefois pas être complètement exploitées en raison de deux défauts. Le premier est qu'on ne contrôle pas et qu'on ne mesure pas l'évolution de la température sur l'éprouvette au cours de l'essai alors qu'on sait que celle-ci varie beaucoup et de façon très hétérogène. Ici une précaution a été prise de forcer la convection autour de l'éprouvette par un système de ventilation mais sans contrôle réel des conditions thermiques, comme des mesures de température par thermocouple ou caméra infrarouge. Le second défaut est que l'on a pas accès avec cette seule mesure à la composition en termes de fractions de phases (A, M, R) des différentes zones de l'éprouvette. Ce dernier point est l'objet du paragraphe 2.3.

Concernant les essais biaxiaux, quelques bémols viennent s'ajouter à ceux déjà présents sur les essais uniaxiaux. La capacité de la machine s'est finalement révélée un peu faible pour atteindre des niveaux de contrainte suffisants pour transformer complètement, à température ambiante, (et surtout en multiaxial) dans la zone utile de l'éprouvette 2D. Cela est dû au fait que les éprouvettes reçues ont une température de transformation M_s un peu plus élevée que prévu. De plus, les localisations que l'on souhaitait forcer à apparaître dans la zone centrale, compte tenu de la faible épaisseur et de la petite taille de celle-ci, apparaissent en fait dans les branches et les "coins" de l'éprouvette ce qui rend l'analyse des essais difficile. En effet, sur ce type de géométrie d'éprouvette, il est compliqué d'accéder aux contraintes. Ici, les estimations des contraintes dans la zone utile sont effectuées avec une matrice de passage entre les efforts appliqués par la machine (F_x, F_y) et les contraintes dans la zone utile $(\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{xy})$ qui est calculée numériquement à partir d'une modélisation éléments finis linéaire. Il est donc évident que dès le début de la transformation dans la zone utile, qui conduit à obtenir un comportement non-linéaire (et a fortiori ici puisque même les bras de l'éprouvette se transforment), ce calcul devient invalide et nous n'avons plus d'estimation fiable des contraintes dans la zone utile.

2.3 Dosage de phases par mesure DRX in situ

Dans cette partie, il s'agit de reprendre les essais uniaxiaux et bi-axiaux de la partie précédente 2.2.2 et de les compléter pour avoir une mesure des champs de phase in-situ pendant l'essai. L'objectif est de savoir à quel moment de l'essai et à quel endroit de l'éprouvette les différentes phases (A, R, M) vont apparaître et disparaître. En particulier, l'apparition ou non de la phase R sous chargement mécanique pose encore question. Il s'agit donc ici de proposer une solution expérimentale pour observer simultanément les champs de phase et les champs cinématiques en cours d'essai.

La technique choisie ici pour la détermination des phases en présence est celle de la diffraction des rayons X. Le rayonnement X est en effet un rayonnement électro-magnétique, dont les longueurs d'ondes λ (de l'ordre de l'ångström) sont proches de celles des dimensions des mailles cristallines. Dans un cristal, les plans d'une famille $\{hkl\}$ sont à la même distance d_{hkl} les uns des autres. La relation entre cette distance d_{hkl} et les paramètres de maille dépend des symétries du cristal [Cullity and Stock, 2001]. Comme les réseaux cristallins sont périodiques, ceux-ci sont susceptibles de générer, sous conditions de Bragg (équation 2.5), des interférences destructives ou constructives en fonction de l'angle d'incidence θ_{hkl} entre le rayon incident et le plan diffractant (voir figure 2.19).

$$n\lambda = 2d_{hkl} \sin \theta_{hkl} \quad (2.5)$$

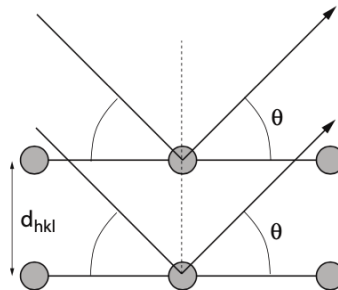


Figure 2.19 – Illustration de la loi de Bragg

Par ailleurs, en l'absence de texture cristalline, les intensités relatives I_{hkl} des raies de diffraction correspondant à chacun des plans $\{hkl\}$ peuvent s'écrire :

$$I_{hkl} = |F_{hkl}^2| p_{hkl} \frac{1 + \cos^2 2\theta_{hkl}}{\sin^2 \theta_{hkl} \cos \theta_{hkl}} \quad (2.6)$$

avec p_{hkl} la multiplicité et F_{hkl} le facteur de structure du plan $\{hkl\}$ [Cullity and Stock, 2001].

On peut donc analyser les diffractogrammes pour retrouver, d'une part, le type de réseau cristallin que l'on observe, et d'autre part, les différents paramètres géométriques du réseau. Ou bien à l'inverse, utiliser les connaissances a priori des paramètres de maille pour générer les diffractogrammes théoriques des différentes phases comme ceux de la figure 2.20 pour les phases A, R et M.

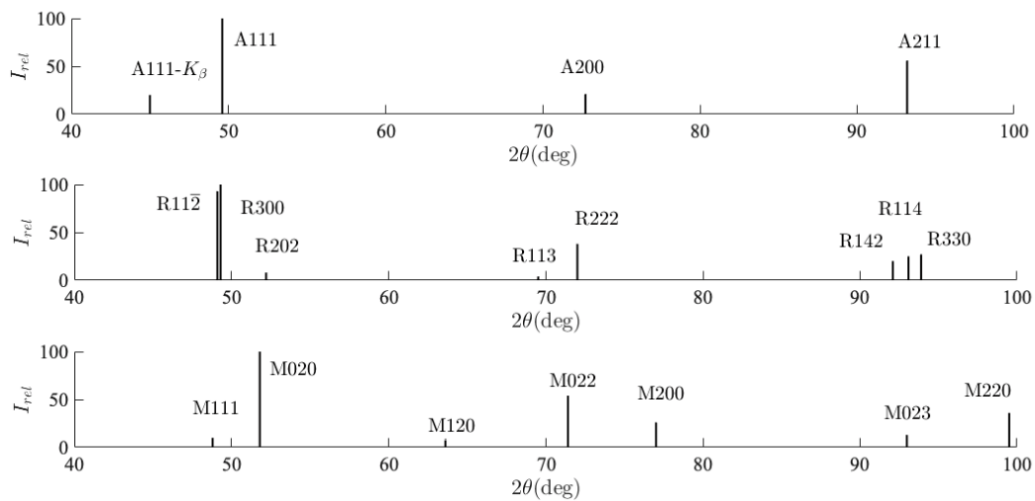


Figure 2.20 – Diffractogrammes théoriques pour les phases A, R et M [Chang, 2020]

2.3.1 Dispositif expérimental

Le diffractomètre présent au LMT est un appareil unique dont la conception a fait l'objet d'une collaboration du LMT avec la société INEL et AZ Systèmes [Mballa Mballa, 2009] à laquelle j'ai participé avec Olivier Hubert et Patrick Aïmedieu. L'objectif était de disposer d'un appareil suffisamment versatile pour pouvoir faire à la fois des mesures dites "de contraintes" et des mesures dites "de phase" (voir figure 2.21). Pour les mesures de phase l'objectif est d'obtenir un diffractogramme complet sur une large plage angulaire 2θ ; la source est donc positionnée fixe et l'enregistrement des pics se fait via le détecteur courbe. Pour les mesures de contrainte, on s'intéresse au décalage d'un pic en particulier (qui dénote une variation des paramètres de maille), l'angle entre la source et le plus petit détecteur reste fixe, mais on balaye une grande partie de l'espace angulaire comme le ferait un goniomètre [Aïmedieu et al., 2013; Rekik et al., 2013].

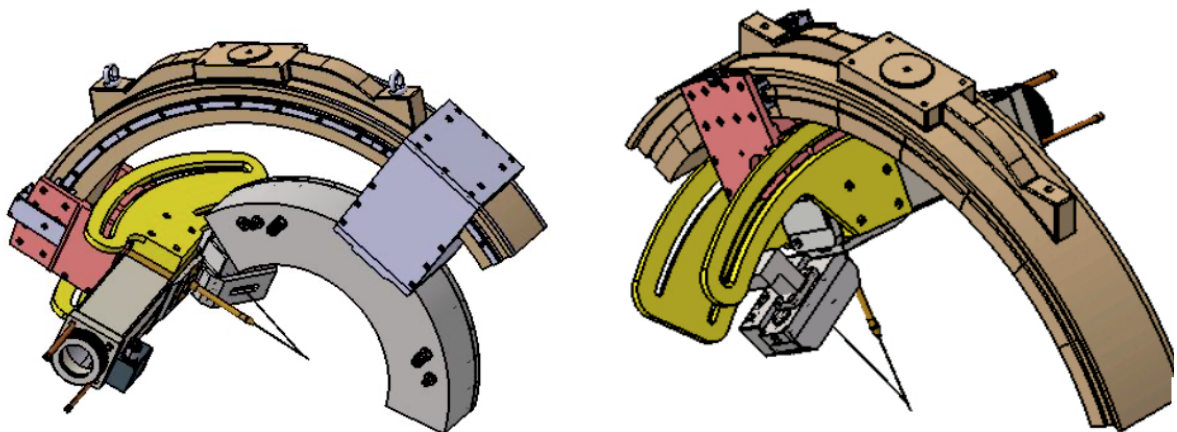


Figure 2.21 – Diffractomètre du LMT : en mode mesure de "phases" à gauche et mesure de "contraintes" à droite [Mballa Mballa, 2009]

Le système a également été conçu pour être soit accroché dans une machine telle que Astrée ou sous un portique indépendant, ce dernier permettant aussi de positionner une petite machine comme mini-Astrée en dessous (voir figure 2.22).

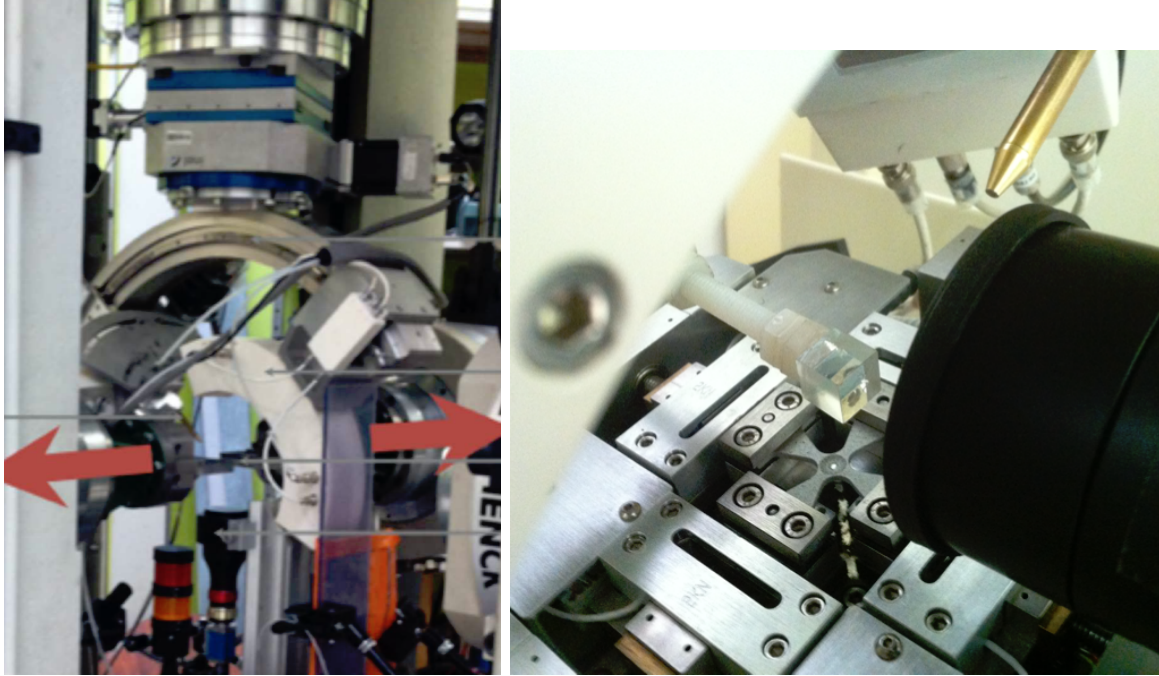


Figure 2.22 – Diffractomètre du LMT : implantation dans Astrée à gauche et au dessus de mini-Astrée à droite [Fall, 2017]

L'essai qui va être présenté ici, est un test de traction dans mini-Astrée sur le principe présenté au paragraphe précédent avec les mêmes éprouvettes uniaxiales. Il est instrumenté avec le diffractomètre à rayons X en mode "phases" et par CIN. Pour permettre la cohabitation des deux systèmes de mesure, on utilise un prisme qui renvoie l'image sur la caméra optique (voir figures 2.23 et 2.24).

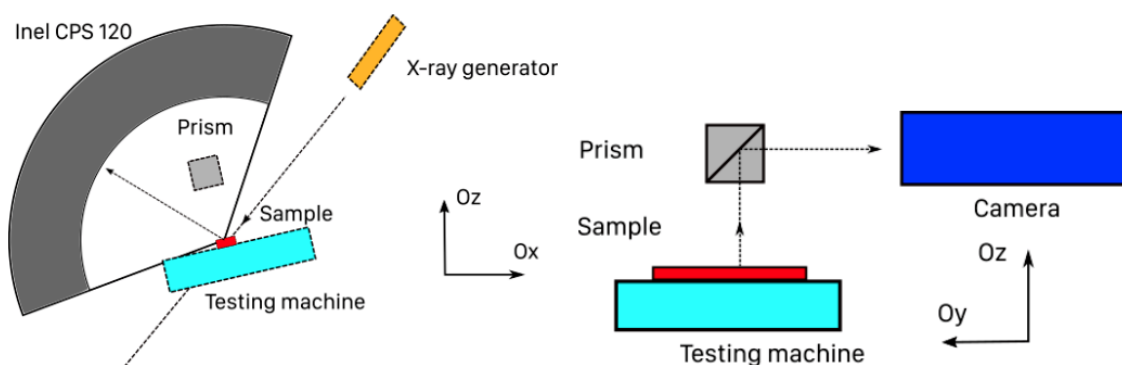


Figure 2.23 – Schéma du dispositif expérimental pour les mesures DRX (à gauche) et CIN (à droite) couplées [Chang, 2020]

Pour la diffraction des rayons X, on utilise une source au cobalt (k_{α} de longueur d'onde $\lambda = 1,79$ Å et un faisceau de diamètre 1 mm) et un détecteur courbe qui permet d'acquérir les diffractions des

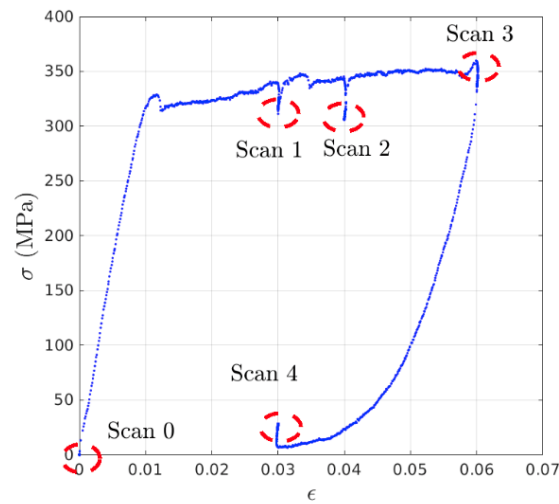


Figure 2.25 – Courbe de traction de l'essai, les ronds rouges correspondent aux instants où des mesures DRX ont été réalisées [Chang, 2020]

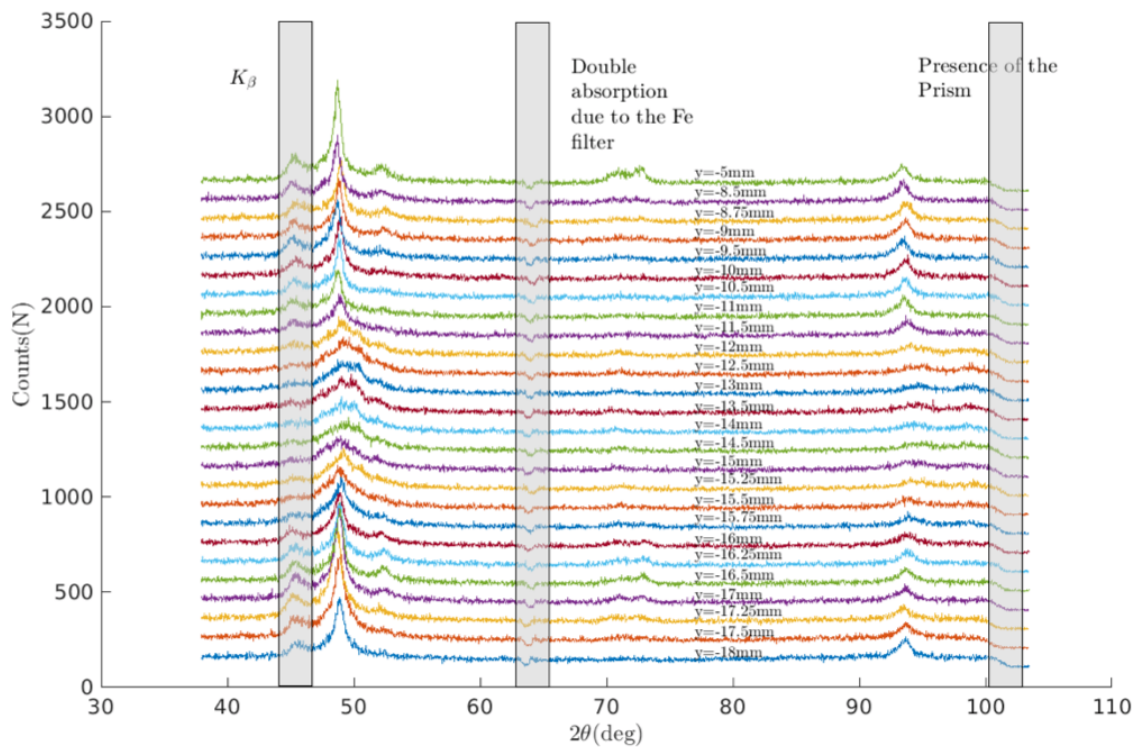


Figure 2.26 – Diffractogrammes réalisés le long de l'axe de l'éprouvette, avec un offset de 200 sur l'axe des ordonnées entre chaque courbe [Chang, 2020]

angulaires non pertinentes (artéfacts dus à la présence du filtre de fer, de la raie k_{β} du cobalt ou du prisme optique), on peut supposer qu'en une position donnée y , un diffractogramme $D(2\theta, y)$ est la somme des contributions de chaque spectre de phase pure i , $S_i(2\theta)$ pondéré par sa fraction volumique $C_i(y)$:

$$D(2\theta, y) = \sum_{i=1}^{i=3} C_i(y) S_i(2\theta) \quad (2.7)$$

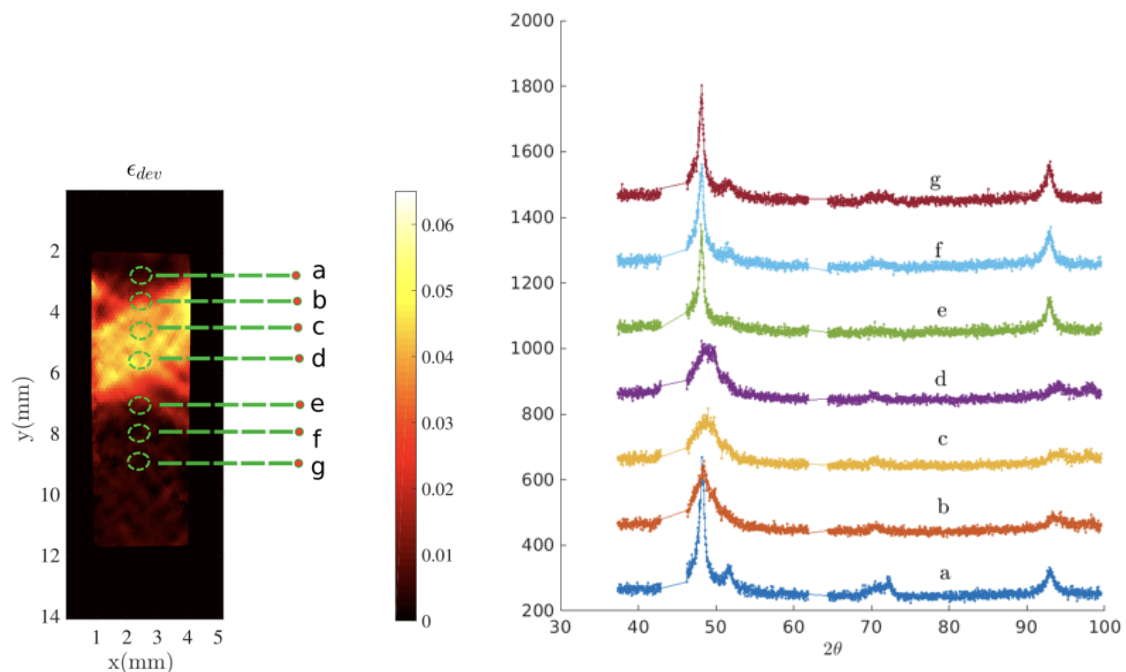


Figure 2.27 – Diffractogrammes, avec un offset de 200 sur l'axe des ordonnées entre chaque courbe, à droite obtenus en différentes positions le long de l'axe de l'éprouvette repérées à gauche sur le champ de déformation obtenu lors du scan 1 (utilisation d'un offset de 200 sur l'axe des ordonnées entre chaque courbe) [Chang, 2020]

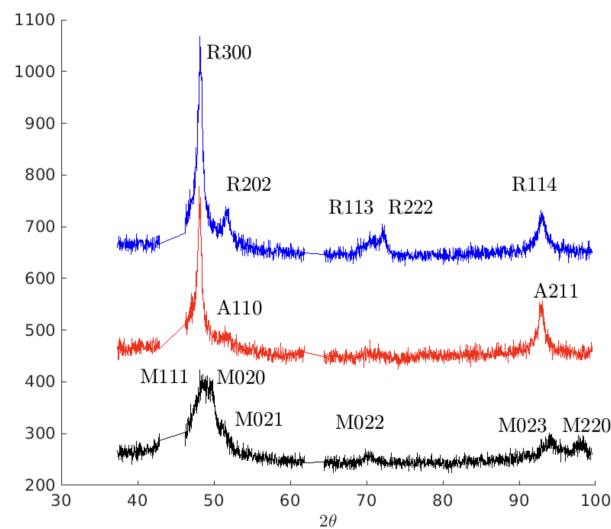


Figure 2.28 – Trois diffractogrammes extraits de la figure 2.27 et indexés : en bleu mélange de A et R (courbe g de la figure 2.27), en rouge A pure (courbe a), en noir M pure (courbe c) [Chang, 2020]

Il faut tenir compte également des contraintes physiques :

$$C_i(y) \geq 0 \quad (2.8)$$

$$\sum_{i=1}^{i=3} C_i(y) = 1 \quad (2.9)$$

Cette hypothèse de linéarité est assez forte car elle implique qu'il n'existe qu'un seul profil de diffraction par phase, ce qui est évidemment faux lorsqu'il peut y avoir différentes variantes créées comme pour les phases R et M suivant le type de chargement thermique ou la direction du chargement mécanique. Néanmoins, pour un chargement uniaxial, elle semble acceptable. Comme nous l'avons déjà dit, il est presque impossible d'obtenir le profil de diffraction de la phase R pure, pour cela nous avons proposé une méthode basée sur une approche POD (Proper Orthogonal Decomposition).

En effet l'équation 2.7 suggère que le spectre $D(2\theta, y)$ peut-être décomposé en N modes propres :

$$D(2\theta, y) = \sum_{j=1}^{j=N} d_j v_j(y) u_j(2\theta) \quad (2.10)$$

où les $u_j(2\theta)$ sont les modes angulaires et les $v_j(y)$ les amplitudes spatiales correspondantes. Après normalisation de u_j et v_j suivant les équations 2.11 et 2.12, l'amplitude d_j correspond à la valeur propre du mode j dans la base complète, elle quantifie l'importance du mode dans la décomposition. Les valeurs propres d_j sont ainsi tracées par ordre décroissant à la figure 2.29 avec les amplitudes spatiales $v_j(y)$ des trois premiers modes. On peut ainsi remarquer qu'il faut au moins 3 modes pour représenter le signal complet $D(2\theta, y)$.

$$\sum_y v_j(y)^2 = 1 \quad (2.11)$$

$$\sum_{\theta} u_j(2\theta)^2 = 1 \quad (2.12)$$

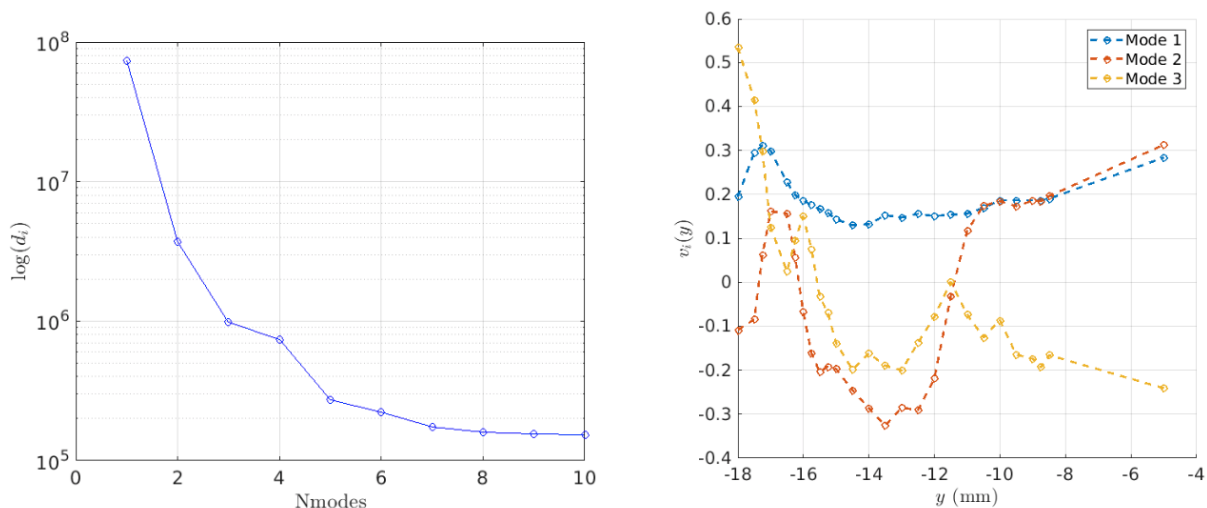


Figure 2.29 – Valeurs propres d_j des 10 premiers modes et amplitudes spatiales $v_j(y)$ des trois premiers modes [Chang, 2020]

On peut noter également à la figure 2.30 que le premier mode angulaire $u_1(2\theta)$ est très proche du spectre moyen, ce qui est cohérent avec le fait que l'amplitude spatiale $v_1(y)$ soit presque constante.

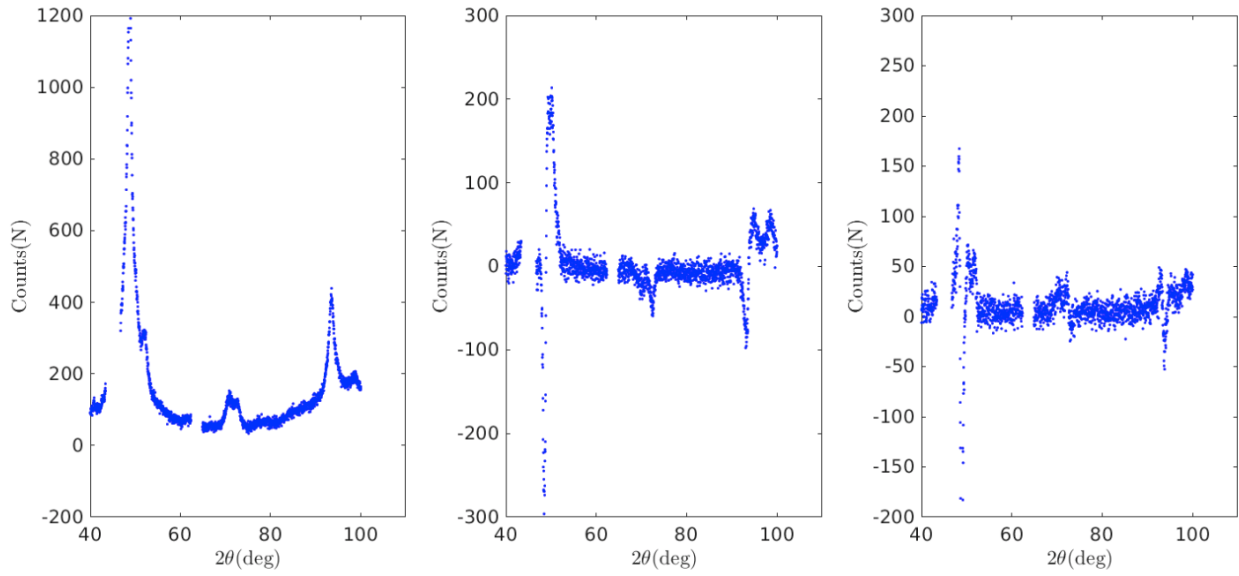


Figure 2.30 – Forme des 3 premiers modes angulaires $u_j(2\theta)$ [Chang, 2020]

Les deux modes suivants, 2 et 3 peuvent être interprétés comme des modulations liées à la présence des phases A, M et R. Les fonctions de forme spatiales $v_j(y)$ ne fournissent ainsi pas directement les trois fractions volumiques $C_i(y)$ car les spectres des phases pures ne sont pas connus.

Nous allons alors supposer que seules les trois phases A, M et R sont présentes et que les équations 2.7, 2.8 et 2.9 sont vérifiées. On peut obtenir expérimentalement les spectres $S_A(2\theta)$ et $S_M(2\theta)$ des phases A et M. Ces deux spectres peuvent être écrits en utilisant la décomposition sur les 3 premiers modes POD $u_j(2\theta)$.

$$S_A(2\theta) = \sum_{j=1}^{j=3} a_{A,j} u_j(2\theta) \quad (2.13)$$

$$S_M(2\theta) = \sum_{k=1}^{k=3} a_{M,k} u_k(2\theta) \quad (2.14)$$

Par orthogonalité, la direction (et pas l'amplitude) du spectre de phase R pure $S_R^*(2\theta)$ peut alors être déduite des données disponibles :

$$a_{R,l} = \epsilon_{jkl} a_{A,j} a_{M,k} \quad (2.15)$$

$$S_R^*(2\theta) = \sum_{l=1}^{l=3} a_{R,l} u_l(2\theta) \quad (2.16)$$

où ϵ_{jkl} est le symbole de Levi-Civita et $S_R^*(2\theta)$ est l'estimation initiale du spectre de la phase R dont on retrouve le tracé en figure 2.31 avec $S_A(2\theta)$ et $S_M(2\theta)$. Les tracés ainsi obtenus sont cohérents avec les tracés théoriques de la figure 2.20.

Pour la détermination de l'amplitude γ correspondant à un diffractogramme réel $S_R(2\theta)$, telle que $S_R(2\theta) = \gamma S_R^*(2\theta)$, il est nécessaire d'utiliser les conditions complémentaires données par les équations

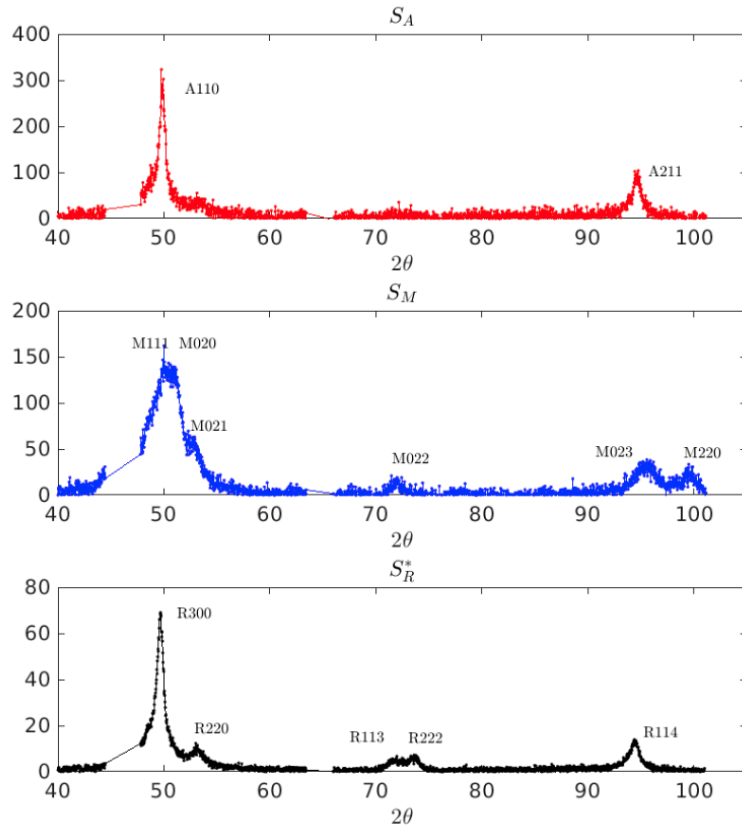


Figure 2.31 – Estimation initiale des spectres expérimentaux pour les phases A, M et R pures [Chang, 2020]

tions 2.8 et 2.9. On pourrait alors utiliser une minimisation de type moindres carrées pour trouver le vecteur $\vec{C}(y) = (C_A(y), C_M(y), C_R^*(y))$ des concentrations minimisant les écarts entre le diffractogramme expérimental $D(2\theta, y)$ et la somme $C_A(y)S_A(2\theta) + C_M(y)S_M(2\theta) + C_R^*(y)S_R^*(2\theta)$.

Néanmoins, la littérature s'accorde sur le fait que la diffraction des rayons X a souvent une incertitude Poissonienne, ce qui nous a conduit à minimiser plutôt la fonctionnelle modifiée $f(\vec{C}(y))$ suivante, qui est moins sensible au bruit :

$$f(\vec{C}(y)) = \int_{2\theta} \frac{(D(2\theta, y) - C_A(y)S_A(2\theta) - C_M(y)S_M(2\theta) - C_R^*(y)S_R^*(2\theta))^2}{D(2\theta, y)} \quad (2.17)$$

à laquelle on ajoute via des multiplicateurs de Lagrange les conditions d'admissibilité suivantes :

$$0 \leq C_A(y) \leq 1, \quad \forall y \quad (2.18)$$

$$0 \leq C_M(y) \leq 1, \quad \forall y \quad (2.19)$$

$$0 \leq C_R^*(y), \quad \forall y \quad (2.20)$$

Au final, après quelques précautions également détaillées dans [Chang, 2020], c'est la dernière condition d'admissibilité qui permet de calculer la concentration de phase R $C_R(y)$:

$$C_A(y) + C_M(y) + C_R(y) = 1, \quad \forall y \quad (2.21)$$

Le résultat, pour le premier arrêt est donné à la figure 2.32.

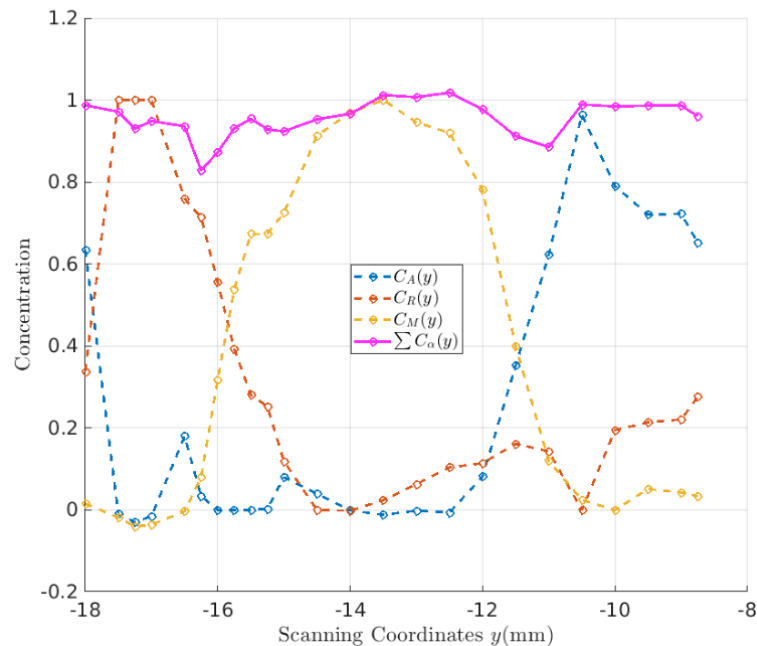


Figure 2.32 – Estimation des concentrations pour les 3 phases A, M et R après analyse POD pour le premier arrêt [Chang, 2020]

Il est intéressant à ce stade de comparer ces résultats en termes de champs de phase à ceux des champs cinématiques obtenus par CIN. Pour cela deux précautions sont à prendre :

- Les résolutions spatiales des deux techniques DRX et CIN sont très différentes. La taille du spot de diffraction est ainsi une ellipse de petit axe 0,5 mm qui correspond au rayon du faisceau incident et de grand axe d'environ 1 mm qui correspond à la projection du rayon du faisceau compte tenu de l'angle d'incidence sur l'éprouvette. Cette taille est bien plus grande que la résolution spatiale de la CIN. Il a donc été décidé d'utiliser une taille de jauge analogue à la taille du spot pour présenter déformations avec la même résolution spatiale comme illustré à la figure 2.33.
- La diffraction des rayons X est faite sur l'éprouvette dans sa configuration déformée (vision eulérienne), alors que la CIN rapporte les déformations sur la configuration initiale (vision lagrangienne). Il est donc nécessaire d'unifier les descriptions pour tracer les courbes des figures 2.34 et 2.35.

Que nous apprennent ces résultats ?

- La phase M est concentrée dans la zone de déformation intense de la bande, la phase R se retrouve à l'interface entre la bande de localisation et l'austénite qui correspond à la zone non déformée. Ce résultat montre la présence de phase R à l'interface entre les zones situées dans et hors des bandes de localisation
- Les variations aussi bien en termes de fraction volumique de phase que de déformation semblent avoir un gradient faible : cette constatation est à prendre avec précaution compte tenu du fait que les tailles de jauge utilisées, comme les tailles de faisceau sont relativement grandes. Le résultat

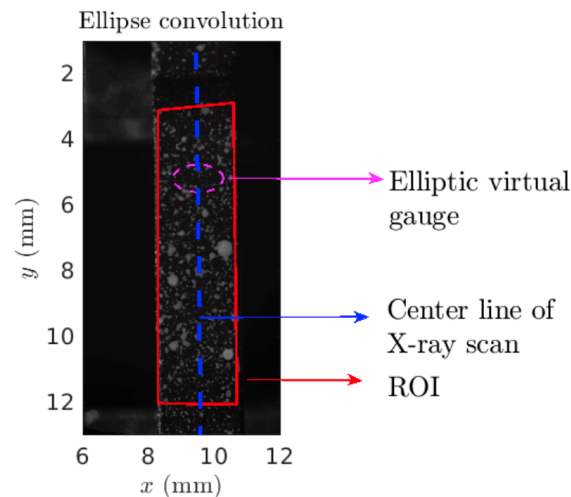


Figure 2.33 – Zone de diffraction elliptique utilisée comme jauge virtuelle pour convoluer les déformations obtenues par CIN [Chang, 2020]

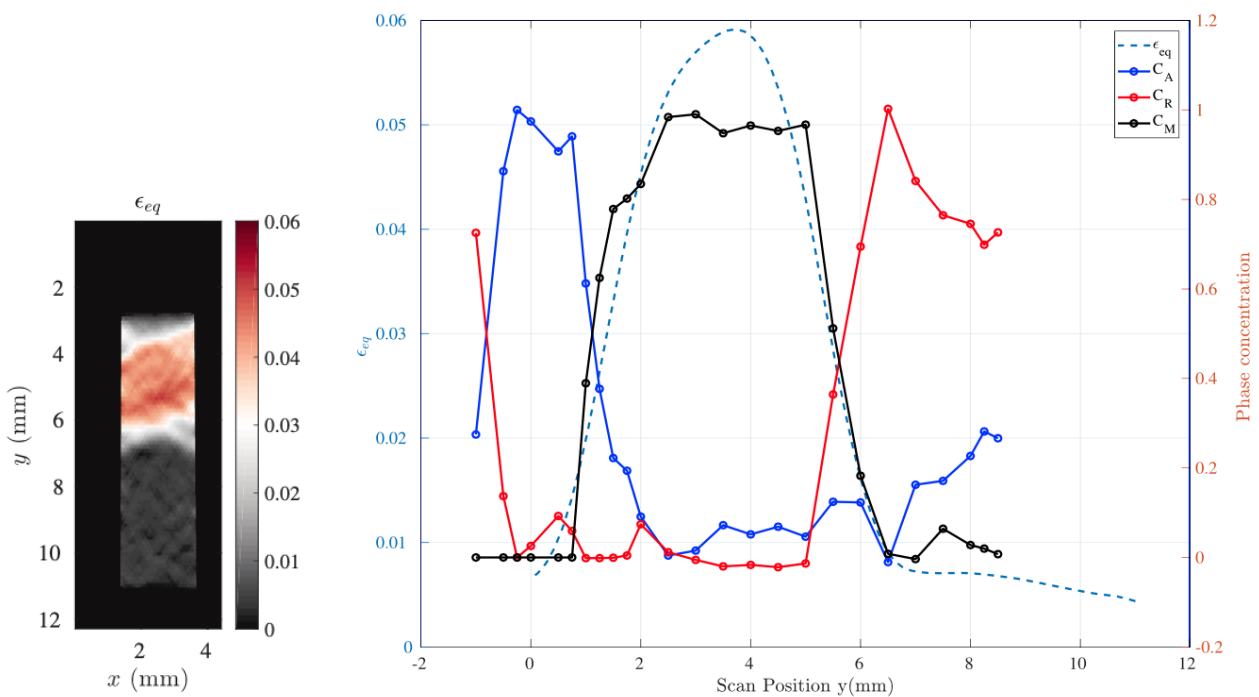


Figure 2.34 – Champ de déformation équivalente à gauche et comparaison des concentrations des 3 phases A, R, M avec la déformation équivalente à droite pour le premier scan [Chang, 2020]

tracé ici est ainsi, pour les concentrations de phase, le résultat d'une convolution entre le champ de phase réel d'une part et la taille du faisceau rayon X d'autre part et, pour la déformation équivalente, le résultat d'une convolution entre le champ de déformation réel et la taille de jauge utilisée.

Cette technique de mesure des fractions volumiques de champs "locaux" (en dépit d'une résolution spatiale qui reste faible) est une information complémentaire très intéressante à coupler avec les mesures cinématiques. La méthode d'analyse type POD a ici permis de doser les 3 phases en présence

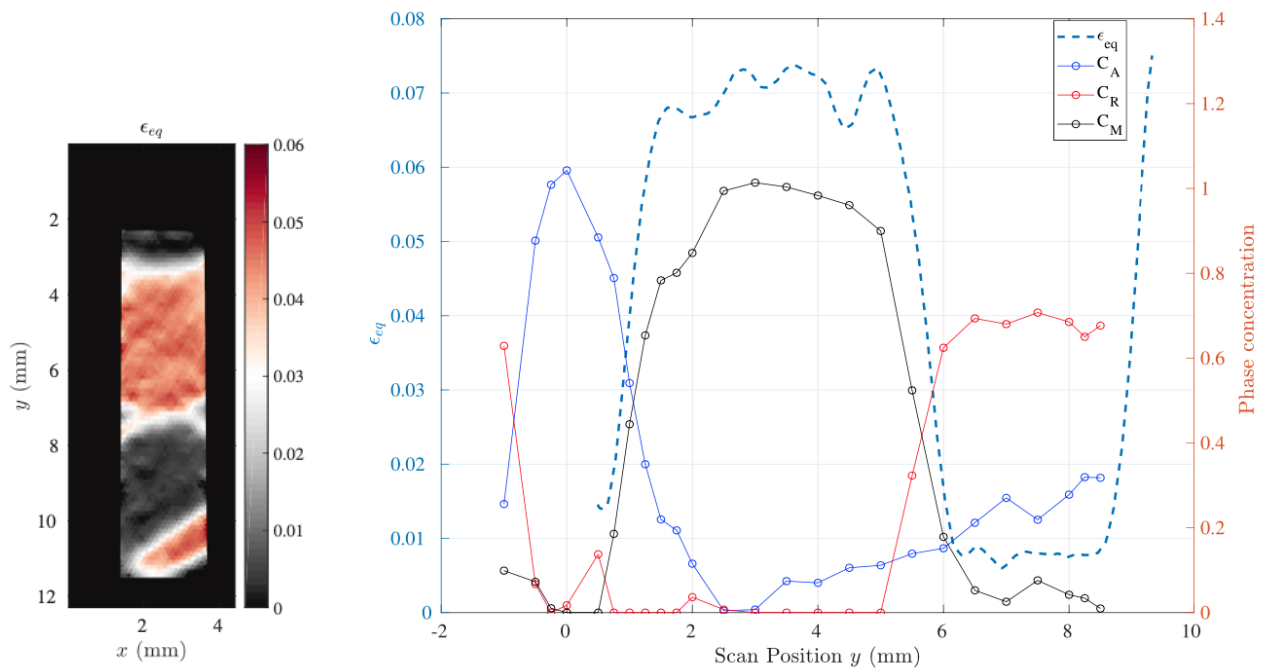


Figure 2.35 – Champ de déformation équivalente à gauche et comparaison des concentrations des 3 phases A, R, M avec la déformation équivalente à droite pour le deuxième scan [Chang, 2020]

malgré des diffractogrammes de phases assez proches. Il est même possible de distinguer des familles de variantes de phase M ou R en enrichissant la base modale si nécessaire (voir les précisions dans [Chang, 2020]). On peut noter également que ces mesures sont faites avec une source de laboratoire (courant $I = 40$ mA et tension $U = 30$ kV) ce qui exige du temps pour réaliser le balayage spatial axial à chaque arrêt et que l'on n'a qu'une mesure des fractions de phase en surface. Ces trois derniers points pourraient être considérablement améliorés avec une mesure de rayon X en transmission sur grands instruments permettant à la fois une pénétration des X en volume, une meilleure résolution spatiale et un temps de balayage plus réduit.

Enfin, avec l'essai présenté ici, il nous manque toujours une information sur la température au niveau de l'éprouvette. Nous allons en parler au paragraphe suivant.

2.4 Infra Red Image Correlation (IRIC)

Cette technique a été développée lors de la thèse d'Anne Maynadier [Maynadier, 2012], tous les détails et résultats peuvent également être retrouvés dans l'article [Maynadier et al., 2012b].

L'objectif de la technique développée ici est de mesurer au cours d'un même essai mécanique (ici de la traction) à la fois les champs cinématiques (déplacement et déformation) et le champ de température. Ce type de mesure est évidemment important dans le cas des AMF, à cause des couplages thermomécaniques forts qu'on y rencontre dont nous avons déjà parlé, mais également pour beaucoup d'autres phénomènes [Chrysochoos and Louche, 2000]. Classiquement, ces mesures sont faites en combinant deux systèmes de mesure :

- Une caméra visible qui filme une face mouchetée de l'éprouvette avec un traitement des images par un algorithme de corrélation (CIN) qui permet de déterminer les champs de déplacement.
- Une caméra infrarouge (IR) qui filme une face recouverte d'un revêtement à haute émissivité (pour éviter la réflexion à la surface de l'éprouvette des contributions de l'environnement) de façon à obtenir le champ de température, avec une étape de calibration préalable pour relier les niveaux de gris de l'image IR à la température.

Il est tout à fait possible de réaliser ce genre de mesures mais elles posent un certain nombre de problèmes, d'autant plus si a posteriori on souhaite pouvoir les analyser conjointement pour accéder par exemple aux sources de chaleur :

- Il est nécessaire de supposer que les observations sur les deux faces de l'éprouvette soient identiques en termes de déplacement et de température. Et si l'on veut faire les deux mesures sur la même face de l'éprouvette, les préconisations des deux techniques sont assez contradictoires. Il faudrait ainsi un mouchetis pour la CIN et un revêtement homogène pour la mesure IR. Il est également d'usage d'éclairer l'éprouvette en CIN de façon à augmenter le contraste, de réduire les temps de pose et de garder des niveaux de gris constants, alors qu'au contraire en imagerie IR on essaie plutôt d'isoler l'éprouvette des émissions et réflexions de l'environnement ambiant.
- Pour l'analyse, il est nécessaire d'apparier précisément les images visibles et IR temporellement (par synchronisation ou recalage) et spatialement. Sur ce dernier point, il est d'ailleurs généralement naturel de mesurer le champ de température sur l'éprouvette déformée (vision eulérienne) alors que les déplacements sont le plus souvent rapportés à l'éprouvette dans sa configuration initiale avant déformation (vision lagrangienne). Par ailleurs, les résolutions spatiales des caméras optiques et donc de la CIN et des caméras infrarouges ne sont pas du tout comparables.
- Enfin, d'un point de vue pratique il n'est pas toujours très simple de faire cohabiter l'ensemble de ces dispositifs (caméras, éclairage, ordinateurs et câbles) autour de la machine d'essais mécaniques et de l'éprouvette.

D'autres méthodes que celle que nous allons présenter ont été également développées dans la littérature, citons notamment : [Bodelot et al., 2009; Chrysochoos et al., 2008; Favier et al., 2007; Louche et al., 2012; Orteu et al., 2008; Pieczyska et al., 2006; Pottier et al., 2009].

Afin d'éviter le double problème de l'appariement des deux systèmes d'imagerie et les exigences contradictoires en termes de revêtement d'éprouvettes, nous avons choisi de développer une approche

expérimentale nouvelle permettant de mesurer à la fois les champs de déplacement et le champ de température, sur la même surface et avec la même discrétisation temporelle et spatiale puisque l'analyse est conduite à partir d'une seule et même caméra infrarouge. Puisque les différences d'émissivités dues au mouchetis sont inévitables, plutôt que de les réduire, nous avons choisi ici de les exploiter. Le revêtement de l'éprouvette a été ainsi choisi pour présenter un large spectre d'émissivité. Par conséquent, les images IR sont assez contrastées pour réaliser une analyse type CIN et mesurer les déplacements, tandis que la mesure infrarouge en elle-même portera à la fois l'information de la température de l'éprouvette mais aussi celle de son environnement (qui devra par conséquent être maîtrisée) qui se réfléchit sur l'éprouvette.

2.4.1 Dispositif expérimental et étalonnage

Le dispositif expérimental est décrit à la figure 2.36. L'éprouvette de Ni-Ti qui est polie électrolytiquement est mouchetée avec une peinture noire à haute émissivité. La caméra infrarouge est légèrement inclinée par rapport à la surface de l'éprouvette. L'image observée par la caméra est par conséquent une image de la température de l'éprouvette dans les zones peintes en noir et une image de la température de la surface froide (autour de 5°C) qui se réfléchit dans l'éprouvette dans les zones métalliques non peintes. Cela permet d'obtenir un contraste suffisant pour la CIN sur les images IR brutes, comme on peut le voir à la figure 2.37.

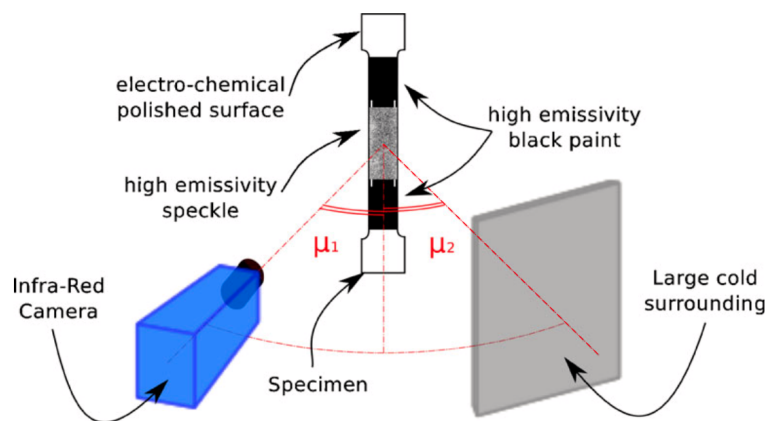


Figure 2.36 – Dispositif expérimental pour la mesure IRIC [Maynadier et al., 2012b]

A ce stade, si l'on imagine bien que toute l'information peut-être contenue dans les images IR obtenues, un étalonnage de la technique, pour l'obtention de la température est nécessaire. Un film de refroidissement naturel de l'éprouvette, en l'absence de chargement mécanique est réalisé.

Le niveau de gris $f(\mathbf{x}, t)$ lié à chaque point matériel \mathbf{x} exprimé en DL évolue lorsque la température varie. Sur une petite surface d'éprouvette (10×10 pixels ou encore $2,1 \times 2,1 \text{ mm}^2$), on pourra considérer que la température est homogène. Sur cette surface Ω on définit une température apparente $\Theta_{\Omega}(t)$:

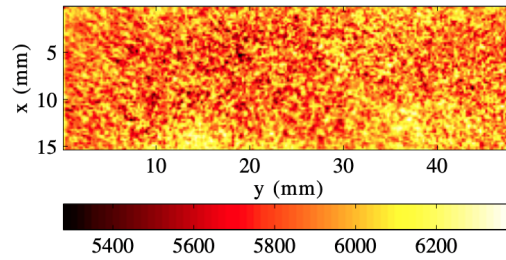


Figure 2.37 – Surface mouchetée de l'éprouvette vue par la caméra IR (niveau de gris en "digital level" ou DL) à température ambiante [Maynadier et al., 2012b]

$$\Theta_{\Omega}(t) = \langle f(\mathbf{x}, t) \rangle_{\mathbf{x} \in \Omega} \quad (2.22)$$

On peut remarquer sur la figure 2.38 la décroissance typique exponentielle de la température apparente $\Theta_{\Omega}(t)$ au cours du temps lors du refroidissement à l'air libre. On peut également tracer l'évolution du niveau de gris $f(\mathbf{x}, t)$ des pixels qui composent Ω en fonction de la température apparente $\Theta_{\Omega}(t)$ (toujours en figure 2.38); il apparaît nettement sur cette courbe que l'évolution est affine, même si la pente et l'ordonnée à l'origine des courbes dépendent de chacun des pixels. On peut alors écrire la relation suivante :

$$f(\mathbf{x}, t) = a(\mathbf{x})\Theta_{\Omega}(t) + b(\mathbf{x}) \quad (2.23)$$

où $a(\mathbf{x})$ et $b(\mathbf{x})$ sont respectivement les pentes et ordonnées à l'origine qui caractérisent chaque pixel de coordonnées \mathbf{x} .

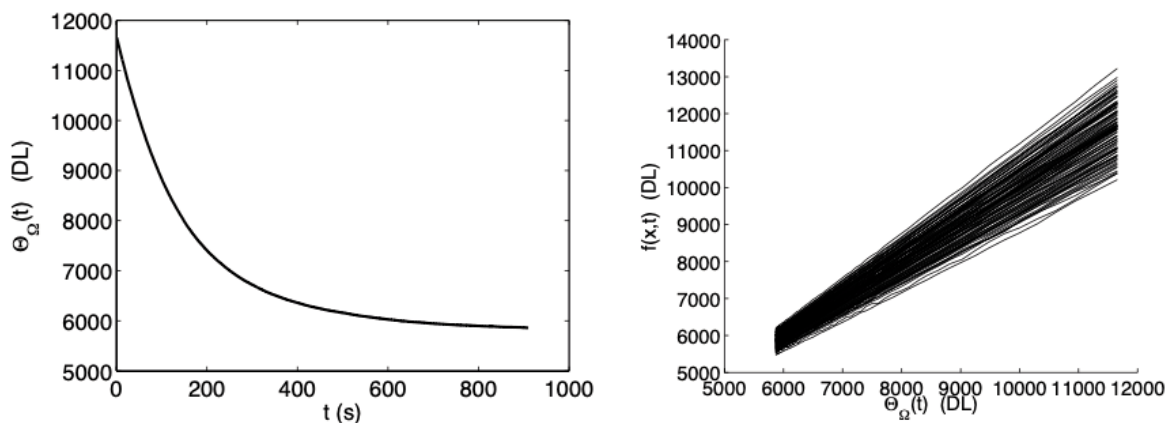


Figure 2.38 – Évolution de la température apparente $\Theta_{\Omega}(t)$ de la surface Ω en fonction du temps à gauche et évolution du niveau de gris $f(\mathbf{x}, t)$ des pixels qui composent Ω en fonction de la température apparente Θ_{Ω} à droite [Maynadier et al., 2012b]

On peut aussi raisonnablement penser que l'émissivité locale du pixel a une influence sur cette relation. Si l'on prend comme image de référence la dernière image du refroidissement, celle-ci correspond à la température de référence T_0 qui est estimée à travers la température apparente de référence $\Theta_0 = \langle f(\mathbf{x}, T_0) \rangle_{\mathbf{x} \in \Omega}$. Sur cette image de référence, chaque pixel est caractérisé par son niveau de gris

de référence $f_0(\mathbf{x}) = f(\mathbf{x}, T_0)$. Si l'on trace $a(\mathbf{x})$ et $b(\mathbf{x})$ en fonction du niveau de gris de référence $f_0(\mathbf{x})$ comme à la figure 2.39, on se rend compte que l'on a encore une évolution affine. Cela permet d'écrire finalement la relation suivante :

$$f(\mathbf{x}, t) = (\alpha_1 f_0(\mathbf{x}) + \alpha_2) \Theta_\Omega(t) + (\beta_1 f_0(\mathbf{x}) + \beta_2) \quad (2.24)$$

où α_1 , α_2 , β_1 et β_2 sont 4 paramètres à déterminer.

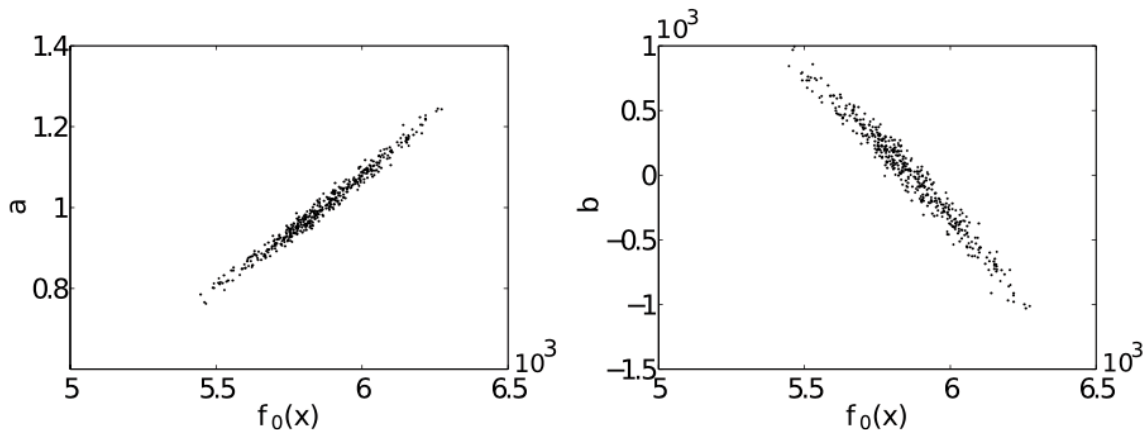


Figure 2.39 – Pentes $a(\mathbf{x})$ (à gauche) et ordonnées à l'origine $b(\mathbf{x})$ (à droite) en fonction du niveau de gris de référence $f_0(\mathbf{x})$ [Maynadier et al., 2012b]

Ces derniers paramètres se calculent en utilisant les conditions suivantes :

- Quand la température apparente atteint la température de référence $\Theta_\Omega(t) = \Theta_0$ on a alors $f(\mathbf{x}, t) = f_0(\mathbf{x})$ d'où :

$$\alpha_1 \Theta_0 + \beta_1 = 1 \quad (2.25)$$

$$\alpha_2 \Theta_0 + \beta_2 = 0 \quad (2.26)$$

- Avec la définition de la température apparente $\Theta_\Omega(t) = \langle f(\mathbf{x}, t) \rangle_{\mathbf{x} \in \Omega}$ on obtient :

$$\Theta_\Omega(t) = \Theta_0 + (\alpha_1 \Theta_0 + \alpha_2) (\Theta_\Omega(t) - \Theta_0) \quad (2.27)$$

et donc $\alpha_2 = 1 - \alpha_1 \Theta_0$.

- Enfin, il existe une température apparente Θ_X particulière (dite température d'uniformité) correspondant à la température réelle T_X pour laquelle le contraste de l'image disparaît (voir figure 2.40). Cette température correspond au cas où l'éprouvette et l'environnement sont à la même température, et dans ce cas l'image obtenue par la caméra infrarouge est uniforme :

$$f(\mathbf{x}, T_X) = \langle f(\mathbf{x}, T_X) \rangle_{\mathbf{x} \in \Omega} = \Theta_X \quad (2.28)$$

On a alors :

$$\Theta_X = \Theta_0 - \frac{1}{\alpha_1} \quad (2.29)$$

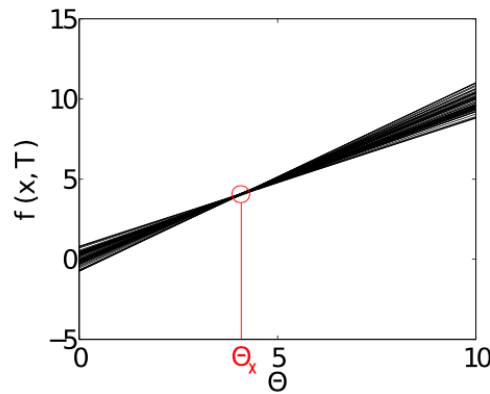


Figure 2.40 – Température d'uniformité Θ_X [Maynadier et al., 2012b]

Au final, le niveau de gris $f(\mathbf{x}, t)$ de l'image infrarouge à une température quelconque se met sous la forme :

$$f(\mathbf{x}, t) = f_0(\mathbf{x}) + \frac{(\Theta_\Omega(t) - \Theta_0(\mathbf{x}))}{(\Theta_X - \Theta_0(\mathbf{x}))} (\Theta_X - f_0(\mathbf{x})) \quad (2.30)$$

ce qui conduit à n'avoir qu'un seul paramètre scalaire Θ_X à identifier qui va dépendre du mouchetis et du dispositif expérimental.

La calibration complète du dispositif comporte alors les étapes suivantes (voir figure 2.41) :

- Identification de Θ_X sur la totalité de la surface d'intérêt en supposant que pendant le refroidissement le gradient spatial de la température est assez faible et peut être décrit par un polynôme d'ordre 3 des coordonnées de l'éprouvette.
- Correction de l'émissivité qui n'est pas maximale dans la zone d'intérêt : pour cela on utilise les frontières de la zone d'intérêt qui sont recouvertes de peinture noire à haute émissivité. Par continuité de la température aux frontières, on peut estimer le facteur correctif à appliquer à l'émissivité.
- Conversion des digital level (DL) en $^{\circ}\text{C}$: ici une procédure classique d'étalonnage de la caméra IR est effectuée en filmant les images d'un corps noir à température homogène pour différentes températures de la gamme d'utilisation.

2.4.2 Stratégie de corrélation d'images

Suite à la calibration que nous venons de présenter, il a été choisi de modifier un code de CIN existant (à l'époque Correli Q4, ancêtre de Correli 3.0 utilisé dans le paragraphe 2.2.2). Nous avons ainsi imputé les écarts entre l'image de référence $f(\mathbf{x}, \Theta_0) = f_0(\mathbf{x})$ à la température de référence Θ_0 et l'image courante $g(\mathbf{x} + \mathbf{u}(\mathbf{x}), \Theta(\mathbf{x}))$ à un champ de déplacements $\mathbf{u}(\mathbf{x})$ et à un champ de température $\Theta(\mathbf{x})$. On peut alors écrire :

$$g(\mathbf{x} + \mathbf{u}(\mathbf{x}), \Theta(\mathbf{x})) = f_0(\mathbf{x}) + \frac{(\Theta(\mathbf{x}) - \Theta_0)}{(\Theta_X - \Theta_0)} (\Theta_X - f_0(\mathbf{x})) \quad (2.31)$$

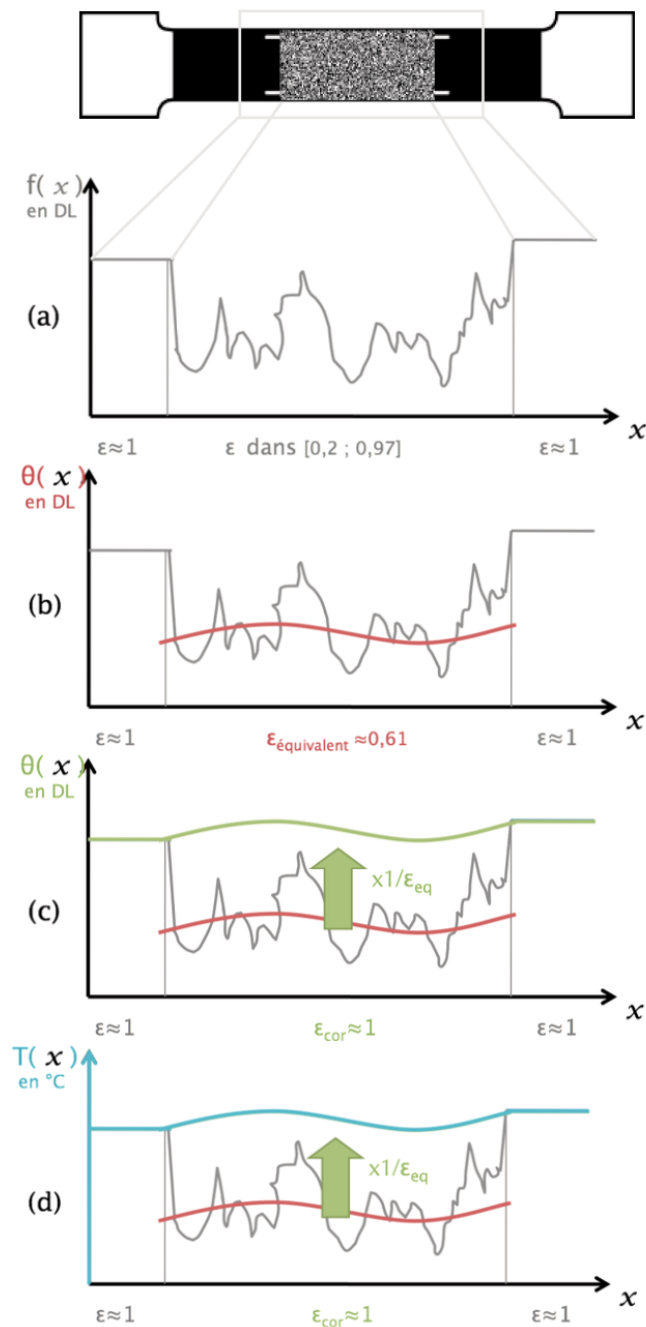


Figure 2.41 – (a) Niveau de gris $f(x)$ initial le long de l'éprouvette. (b) Identification de Θ_X pour la correction de non uniformité du niveau de gris. (c) Compensation de l'émissivité équivalente. (d) Conversion des DL en °C. [Maynadier et al., 2012b]

L'objectif est de déterminer conjointement le champ de déplacements $\mathbf{u}(\mathbf{x})$ et le champ de température $\Theta(\mathbf{x})$ en minimisant sur la zone d'intérêt \mathcal{D} la fonctionnelle suivante :

$$\mathcal{R}[\mathbf{u}(\mathbf{x}), \Theta(\mathbf{x})] = \int_{\mathcal{D}} \left(g(\mathbf{x} + \mathbf{u}(\mathbf{x}), \Theta(\mathbf{x})) - f_0(\mathbf{x}) - \frac{(\Theta(\mathbf{x}) - \Theta_0)}{(\Theta_X - \Theta_0)} (\Theta_X - f_0(\mathbf{x})) \right)^2 d\mathbf{x} \quad (2.32)$$

Comme dans Correli Q4 [Besnard et al., 2006], on décompose les champs cinématiques et ther-

mique sur une unique base de fonctions de forme éléments finis de type Q4 :

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}) = \alpha_{ij} \Phi_i(\mathbf{x}) \mathbf{e}_j \quad (2.33)$$

$$\Theta(\mathbf{x}) = \Theta_X + \alpha_{i3} \Phi_i(\mathbf{x}) \quad (2.34)$$

où i est le numéro du nœud, $j = 1$ ou $j = 2$ pour les deux déplacements du plan et $j = 3$ pour la température.

L'algorithme de corrélation procède ensuite comme en CIN classique par linéarisations successives de la fonctionnelle de l'équation 2.32 ce qui revient à résoudre un système linéaire à chaque itération. La solution à convergence est la matrice α qui contient la température Θ et les composantes du vecteur déplacement \mathbf{u} en chacun des nœuds du maillage.

Une estimation des erreurs systématiques (écart moyen à la valeur imposée) et des incertitudes (écart type) de mesure aussi bien pour la mesure des déplacements que de la température avec cette technique a été réalisée en détail dans [Maynadier et al., 2012b] et n'est pas reprise ici. On peut retenir que pour le déplacement, les incertitudes de mesures sont seulement 2,5 fois plus élevées que celles obtenues par le code Correli Q4 dont l'IRIC est inspirée alors même qu'une grandeur supplémentaire, la température, est mesurée. Pour des éléments de taille 12×12 pixels elle est inférieure à 0,05 pixels. L'erreur systématique sur le déplacement est en moyenne de l'ordre de 0,05 pixels également. En ce qui concerne la température, pour des éléments de taille 12×12 pixels, l'erreur systématique est inférieure à 0,02 °C et l'incertitude est comprise entre 10^{-4} et 10^{-3} °C.

2.4.3 Résultats et commentaires

Les essais sont conduits sur des éprouvettes plates dont les dimensions et la taille de la zone d'intérêt sont données sur la figure 2.42. Le dispositif correspond à celui représenté à la figure 2.36. Les détails complets sont donnés dans [Maynadier, 2012].

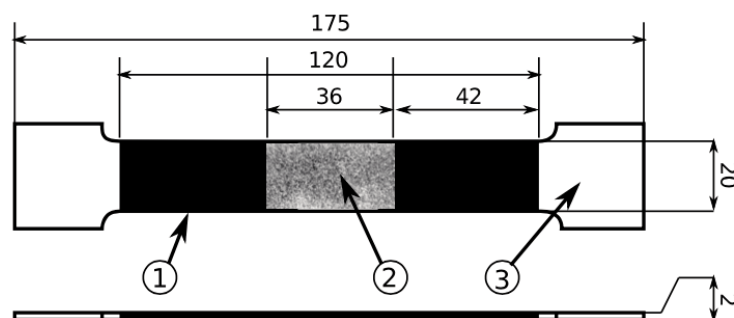


Figure 2.42 – Dimensions de l'éprouvette utilisée et de la zone d'intérêt [Maynadier et al., 2012b]

Un exemple d'évolution des champs pour un essai de traction à $0,05 \text{ mm.s}^{-1}$ (courbe rouge de la figure 2.43) est présenté en figures 2.44 et 2.45 : on peut y voir l'évolution des champs de

déformation axiale et de température T au cours du temps. On y retrouve la simultanéité des élévations de déformation et de température, qui sont homogènes au départ puis hétérogènes. La déformation comme la température s'intensifie localement dans une bande (à l'endroit où la température est la plus faible) jusqu'à saturation de la déformation dans la bande autour de 6 %. La température s'élève aussi à cet endroit de plusieurs degrés. La chaleur produite est défavorable à la transformation et comme la diffusion ou la convection ne sont pas suffisantes pour évacuer la chaleur compte tenu de la vitesse de déformation, la transformation de cette bande s'arrête et une autre bande apparaît dans un endroit thermiquement plus favorable. S'il n'existe pas de lieu plus favorable, les bandes s'élargissent. Hors des bandes la transformation s'est arrêtée et la déformation reste constante. Nous reviendrons sur cette compétition entre création et élargissement de bandes de localisation, liée à la vitesse de sollicitation et aux échanges de chaleur de l'éprouvette avec l'environnement dans le chapitre 4.

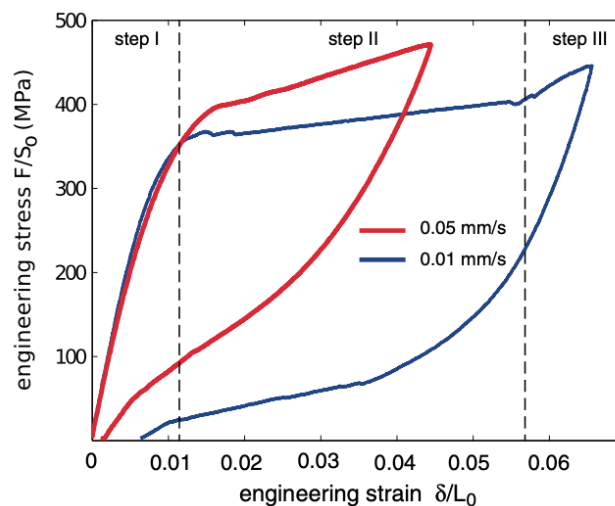


Figure 2.43 – Essais de traction à $0,01 \text{ mm.s}^{-1}$ et à $0,05 \text{ mm.s}^{-1}$ [Depriester et al., 2014]

Cette technique de mesure couplée des champs cinématique et thermique se révèle très intéressante puisque au delà d'une simplification du montage expérimental, les résultats en termes de déplacement, déformations et température utilisent le même type de description de type éléments finis. Le post-traitement des champs ne nécessite donc pas d'appariement complexe spatial ou temporel et l'interfaçage pour la comparaison ou l'identification avec des simulations numériques de type éléments finis est également facilité.

En termes d'améliorations potentielles, on peut noter les points suivants :

- Les caméras infrarouges délivrent des images de faible résolution comparées aux caméras optiques. Ainsi avec la caméra utilisée ici (CEDIP Jade III) on dispose d'une matrice de 320×240 pixels ce qui est bien inférieur aux résolutions classiques dans le visible. Bien que les performances des caméras infrarouges aient un peu augmenté ces dernières années (typiquement 640×512 pixels chez FLIR actuellement), il reste difficile d'utiliser cette technique sur de très petites éprouvettes comme celles du paragraphe 2.3.1.
- La description éléments finis utilisée ici, de type Q4, qui sont des éléments linéaires à 4 nœuds n'est pas adaptée à la résolution des problèmes de thermique (qui nécessitent de calculer un

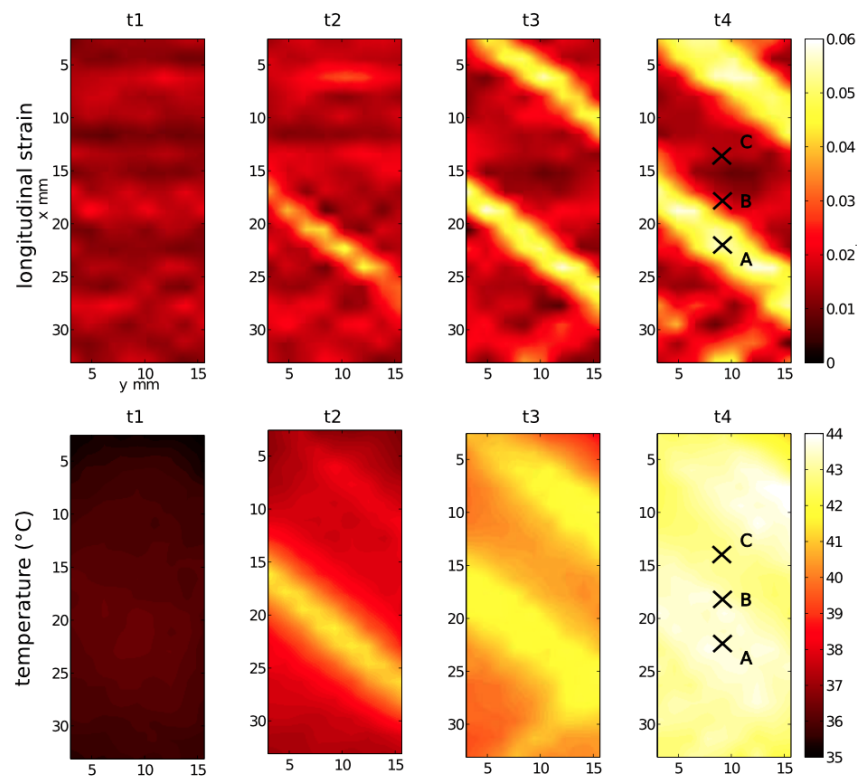


Figure 2.44 – Champs de déformation longitudinale et de température T obtenus par IRIC à quatre instants d'un essai de traction [Depriester et al., 2014]

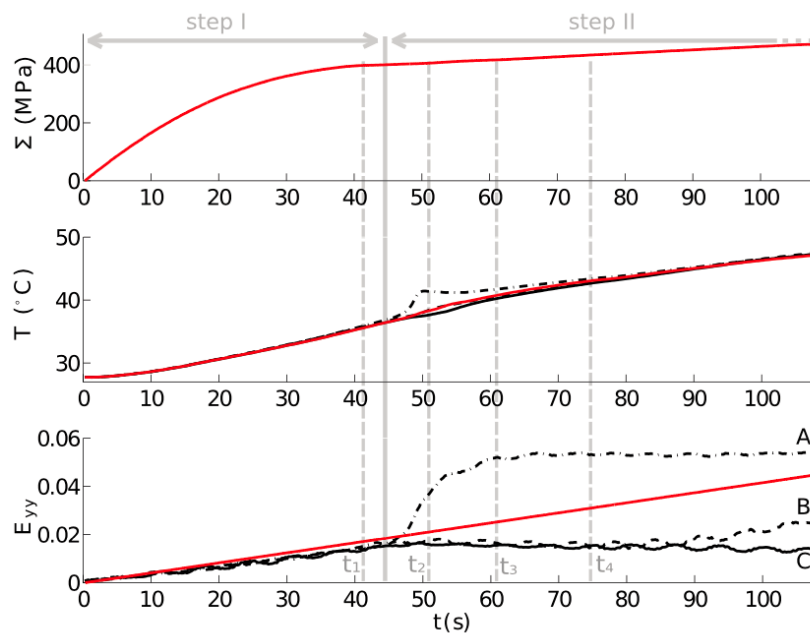


Figure 2.45 – Évolution de la contrainte Σ (en MPa) de la température T (en $^{\circ}\text{C}$) et de la déformation longitudinale E_{yy} lors d'un essai de traction à $0,05 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$: en rouge les grandeurs macroscopiques, les points A , B , C et les instants t_1 , t_2 , t_3 et t_4 correspondent à ceux de la figure 2.44 [Depriester et al., 2014]

laplacien donc de dériver deux fois le champs de température par rapport aux variables d'espace). Une description basée sur d'autres types d'éléments (comme les T3 avec interpolation cubique du Correli 3.0 actuel) permettrait d'accéder plus facilement aux sources de chaleur notamment.

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons mis en place et validé un certain nombre de techniques permettant d'instrumenter des essais uniaxiaux et multiaxiaux sur Ni-Ti via des mesures de champs : thermique, cinématiques et dosage des phases locales. Ceci permettant d'accéder aux informations sur la localisation, à l'information de la présence de phase R et aux couplages thermomécaniques qui sont des points clés pour la modélisation des AMF de type Ni-Ti.

Chapitre 3

Modèle multi-échelles

Sommaire

3.1	Différentes approches de modélisation	72
3.1.1	Revue partielle des modèles phénoménologiques	72
3.1.2	Revue de quelques modèles multi-échelles	74
3.2	Modèle multiéchelle : version réversible ou à l'équilibre	76
3.2.1	Origine et principes du modèle	76
3.2.2	Approche statistique de Boltzmann	79
3.2.3	À propos des paramètres	81
3.2.4	Quelques exemples de résultats	82
3.2.5	Discussion	85
3.3	Modèle multiéchelle : version stochastique hors équilibre	87
3.3.1	Principe - Équation maîtresse	87
3.3.2	Approche probabiliste par des tirages de Monte-Carlo	91
3.3.3	Identification des paramètres	91
3.3.4	Quelques résultats	95

3.1 Différentes approches de modélisation

La modélisation du comportement thermo-mécanique des structures en AMF de type Ni-Ti est complexe. Leur comportement est en effet dû aux transformations de phases (A, R et M) source de couplages thermo-mécaniques très forts et de phénomènes d'hystérésis. Par ailleurs, ce sont les mécanismes microstructuraux, à l'échelle du grain ou même de la variante qui expliquent les dissymétries observées (ou les formes spécifiques de surfaces seuil) et les particularités liées aux réorientations de phase pour les trajets non-proportionnels ou à basse température. À ces comportements déjà très particuliers, s'ajoutent en outre les phénomènes d'instabilité structurelle que sont les localisations qui représentent encore une difficulté supplémentaire.

Une revue très complète des différentes approches de modélisation du comportement des AMF a été faite dans [Cisse et al., 2016a] pour les phénomènes les plus classiques et dans [Cisse et al., 2016b] pour la modélisation des phénomènes qualifiés de plus secondaires tels que la réorientation sous chargement multiaxial, les dissymétries, les couplages thermomécaniques forts, la rupture ou la fatigue.

Parmi toutes les approches possibles, on rencontre dans la littérature deux types d'approches de modélisation particulières, qui sont complémentaires [Lexcellent, 2013] : les approches phénoménologiques (une revue plus ancienne est faite dans [Lagoudas et al., 2006]) et les approches de type micro-macro avec changement d'échelles (dont une revue est faite dans [Patoor et al., 2006] également). Je présenterai au paragraphe 3.1.1 quelques-unes de ces approches phénoménologiques. Je reviendrai ensuite au paragraphe 3.1.2 sur les approches micro-macro existantes, avant d'expliquer en 3.2 et 3.3 l'approche micro-macro que nous avons choisie de développer au LMT.

3.1.1 Revue partielle des modèles phénoménologiques

Les modèles phénoménologiques choisissent de ne considérer que l'échelle de comportement du Volume Élémentaire Représentatif (VER) avec des approches généralement inspirées de la modélisation de la plasticité (voir figure 3.1) : on y retrouve ainsi des formulations thermodynamiques avec des lois d'état qui dérivent d'un potentiel, des surfaces seuils convexes, et des lois d'écoulement associées ou non associées à ces surfaces seuil.

Pour tenir compte de l'état interne de l'AMF, la plupart des modèles utilisent des variables d'état décrivant la microstructure : la fraction volumique de martensite, le tenseur de déformation de transformation ou parfois encore distinguent entre la déformation de transformation due à la création ou disparition de nouvelle martensite ou le changement de direction du tenseur de déformation de transformation dû à la réorientation de la martensite. À ceci s'ajoute parfois, notamment dans le cas du traitement de la fatigue ou des chargements haute température, un tenseur de déformation plastique ou visco-plastique.

On peut revenir par exemple sur les modèles qui utilisent une fraction volumique de martensite z comme variable interne : ils concernent plus spécifiquement la superélasticité sous chargement proportionnel [C. Bouvet et al., 2004; Calloch et al., 2006; Lexcellent and Schlömerkemper, 2007; Lexcellent et al., 2006]. Le postulat général est qu'il existe une déformation de transformation équi-

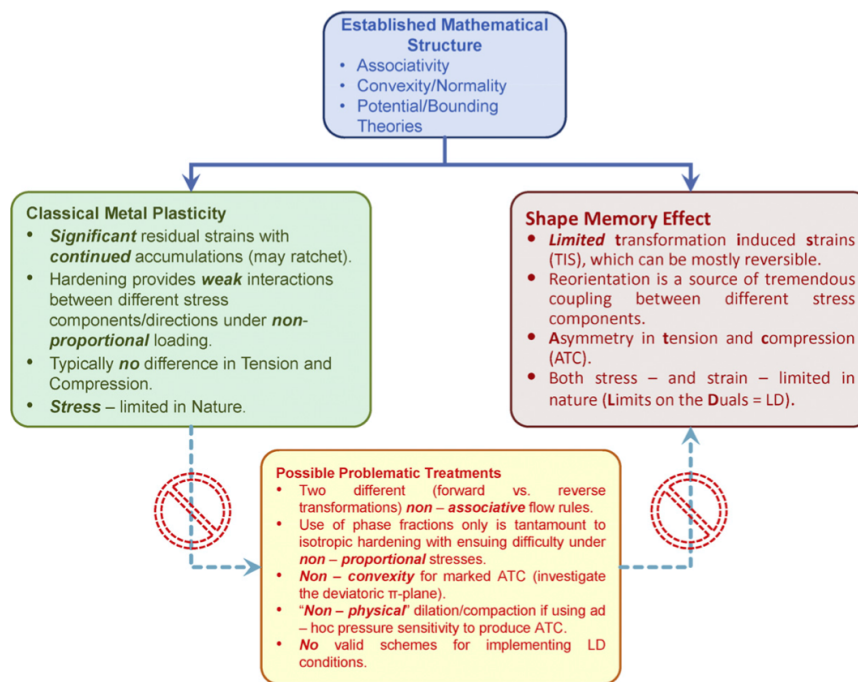


Figure 3.1 – Modélisation de la plasticité et des AMF : similitudes et différences [Saleeb et al., 2011]

valente ε_{eq}^{tr} (i.e. norme du tenseur de déformation de transformation ε^{tr}) qui est proportionnelle à la fraction volumique de martensite [Taillard et al., 2008].

Pour prendre en compte la réorientation de la martensite que l'on peut observer sous chargement non-proportionnel, il faut tenir compte non seulement de la fraction volumique de martensite z mais également de la direction du tenseur de déformation de transformation ε^{tr} [Bekker and Brinson, 1998; Brinson, 1993]. Cela permet de distinguer la martensite accommodée (créée par un abaissement de la température) qui n'induit pas de déformation macroscopique, de la martensite orientée (créée par un chargement mécanique) [Lagoudas et al., 2012; Moumni et al., 2008; Peultier et al., 2006, 2008; Thiebaud et al., 2007; Zaki, 2012; Zaki and Moumni, 2007a]. Certains modèles distinguent même la réorientation de la martensite dans le cas où l'on part de martensite autoaccommodée que l'on charge mécaniquement (typiquement pour l'effet mémoire simple sens) de celle obtenue après une première charge dans une direction, suivie d'un chargement dans une autre direction, phénomène qui se produit en superélasticité non proportionnelle [Chatziathanasiou et al., 2016; Chemisky et al., 2011]. Des approches un peu différentes de la description de la transformation martensitique sont également proposées par [Saleeb et al., 2011].

D'autres modèles dépendent aussi de la déformation plastique ε^p pour tenir compte de la plasticité associée à la transformation (effet TRIP) [Chemisky et al., 2014] ou encore de la déformation viscoplastique ε^{vp} pour des applications AMF à haute température [Hartl et al., 2009, 2010].

Enfin des approches avec des déformations de transformation restant "bloquées" ont été écrites pour prendre en compte les phénomènes se produisant sous chargement cyclique dans le cas de la fatigue notamment [Morin et al., 2011a,b; Saint-Sulpice et al., 2009; Wang et al., 2017a,b; Zaki and Moumni, 2007b; Zhang et al., 2019].

Toutes ces modélisations présentent l'avantage de pouvoir être implémentées dans des codes

de calcul par éléments finis qui permettent de réaliser des simulations complètes sur des structures complexes (voir l'exemple de la figure 3.2). L'implémentation des modèles de comportement est néanmoins complexe et requiert l'identification de nombreux paramètres pas toujours très faciles à déterminer. Ainsi il est nécessaire d'identifier 26 paramètres dans la version unidimensionnelle de [Wang et al., 2017a]; parmi eux, 10 servent pour décrire la transformation de phase et 5 pour le comportement cyclique.

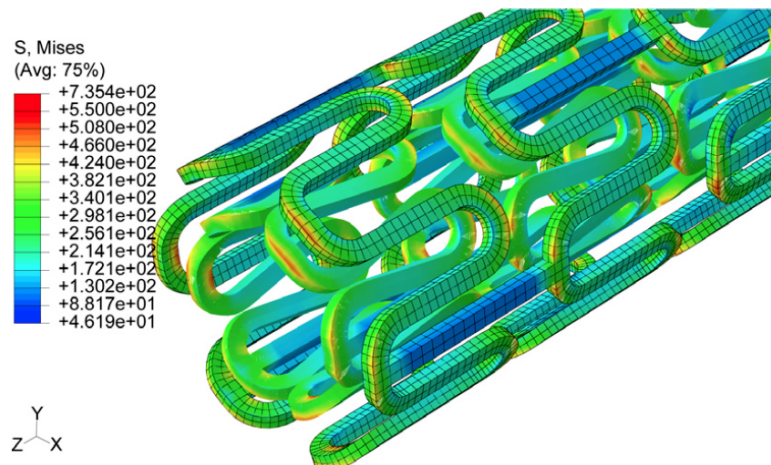


Figure 3.2 – Calcul par éléments finis d'un stent : configurations avant et après déformation et contraintes de von Mises [Zaki, 2012]

3.1.2 Revue de quelques modèles multi-échelles

Beaucoup de modèles multiéchelles pour les AMF sont également inspirés des modèles de plasticité cristalline pour les alliages métalliques. Une loi assez similaire à la loi de Schmid est utilisée pour la cinématique de la déformation de transformation [Ball and James, 1987; Bhattacharya, 1993; Wechsler et al., 1953] et les évolutions de variables internes (*i.e.* fractions volumiques de martensite) sont définies par une condition de cohérence. Comme pour les modèles phénoménologiques, certains modèles considèrent qu'une seule variante de martensite est susceptible d'apparaître dans un grain sous chargement uniaxial [Lu and Weng, 1997; Vivet, A. and LExcellent, C., 1998]. D'autres au contraire considèrent que plusieurs domaines de plusieurs variantes peuvent se développer dans un même grain. Suivant le cas, les approches diffèrent dans la façon d'exprimer les autocontraintes aux interfaces à l'intérieur du grain : elles peuvent être modélisées par une constante, une matrice d'interaction complète [Huang and Brinson, 1998; Niclaeys et al., 2002; Patoor, E. et al., 1996; Siredey et al., 1999] ou une matrice d'interaction simplifiée [Gao and Brinson, 2002]. Cela permet, dans certains cas, de prendre en compte un maximum de mécanismes : la transformation austénite martensite, la réorientation de martensite, la plasticité induite par la transformation ou l'accumulation de la martensite résiduelle sous chargement cyclique [Wang et al., 2008; Yu et al., 2012, 2013, 2014, 2015]. Différentes méthodes de transition d'échelles sont ensuite appliquées pour passer du grain (monocristal) au VER (*i.e.* agrégat polycristalin, texturé ou non). Certaines sont explicites si on utilise

par exemple des hypothèses de déformation (Voigt) ou de contrainte (Reuss) homogènes, d'autres nécessitent un calcul numérique à convergence car elles sont implicites comme pour les approches auto-cohérentes.

J'ai pu mettre en œuvre ce type d'approches en utilisant le modèle de [Patoor, E. et al., 1996; Siredey et al., 1999] pendant ma thèse [Taillard et al., 2008] sur le Cu-Al-Be ou plus récemment sur le Ti-Nb [Fall et al., 2019]. Elles permettent d'obtenir des résultats proches des essais dans de nombreux cas. Les formes des surfaces seuils de début de transformation sont en particulier remarquablement bien prédites comme on peut le voir figure 3.3.

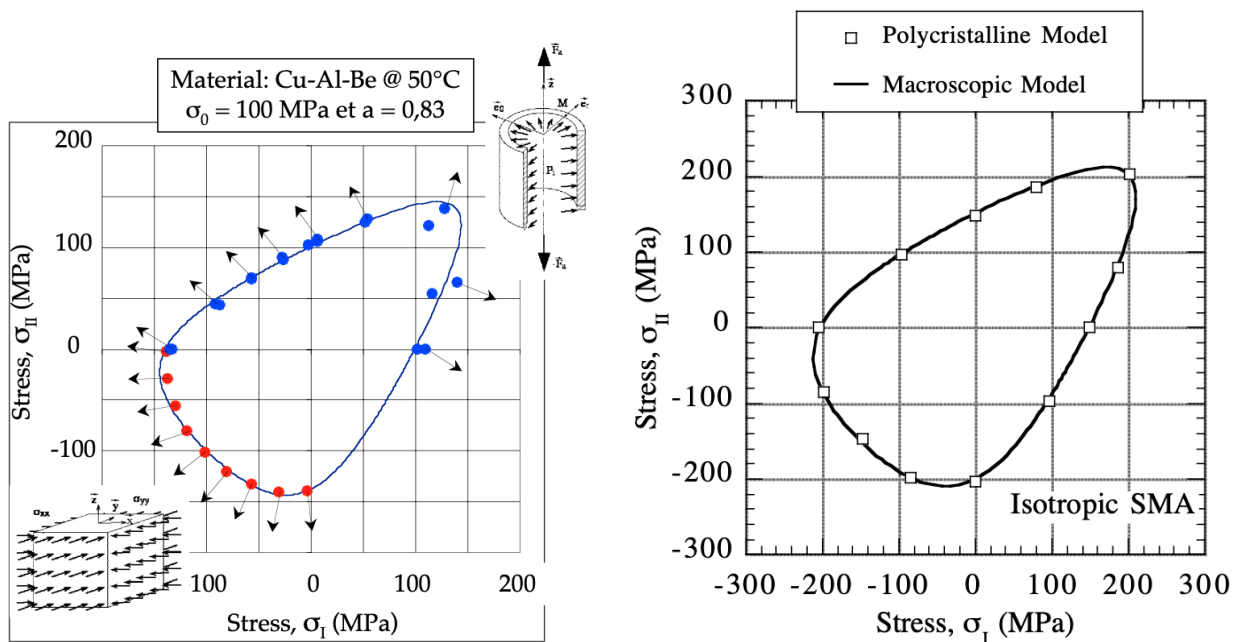


Figure 3.3 – Surface seuil de début de transformation A → M pour un AMF de type CuAlBe : à gauche points expérimentaux (en rouge et bleu) et modèle macroscopique, à droite modèle micro-macro (carrés blancs) et modèle macroscopique [Calloch et al., 2006]

Le modèle utilisé comporte néanmoins quelques défauts intrinsèques :

- Le fait de ne considérer que deux variantes de martensite par grain est plutôt valide lorsqu'il y a peu de déformation de transformation. Le comportement est ainsi bien représenté proche du seuil et moins bien à la fin du plateau de transformation en superélasticité.
- Comme dans la quasi-totalité des modèles présentés, la phase R n'est pas prise en compte dans le comportement.
- Le modèle ne prend pas en compte les forts couplages au sein de l'AMF : la transformation n'induit pas de changement de température du VER, par ailleurs celle-ci est supposée constante

La piste de la modélisation phénoménologique, même si c'est celle que j'avais retenue pendant ma thèse [Taillard, 2006; Taillard et al., 2008], n'est pas celle que j'ai choisie de développer par la suite. Après avoir utilisé les modèles micro-macro de l'école de Metz comme "machine d'essai virtuelle" [Taillard et al., 2008] et avoir constaté tout leur intérêt en termes de compréhension de mécanismes

en jeu, j'ai préféré suivre cette voie de modèle à transition d'échelles, bien qu'avec une approche un peu différente inspirée des modélisations micro-macro utilisées au LMT pour les couplages magnéto-mécaniques.

3.2 Modèle multiéchelle : version réversible ou à l'équilibre

3.2.1 Origine et principes du modèle

Les approches de modélisation multiéchelles des AMF que je présente dans cette partie ont été développées ces dix dernières années dans les thèses d'Anne Maynadier [Maynadier, 2012], de Mame Daro Fall [Fall, 2017; Fall et al., 2019] et de Xuyang Chang [Chang, 2020; Chang et al., 2020]. Elles sont inspirées d'approches initialement développées au LMT pour le comportement magnétoélastique des matériaux ferromagnétiques [Buiron et al., 1999; Daniel, 2003; Daniel et al., 2008; Vieille, 2007]. Une extension de ce même modèle aux AMF magnétiques a d'ailleurs été proposée par Mame Daro Fall durant sa thèse [Fall et al., 2016]. Je n'en parlerai pas dans ce manuscrit.

Les échelles en jeu dans le modèle sont (voir figure 3.4) :

- les variantes i possibles pour chacune des phases de l'AMF. On aura ainsi, pour un alliage de NiTi, une seule variante d'austénite (phase mère), 4 variantes de phase R et 12 variantes de martensite soit $n = 17$ variantes possibles dans un grain.
- la phase ϕ qui regroupe les différentes variantes de même structure cristalline A, M ou R.
- le grain g monocristallin qui est caractérisé par l'orientation de la phase mère austénite par rapport aux directions du chargement mécanique
- le VER polycristallin constitué de l'agrégat de grains en nombre suffisant pour avoir un comportement représentatif (environ 400 généralement) qui peuvent présenter une texture isotrope ou anisotrope. Il est défini par la FDO (Fonction de Distribution d'Orientations) des grains obtenue par mesure EBSD. La température à l'échelle du VER est notée T , la contrainte extérieure appliquée est un tenseur σ , la déformation de transformation qui en découle est le tenseur ϵ^{tr} .

Au niveau des transitions d'échelles, on retient une loi de localisation très simple qui est celle de Reuss. La température T est supposée être la même à toutes les échelles que ce soit celle du VER, du grain, de la phase ou de la variante. La contrainte est également supposée homogène dans tout le VER : on a ainsi $\sigma_i = \sigma_\phi = \sigma_g = \sigma$. Il est à noter que d'autres approches pour la localisation de la contrainte dans le grain, notamment auto-cohérentes, ont été proposées et utilisées dans les thèses de Mame Daro Fall [Fall, 2017] et Anne Maynadier [Maynadier, 2012]; pour des raisons de lisibilité, je ne les détaillerai pas ici. Les raideurs \mathbf{C} , masses volumiques ρ ; capacité calorifique massique c_p et coefficient de dilatation α sont également pris constants pour toutes les phases et variantes. Cette dernière hypothèse rend l'écriture du modèle (et le choix des paramètres) plus simple mais n'est pas du tout nécessaire dans le principe.

Cela permet également de faire des homogénéisations très simples des déformations de transformation et de l'entropie spécifique qui sont les variables associées respectivement à la contrainte et à la

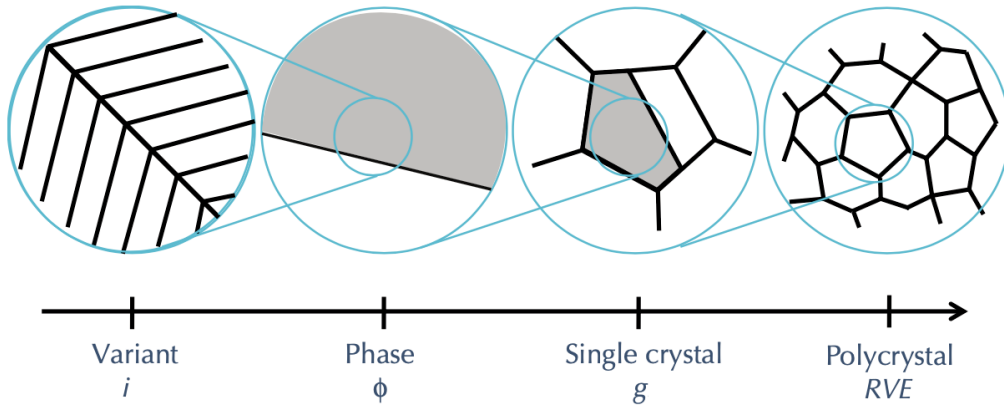


Figure 3.4 – Séparation d'échelles dans le modèle multiéchelles

température. Ainsi, la déformation de transformation à l'échelle du grain ϵ_g^{tr} est la moyenne pondérée des fractions volumiques f_i des déformations de transformation des n variantes i possibles dans le grain :

$$\epsilon_g^{tr} = \sum_{i=1}^n f_i \epsilon_i^{tr} \quad (3.1)$$

De même à l'échelle du VER, la déformation de transformation ϵ^{tr} est la moyenne sur la totalité des grains des déformations de transformation ϵ_g^{tr} des N_g grains :

$$\epsilon^{tr} = \frac{1}{N_g} \sum_{gr=1}^{N_g} \epsilon_g^{tr} \quad (3.2)$$

Pour l'entropie spécifique, on retrouve le même type de relations :

$$s_g = \sum_{i=1}^n f_i s_i \quad (3.3)$$

$$s = \frac{1}{N_g} \sum_{g=1}^{N_g} s_g \quad (3.4)$$

La déformation de transformation ϵ_i^{tr} à l'intérieur d'une variante i est homogène par variante et est approximée par le tenseur de Green-Lagrange associé à la transformation via les géométries des mailles de départ et d'arrivée :

$$\epsilon_i^{tr} \approx \frac{1}{2} (\mathbf{U}_i^T \mathbf{U}_i - \mathbf{I}) \quad (3.5)$$

où \mathbf{U}_i est la matrice de Bain de la transformation qui permet de passer d'un vecteur de la configuration initiale (ici l'austénite) à la configuration déformée. Les composantes de matrices de Bain sont calculées en fonction des paramètres de maille de chaque phase mesurés par exemple par rayons X. Le détail des calculs est donné dans [Bhattacharya, 2004; Zhang and Sehitoglu, 2004]. Pour le Ni-Ti qui nous intéresse, on reprend simplement les résultats :

- Pour l'austénite

Comme l'austénite présente la plus grande symétrie (cubique) et que par convention on la prend comme phase de référence, sa matrice de Bain \mathbf{U}_0 est tout simplement :

$$\mathbf{U}_0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

▪ Pour la martensite

Le tableau 3.1 donne les matrices de Bain pour les transformations de l'austénite vers la martensite (monoclinique) pour les 12 variantes possibles lors d'une transformation d'une maille B2 à une maille B19'.

$$\mathbf{U}_1 = \begin{bmatrix} \gamma & \epsilon & \epsilon \\ \epsilon & \alpha & \delta \\ \epsilon & \delta & \alpha \end{bmatrix} \quad \mathbf{U}_2 = \begin{bmatrix} \gamma & -\epsilon & -\epsilon \\ -\epsilon & \alpha & \delta \\ -\epsilon & \delta & \alpha \end{bmatrix} \quad \mathbf{U}_3 = \begin{bmatrix} \gamma & -\epsilon & \epsilon \\ -\epsilon & \alpha & -\delta \\ \epsilon & -\delta & \alpha \end{bmatrix} \quad \mathbf{U}_4 = \begin{bmatrix} \gamma & \epsilon & -\epsilon \\ \epsilon & \alpha & -\delta \\ -\epsilon & -\delta & \alpha \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{U}_5 = \begin{bmatrix} \alpha & \epsilon & \delta \\ \epsilon & \gamma & \epsilon \\ \delta & \epsilon & \alpha \end{bmatrix} \quad \mathbf{U}_6 = \begin{bmatrix} \alpha & -\epsilon & \delta \\ -\epsilon & \gamma & -\epsilon \\ \delta & -\epsilon & \alpha \end{bmatrix} \quad \mathbf{U}_7 = \begin{bmatrix} \alpha & -\epsilon & -\delta \\ -\epsilon & \gamma & \epsilon \\ -\delta & \epsilon & \alpha \end{bmatrix} \quad \mathbf{U}_8 = \begin{bmatrix} \alpha & \epsilon & -\delta \\ \epsilon & \gamma & -\epsilon \\ -\delta & -\epsilon & \alpha \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{U}_9 = \begin{bmatrix} \alpha & \delta & \epsilon \\ \delta & \alpha & \epsilon \\ \epsilon & \epsilon & \gamma \end{bmatrix} \quad \mathbf{U}_{10} = \begin{bmatrix} \alpha & \delta & -\epsilon \\ \delta & \alpha & -\epsilon \\ -\epsilon & -\epsilon & \gamma \end{bmatrix} \quad \mathbf{U}_{11} = \begin{bmatrix} \alpha & -\delta & \epsilon \\ -\delta & \alpha & -\epsilon \\ \epsilon & -\epsilon & \gamma \end{bmatrix} \quad \mathbf{U}_{12} = \begin{bmatrix} \alpha & -\delta & -\epsilon \\ -\delta & \alpha & \epsilon \\ -\epsilon & \epsilon & \gamma \end{bmatrix}$$

Table 3.1 – Matrices de Bain pour les 12 variantes de martensite associées à la transformation B2 → B19'

avec les paramètres γ , ϵ , α et δ qui sont définis à partir des paramètres de maille a_0 de l'austénite et a , b , c et β_M de la martensite (voir tableau 3.3) :

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{a(\sqrt{2}a + c \sin \beta_M)}{a_0 \sqrt{2a^2 + c^2 + 2\sqrt{2}ac \sin \beta_M}} \\ \epsilon &= \frac{ac \cos \beta_M}{\sqrt{2}a_0 \sqrt{2a^2 + c^2 + 2\sqrt{2}ac \sin \beta_M}} \\ \alpha &= \frac{1}{2\sqrt{2}a_0} \left(\frac{c(c + \sqrt{2}a \sin \beta_M)}{\sqrt{2a^2 + c^2 + 2\sqrt{2}ac \sin \beta_M}} + b \right) \\ \delta &= \frac{1}{2\sqrt{2}a_0} \left(\frac{c(c + \sqrt{2}a \sin \beta_M)}{\sqrt{2a^2 + c^2 + 2\sqrt{2}ac \sin \beta_M}} - b \right) \end{aligned} \quad (3.7)$$

- Pour la phase R

Il existe 4 variantes possibles pour la transformation $B2 \rightarrow R$. En supposant que les longueurs des arêtes de la maille cubique et trigonale sont les mêmes, seul l'angle β_R a une influence (voir tableau 3.3). Les matrices de Bain pour les 4 variantes de la transformation de A (cubique) vers R (rhomboédrique) sont données dans le tableau 3.2.

$$\mathbf{U}_{R_1} = \begin{bmatrix} \eta & \delta & \delta \\ \delta & \eta & \delta \\ \delta & \delta & \eta \end{bmatrix} \quad \mathbf{U}_{R_2} = \begin{bmatrix} \eta & -\delta & -\delta \\ -\delta & \eta & \delta \\ -\delta & \delta & \eta \end{bmatrix} \quad \mathbf{U}_{R_3} = \begin{bmatrix} \eta & \delta & -\delta \\ \delta & \eta & -\delta \\ -\delta & -\delta & \eta \end{bmatrix} \quad \mathbf{U}_{R_4} = \begin{bmatrix} \eta & -\delta & \delta \\ -\delta & \eta & -\delta \\ \delta & -\delta & \eta \end{bmatrix}$$

Table 3.2 – Matrices de Bain pour les 4 variantes possibles de phase R (transformation $B2 \rightarrow R$)

avec

$$\eta = \frac{(\sqrt{1 + 2 \cos \beta_R} + 2\sqrt{1 - \cos \beta_R})}{3}$$

$$\delta = \frac{(\sqrt{1 + 2 \cos(\beta_R)} - \sqrt{1 - \cos \beta_R})}{3} \quad (3.8)$$

Les paramètres de maille pour un Ni-Ti équiatomique sont reprises de la littérature [Bhattacharya, 2004] et données dans le tableau 3.3.

Paramètres	a_0 (Å)	a (Å)	b (Å)	c (Å)	β_M (°)	β_R (°)
	3.015	2.889	4.12	4.622	96.8	91.5

Table 3.3 – Paramètres de maille pour l'austénite (a_0), la martensite (a , b , c et β_M) et la phase R (β_R) [Bhattacharya, 2004]

3.2.2 Approche statistique de Boltzmann

Dans cette première version, le modèle est basé sur le fait qu'au cours de chacune des évolutions les variantes en présence sont celles qui minimisent une certaine énergie. C'est donc une écriture à l'équilibre et réversible ce qui de facto ne permettra pas de décrire en l'état les hystérésis de comportement qui sont dues aux irréversibilités. Je reviendrai sur ce point en particulier au paragraphe 3.3.

Nous nous basons sur la densité d'énergie libre de Gibbs $g_i(\sigma, T)$ de chacune des variantes i . Celle-ci se décompose en une partie chimique (ou thermique) $g_i^{ch}(T)$, une partie mécanique $g_i^m(\sigma)$ et une partie thermomécanique $g_i^{tm}(\sigma, T)$:

$$g_i^{ch}(T) = h_i - s_i^0 T - c_p \left[T - T_i^0 + T \ln \left(\frac{T}{T_i^0} \right) \right]$$

$$g_i^m(\sigma) = -\frac{1}{2} \sigma : \mathbf{C}^{-1} : \sigma - \sigma : \boldsymbol{\varepsilon}_i^{tr}$$

$$g_i^{tm}(\sigma, T) = -\frac{\alpha}{3} (T - T_i^0) \text{tr}(\sigma) \quad (3.9)$$

soit :

$$g_i(\sigma, T) = g_i^{ch}(T) + g_i^m(\sigma) + g_i^{tm}(\sigma, T) \quad (3.10)$$

avec h_i l'enthalpie massique, s_i^0 l'entropie massique et T_i^0 la température de référence qui sont identiques pour toutes les variantes d'une même phase ϕ (A, M ou R) et ε_i^{tr} définie par l'équation 3.5.

Compte-tenu de l'hypothèse de contraintes et température homogènes dans le VER, il est assez facile de comparer les densités d'énergie libre des différentes variantes. Très schématiquement, comme à la figure 3.5, on va considérer que la ou les variantes qui sont présentes, sont celles qui minimisent la densité d'énergie libre de Gibbs. On voit ici qu'il existe une température de transition entre la phase 1 et la phase 2 qui est unique et identique au chauffage et au refroidissement, on vérifie donc qu'on est effectivement dans le cas d'une approche réversible sans hystérésis.

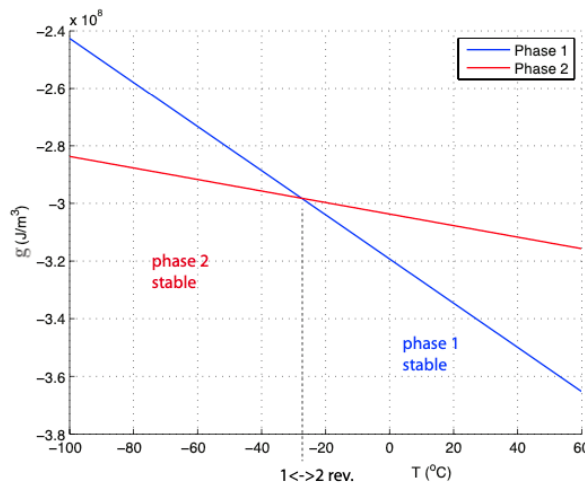


Figure 3.5 – Diagramme schématisant des densités d'énergie libre de Gibbs en fonction de la température T pour un système à deux phases 1 et 2 et domaines de stabilité respectifs [Fall, 2017]

À chaque variante i il est possible d'associer une fraction volumique f_i . Ces densités sont les variables internes de notre modèle. Elles sont estimées par comparaison relative des énergies libres des différentes variantes entre elles. Pour cela on fait appel à une distribution de probabilité de Boltzmann, à l'image de ce qui a été utilisé pour traiter les fractions de domaines magnétiques dans les modèles magnéto-mécaniques [Buiron et al., 1999; Daniel et al., 2008] :

$$f_i = \frac{\exp(-A g_i)}{\sum_{i=1}^n \exp(-A g_i)} \quad (3.11)$$

où A est un paramètre à recaler (sur une DSC par exemple), j'y reviendrai au paragraphe 3.2.3.

Cette définition garantit que les fractions volumiques de phases vérifient bien les conditions d'admissibilité :

$$\begin{aligned} 0 &\leq f_i \leq 1 \\ \sum_{i=1}^n f_i &= 1 \end{aligned} \quad (3.12)$$

3.2.3 À propos des paramètres

Le modèle ainsi construit ne nécessite pas d'identifier beaucoup de paramètres. En effet la plupart de ceux que nous avons introduits sont déjà connus ou mesurés par ailleurs. On a en effet besoin :

- des paramètres thermodynamiques des phases A, M et R : enthalpie H_ϕ , entropie S_ϕ
- de la capacité calorifique massique (supposée identique pour toutes les phases) c_p
- de la masse volumique ρ
- du tenseur élastique \mathbf{C} isotrope et identique pour toutes les phases soit du module d'Young E et du module de Poisson ν
- du coefficient de dilatation α identique pour toutes les phases (si nécessaire, généralement la dilatation thermique est négligée dans nos calculs devant la déformation de transformation)
- des orientations cristallines des grains du VER (FDO) (Φ_1, Ψ, Φ_2)
- des matrices de Bain pour les 17 variantes \mathbf{U}_ϕ : leur calcul, dépendant seulement des paramètres de maille du tableau 3.3, est détaillé plus haut
- du paramètre A qui intervient dans la loi de Boltzmann et qui règle la cinétique de la transformation de phase

Parmi ces paramètres, seul A nécessite un recalage sur des essais (ici une DSC, voir les détails de la procédure dans [Fall, 2017]).

En ce qui concerne les autres paramètres :

- les entropies de phases S_ϕ et les différences d'enthalpie $\Delta H(\phi_1 \rightarrow \phi_2)$ sont estimées par DSC
- la capacité calorifique massique (supposée identique pour toutes les phases) c_p est estimée par DSC
- les modules élastiques : module d'Young E et module de Poisson ν sont mesurés sur un essai de traction
- les orientations cristallines des grains du VER (FDO) (Φ_1, Ψ, Φ_2) sont mesurées par EBSD
- l'obtention des matrices de Bain pour les 17 variantes \mathbf{U}_ϕ dépend seulement des paramètres de maille du tableau 3.3 (que l'on peut obtenir dans la littérature ou par diffraction des rayons X)

Des exemples de valeurs de paramètres pour le Ni-Ti sont donnés dans le tableau 3.4.

Paramètre	Symbole (unité)	Valeur
Entropie phase M	S_M (MJ m ⁻³ K ⁻¹)	0,24
Entropie phase A	S_A (MJ m ⁻³ K ⁻¹)	0,62
Entropie phase R	S_R (MJ m ⁻³ K ⁻¹)	0,76
Chaleur latente A→R	$\Delta H(A\rightarrow R)$ (MJ m ⁻³)	40 ± 9
Chaleur latente A→M	$\Delta H(A\rightarrow M)$ (MJ m ⁻³)	138 ± 12
Masse volumique	ρ (kg m ⁻³)	6450
Capacité calorifique massique	c_p (J kg ⁻¹ K ⁻¹)	460
Température (start) A→R	T_s^{A-R} (K)	285
Température (start) R→M	T_s^{R-M} (K)	260
Module de Young	E (GPa)	60 ± 9
Module de Poisson	ν	0,31 ± 0,02
Cinétique de transformation	A (m ³ MJ ⁻¹)	≈ 0,7

Table 3.4 – Exemple de paramètres du modèle pour un AMF de type Ni-Ti [Chang, 2020; Fall, 2017]

3.2.4 Quelques exemples de résultats

Dans sa première version [Maynadier, 2012], sans prise en compte des variantes de la phase R, le modèle donne déjà des résultats prometteurs. Ainsi en traction-compression (figure 3.17), on peut observer que, sur un monocristal, les variantes de martensite qui apparaissent en traction sont différentes de celles qui apparaissent en compression, ce qui fait apparaître très naturellement la dissymétrie de comportement en traction compression. Par ailleurs, suivant l'orientation du monocristal considéré par rapport au chargement mécanique (voir figure 3.7), les réponses peuvent être très différentes ce qui correspond aux observations expérimentales de la littérature.

En utilisant une version enrichie qui prend en compte la phase R, la figure 3.8 présente l'évolution des fractions des différentes variantes lors d'un cycle de chauffage refroidissement en l'absence de contraintes sur un monocristal. À basse température, les 12 variantes de martensite sont présentes en égale proportion valant $\frac{1}{12}$, à haute température on retrouve uniquement l'austénite. Par ailleurs on peut remarquer l'apparition des 4 variantes de phase R au refroidissement, exactement comme l'indique la DSC.

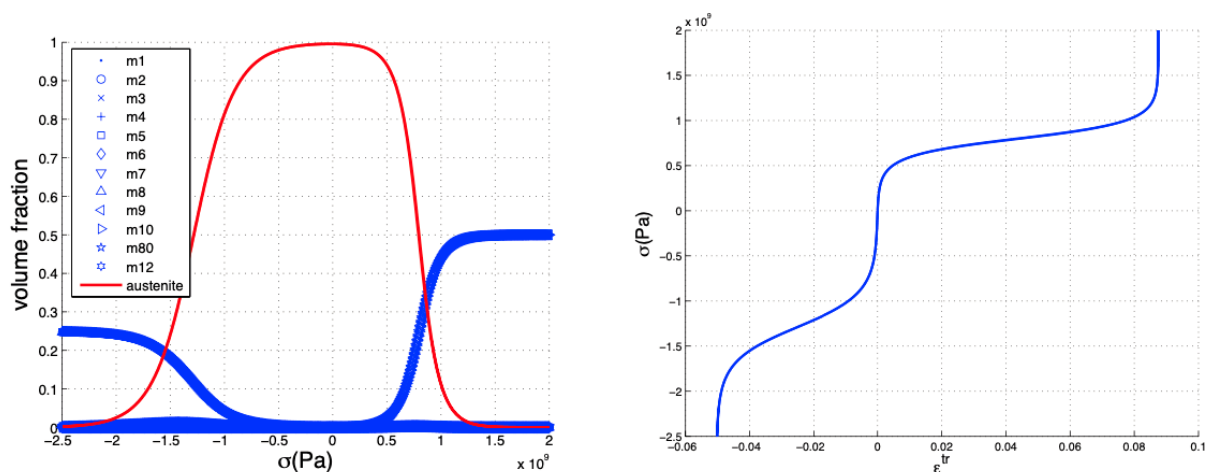


Figure 3.6 – Évolution des fractions volumiques de chaque variante de martensite lors d'un chargement mécanique de traction compression sur un monocristal à gauche et courbe en contrainte déformation de transformation à droite [Maynadier, 2012]

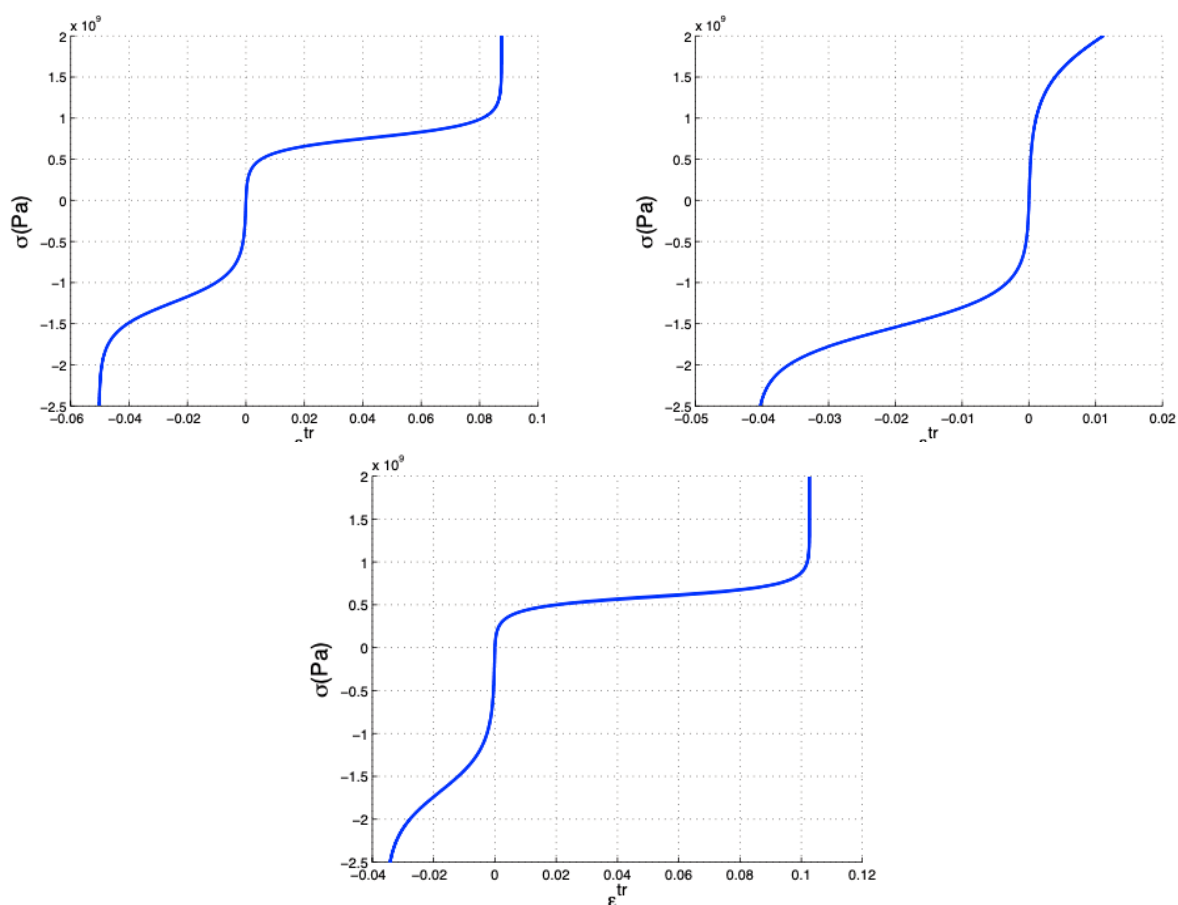


Figure 3.7 – Simulation d'essais isothermes de traction compression sur un monocristal : en haut à gauche chargement dans la direction $\langle 110 \rangle$, en haut à droite chargement dans la direction $\langle 100 \rangle$ et en bas chargement dans la direction $\langle 111 \rangle$ [Maynadier, 2012]

D'autre part, sous chargement mécanique, par exemple en traction dans la figure 3.9, le modèle donne des résultats cohérents avec les essais. On peut noter néanmoins que l'hypothèse de contrainte

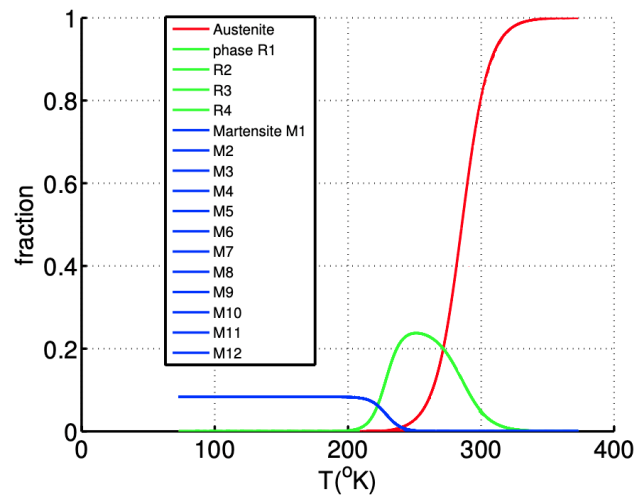


Figure 3.8 – Simulation de l'évolution des variantes au refroidissement dans un monocristal [Fall, 2017]

homogène conduit à une surestimation de la déformation de transformation maximale, défaut que nous retrouvons systématiquement.

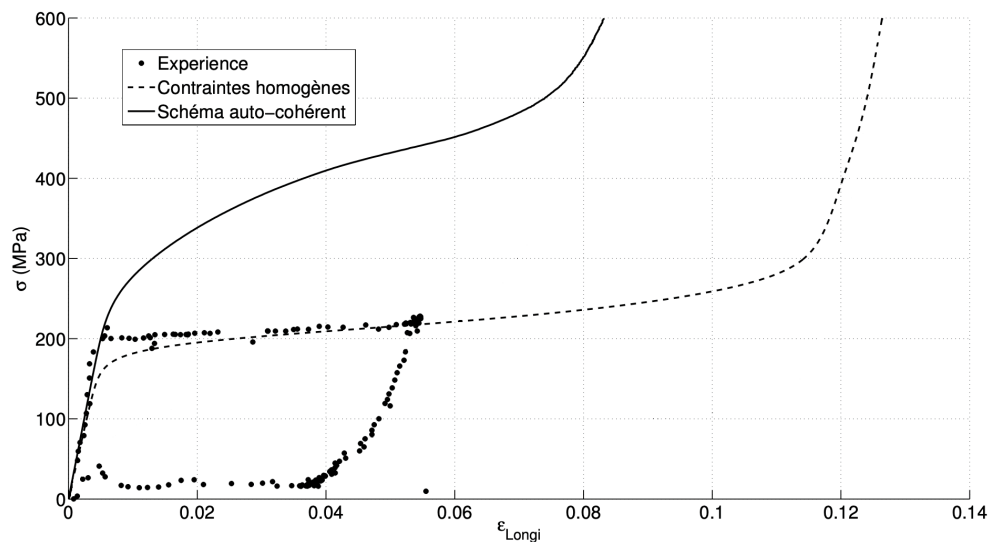


Figure 3.9 – Comparaison de la courbe de traction expérimentale et des charges simulées par le modèle en contraintes homogènes et schéma auto-cohérent [Fall, 2017]

Enfin, le modèle étant intrinsèquement écrit en 3D, il est possible de simuler des trajets de chargement proportionnels multiaxiaux comme dans la figure 3.11 dans le plan $(\sigma_{11}, \sigma_{22})$. On peut remarquer que l'apparition des différentes phases est relativement complexe : la phase R apparaît surtout dans certaines directions de chargement comme l'équibitraction ou la compression. La forme des surfaces seuil dépend beaucoup de la définition du seuil. Si on considère, par exemple, qu'elle est définie par une isovaleur de la déformation de von Mises, sa forme dépend beaucoup de la valeur choisie. Néanmoins, on peut retrouver pour des valeurs de cette déformation de von Mises suffisamment élevées

(1% à la figure 3.11) les formes classiques en "poire" des essais de la littérature.

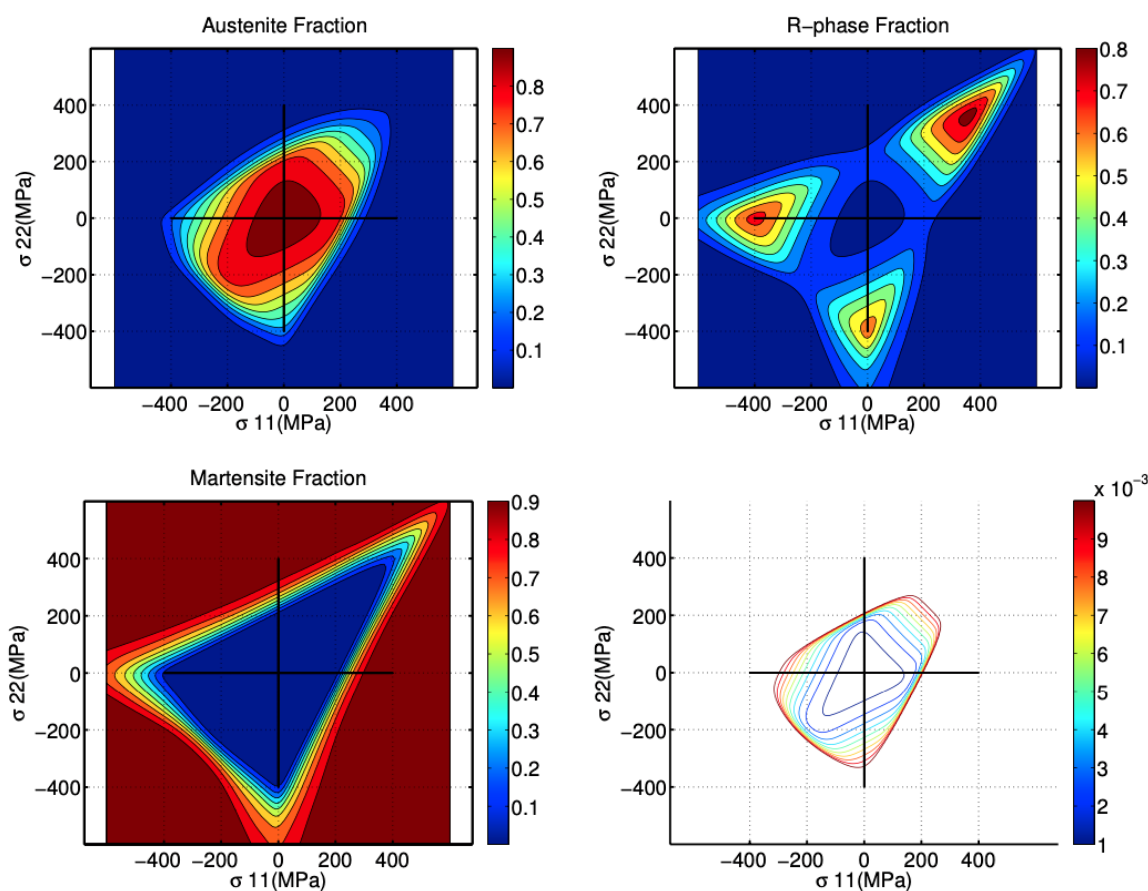


Figure 3.10 – Simulations en bitraction : en haut à gauche fraction volumique d'austénite, en haut à droite fraction volumique de phase R, en bas à gauche fraction volumique de martensite et en bas à droite, seuils de bitraction en isoaleur de la déformation de von Mises entre 0, 1 et 1% [Fall, 2017]

3.2.5 Discussion

Les potentialités de ce modèle sont donc nombreuses du fait que :

- Le modèle est intrinsèquement tridimensionnel et permet des chargements thermo-mécaniques.
- Il est facile de prendre en compte les différentes phases comme la phase R ici pour les Ni-Ti.
- La plupart des paramètres de l'AMF à modéliser pour pouvoir rendre compte de son comportement thermomécanique sont des paramètres standards qui ne nécessitent pas d'essais mécaniques très complexes pour leur détermination. Il a ainsi été possible dans [Fall et al., 2019] de modéliser le comportement multiaxial d'un autre AMF de type Ti-Nb avec cette approche, alors même qu'il n'existe pas d'essais multiaxiaux sur cet alliage.
- La prise en compte d'autres phénomènes physiques, comme les couplages magnéto-mécaniques, dans les AMFM ne nécessite que d'ajouter les termes correspondant aux physiques mises en jeu

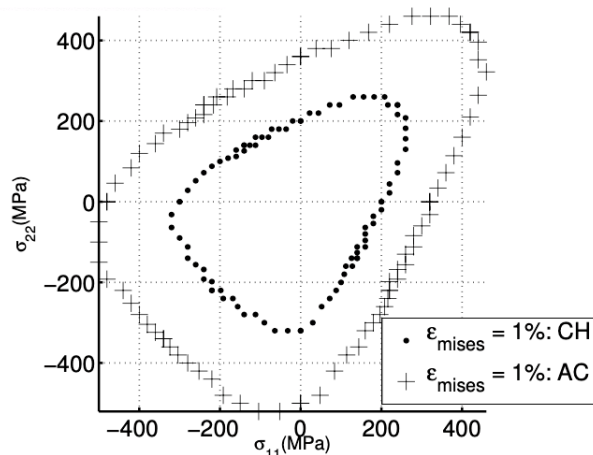


Figure 3.11 – Seuils de bitraction simulés en iso-valeur de la déformation de von Mises à 1% : en contraintes homogènes (CH) et schéma auto-cohérent (AC) [Fall, 2017]

(magnétisme et couplage magnéto-mécanique) dans la densité d'énergie libre de Gibbs. Une extension a ainsi été proposée pour les AMFM dans [Fall, 2017].

À l'inverse, il reste un certain nombre de défauts à améliorer :

- L'approche en contraintes homogènes est très pratique à mettre en place mais elle est bien sûr trop simpliste compte tenu des niveaux de déformation de transformation en jeu.
- Les interfaces entre les phases et entre les variantes sont négligées, les incompatibilités aux interfaces ne sont donc pas prises en compte dans l'expression de l'énergie élastique qui est donc surestimée, surtout quand les fractions de phase R ou M deviennent grandes comme à la fin du plateau superélastique.
- Le modèle est intrinsèquement écrit à l'équilibre thermodynamique et ne peut donc pas décrire les hystérésis de comportement. Ce point précis est l'objet du paragraphe 3.3.
- Les couplages thermomécaniques, via le dégagement ou l'absorption de chaleur dus aux transformations ne sont pas pris en compte, les échanges thermiques avec l'extérieur du VER non plus, que ce soit par conduction ou par convection. Des versions du modèle, prenant en compte ces aspects, ont néanmoins été développées, notamment en prenant en compte un coefficient d'échange k global avec l'extérieur du VER (voir [Chang, 2020; Fall, 2017]).

On a donc un modèle qui fonctionne plutôt bien sous chargement proportionnel monotone, pour des fractions de martensite pas trop grandes et pour représenter un essai dont la température est complètement pilotée et régulée en externe (essai lent ou à convection forcée par exemple).

3.3 Modèle multiéchelle : version stochastique hors équilibre

Cette approche a été développée lors de la thèse de Xuyang Chang. Elle peut-être retrouvée en détails dans le chapitre 2 de son rapport de thèse [Chang, 2020] et dans l'article [Chang et al., 2020].

3.3.1 Principe - Équation maîtresse

L'organisation des échelles reste la même qu'au paragraphe 3.2 précédent (voir figure 3.4). La description statistique nécessite de définir un volume unitaire standard V_u qui peut-être occupé par une variante i donc de volume inférieur ou égal à celui du grain. Dans la phase ϕ ou le grain g le volume total occupé par des fractions de chaque variante i à chaque instant t est noté $f(i, t)$. Le volume total occupé par la variante i est donné par le nombre $N_i(t)$ d'unités de volume standard V_u qui contiennent la variante i . $N_i(t)$ est bien sûr dépendant du temps puisqu'il se produit des transformations de variante à variante ou de phase à phase. Néanmoins le nombre total de volumes unitaires dans le grain reste constant et égal à N et vérifie donc :

$$N = \sum_{i=1}^n N_i(t) \quad (3.13)$$

cela permet de donner une définition statistique de la fraction volumique de la variante i à l'échelle du grain :

$$f_g(i, t) = \frac{N_i(t)}{N} \quad (3.14)$$

avec :

$$\sum_{i=1}^n f_g(i, t) = 1 \quad (3.15)$$

La philosophie de l'approche stochastique est la suivante : l'histoire de l'évolution d'un système d'un état hors équilibre vers un état d'équilibre peut être décrit par les fonctions de probabilités des fractions volumiques qui constituent l'espace des états possibles. Pour cela il est nécessaire d'établir :

- la loi d'évolution vers ce qu'on appelle l'équilibre qui se base sur la connaissance à priori des fonctions de probabilité ;
- le temps de relaxation intrinsèque ;
- si l'état d'équilibre peut être atteint ou non sous certaines conditions à cause de l'existence de métastabilités ou de barrières d'énergie.

Il s'agit donc ici de formuler la fonction de probabilité associée à l'espace des fractions volumiques. On suppose que l'évolution du système suit un processus de Markov, c'est à dire que l'information utile pour la prédiction du futur est contenue dans l'état présent du processus et ne dépend pas des états passés (le système n'a pas de mémoire). On peut alors écrire une équation de probabilité assez simple, appelée équation maîtresse pour étudier l'évolution dynamique du système.

Un système de Boltzmann est un système contenant N unités de volume standard différentes n'ayant aucune interaction entre-elles et dont la population totale reste inchangée. L'état d'équilibre

est celui qui présente le minimum d'énergie et l'évolution du système de Boltzmann vers son état d'équilibre est piloté par l'équation maîtresse 3.17.

Pour la compréhension, nous allons commencer par considérer un système (ici un grain) qui n'a qu'une seule unité standard soit $N = 1$. Cette unité standard, de volume V_u , peut contenir un nombre discret n de variantes ayant chacune pour niveau de densité d'énergie libre de Gibbs à l'instant t : $g(i, t)$ avec $i = 1, 2, \dots, n$ et une fraction volumique $f(i, t)$. La densité d'énergie libre de Gibbs $g(i, t)$ considérée est la même que celle de l'équation 3.10 du modèle précédent. On peut écrire la conservation de la population globale de l'unité standard sous la forme :

$$\sum_{i=1}^n \frac{df(i, t)}{dt} = 0 \quad (3.16)$$

On peut alors décrire l'évolution temporelle de la fraction volumique $f(i, t)$ de la variante i à l'instant t par l'équation maîtresse définie par le système d'équations suivant :

$$\begin{aligned} \frac{df(i, t)}{dt} &= -f_d(i, t) + f_a(i, t) \\ \frac{df(i, t)}{dt} &= - \sum_{j=1, j \neq i}^n \text{Tr}_{ij} f(i, t) + \sum_{j=1, j \neq i}^n \text{Tr}_{ji} f(j, t) \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$f_d(i, t) = \sum_{j=1, j \neq i}^n \text{Tr}_{ij} f(i, t) \quad (3.18)$$

$$f_a(i, t) = \sum_{j=1, j \neq i}^n \text{Tr}_{ji} f(j, t) \quad (3.19)$$

$$\text{Tr}_{ij} = \min \{1, c_{ij} \exp(-\beta_s(g(j, t) - g(i, t)))\} \quad (3.20)$$

$$\beta_s = \frac{V_u}{k_B T} \quad (3.21)$$

$\frac{df(i, t)}{dt}$ est la variation temporelle de la fraction volumique de la variante i qui est la différence entre le nombre d'apparitions $f_a(i, t)$ et le nombre de disparitions $f_d(i, t)$ de cette variante. Ces deux nombres sont déterminés par les fonctions de probabilité de transformation Tr_{ji} et les fractions volumiques de variantes à l'instant t , $f(i, t)$ (équations 3.18 et 3.19). Tr_{ij} est la probabilité pour la variante i de se transformer en variante j . β_s définit la sévérité de la transformation et dépend du volume de l'unité standard V_u , de la température T et de la constante de Boltzmann k_B ; c_{ij} est la vitesse de transformation de la variante i vers la variante j .

Pour simplifier l'équation maîtresse, on adopte la convention de Markov et donc la matrice de

transition M_{ij} de Markov qui vérifie :

$$\begin{aligned} M_{ij} &= \text{Tr}_{ij}, \forall (i, j), i \neq j \\ M_{ii} &= -\sum_{j=1}^n \text{Tr}_{ji} \end{aligned} \quad (3.22)$$

ce qui permet de modifier l'équation 3.17 comme suit :

$$\frac{df(i, t)}{dt} = \sum_{j=1}^n M_{ij} f(j, t) \quad (3.23)$$

C'est donc l'équation maîtresse, qui, décrivant la variation temporelle des fractions volumiques, va permettre de calculer les évolutions dynamiques du système. En l'absence de contraintes résiduelles hétérogènes, le grain peut être considéré comme un système stochastique de Boltzmann typique.

Équilibre stochastique

Dans cette partie, on va considérer que le système de Boltzmann constitué par le grain évolue en suivant une succession d'états qui sont tous à l'équilibre thermodynamique. On a donc à l'échelle du grain :

$$\frac{df_{gr}(i, t)}{dt} = 0, \forall i = 1, \dots, n \quad (3.24)$$

Le système de Boltzmann étant à l'équilibre, il est intrinsèquement extensif, ce qui signifie que N unités standard ont les mêmes fractions volumiques que 1 unité standard :

$$f_{gr}(i, t) = f_{N=1}(i, t), \forall i = 1, \dots, n \quad (3.25)$$

À l'état d'équilibre pour un système constitué d'une seule unité standard, la fraction volumique de chaque variante i vaut la probabilité de présence de la variante i dans l'unité standard¹ dont la distribution de Boltzmann est l'unique solution :

$$f_{N=1}(i, t) = \frac{\exp(-\beta_s \mathfrak{g}(i, t))}{\sum_{i=1}^n \exp(-\beta_s \mathfrak{g}(i, t))} \quad (3.26)$$

On retrouve donc presque complètement le modèle à l'équilibre proposé au paragraphe 3.2 avec simplement le paramètre A constant qui est remplacé par β_s qui dépend de la température T , du volume de l'unité standard V_u choisie et de la constante de Boltzmann k_B (voir équation 3.21).

1. Et ceci même si on a dit au départ que l'unité standard ne contenait *a priori* qu'une seule variante i . Très concrètement si les 12 variantes de martensite ont la même énergie libre de Gibbs (ce qui peut arriver en l'absence de contrainte) et que cette énergie est plus basse que celle de toutes les autres variantes, R ou A, la fraction volumique de chaque variante de martensite sera prise égale à $\frac{1}{12}$ qui correspond à la probabilité pour l'unité standard de contenir l'une des 12 variantes de martensite qui sont alors équiprobables

Retour au modèle hors-équilibre

On continue à considérer un système de Boltzmann qui ne contient qu'une unité standard $N = 1$. On sait que les phénomènes d'hystérésis proviennent intrinsèquement d'une évolution temporelle sous forme d'une succession d'états hors équilibre à l'échelle microscopique. Cela signifie que :

$$\frac{df(i, t)}{dt} \neq 0, \forall i = 1, \dots, n \quad (3.27)$$

Les constantes c_{ij} qui définissent le temps de relaxation (voir équation 3.20) sont forcément bornées :

$$0 \leq c_{ij} \leq \infty, \forall (i, j) \ i \neq j \quad (3.28)$$

Si l'on considère 3 variantes :

- k une variante instable : elle présente un niveau de densité d'énergie libre de Gibbs élevé,
- i une variante stable : elle correspond au minimum de la densité d'énergie libre de Gibbs ;
- j une variante métastable : elle correspond à un minimum local de la densité d'énergie libre de Gibbs.

On peut utiliser la matrice de probabilité de transformation Tr_{ij} pour représenter ces différents états de façon stochastique :

$$\text{Tr}_{ij} = \text{Tr}_{ik} = 0 \quad (3.29)$$

$$\text{Tr}_{ki} = 1 \quad (3.30)$$

$$\text{Tr}_{ji} = c_{ji} \exp(-\beta_s(\mathbf{g}(i, t) - \mathbf{g}(j, t))) \quad (3.31)$$

La probabilité pour que la variante i , stable, se transforme en une autre variante est strictement nulle (équation 3.29). À l'inverse la probabilité que la variante k , instable, se transforme en variante i stable vaut strictement 1 (équation 3.30). Enfin la variante j , métastable, peut se transformer en variante i stable, la probabilité de transition est donc une constante entre 0 et 1 (équation 3.31).

Quand le système ne comporte qu'une unité standard $N = 1$ ou seulement quelques unes, l'évolution temporelle de la fraction volumique de chaque variante peut être calculée analytiquement. Mais dès lors qu'on considère un nombre N d'unités standard, chacune pouvant comporter n niveaux discrets de densité d'énergie libre de Gibbs, on atteint n^N combinaisons au total, qu'il faut toutes calculer pour en extraire les combinaisons les plus probables, c'est-à-dire celles qui minimisent la densité d'énergie libre de Gibbs à l'échelle du grain. Le coût de ce calcul numérique devient vite très grand si l'on souhaite un résultat stochastique représentatif. Pour éviter cela, on s'oriente vers des tirages de Monte-Carlo.

3.3.2 Approche probabiliste par des tirages de Monte-Carlo

Dans cette approche, plutôt que d'essayer de résoudre analytiquement l'équation maîtresse, on prend en compte la distribution de fractions volumiques et la matrice de transition de Markov courantes (à l'instant t) pour estimer les densités de probabilités d'avoir une transformation d'un type $\mu : i \rightarrow j$ donnée au bout d'un certain temps τ qui correspond au moment où au moins l'une des unités standard se transforme.

À l'instant initial t_0 , il existe une fraction volumique $f(i, t_0)$ de variante i dans le grain. L'équation 3.32 donne le taux de variation de la fraction volumique de variante i :

$$\frac{df(i, t)}{dt} = \sum_{j=1}^n M_{ij} f(j, t = t_0) \quad (3.32)$$

ou encore :

$$\frac{df(i, t)}{dt} = -f_d(i, t = t_0) + f_a(i, t = t_0) \quad (3.33)$$

Le nombre ξ permet d'évaluer le nombre total de variantes qui se transforment à l'instant t_0

$$\xi(t = t_0) = N \sum_{i=1}^n f_a(i, t = t_0) \quad (3.34)$$

Il faut ensuite connaître la part $\gamma(j, i, t = t_0)$ de transformations de type $j \rightarrow i$ parmi les ξ qui se produisent :

$$\gamma(j, i, t = t_0) = N \frac{M_{ji} f(j, t = t_0)}{\xi(t = t_0)} \quad (3.35)$$

Les deux quantités $\xi(t = t_0)$ et $\gamma(j, i, t = t_0)$ sont appelées observateurs indirects du système de Boltzmann et décrivent la tendance de l'équation maîtresse. On peut les utiliser pour calculer la probabilité d'avoir une transformation de type μ au bout d'un temps τ après l'instant t_0 . Une procédure numérique permet ensuite de générer des couples aléatoires (μ, τ) vérifiant les densités de probabilités précédemment obtenues. Elle est basée sur des algorithmes de Monte Carlo inverses [Gillespie, 1976].

Après un nombre suffisant N_s de tirages de Monte-Carlo sur les paires (μ, τ) , la moyenne stochastique des tirages à l'échelle du grain converge vers la solution analytique de l'équation maîtresse à l'échelle du grain. On peut voir l'influence de N_s par exemple sur la simulation de la DSC de la figure 3.12 : plus le nombre de tirages est grand, plus la moyenne des résultats de tirages converge et donne des courbes lisses. Néanmoins, même avec quelques dizaines de tirages la tendance est correcte.

Le détail complet de la procédure de simulation est à retrouver dans [Chang et al., 2020] et est résumé dans la figure 3.13.

3.3.3 Identification des paramètres

Les paramètres pour le modèle hors équilibre restent pour beaucoup ceux du modèle à l'équilibre définis dans le tableau 3.4 à l'exception de A et des c_{ij} . À la place de A il est nécessaire de choisir

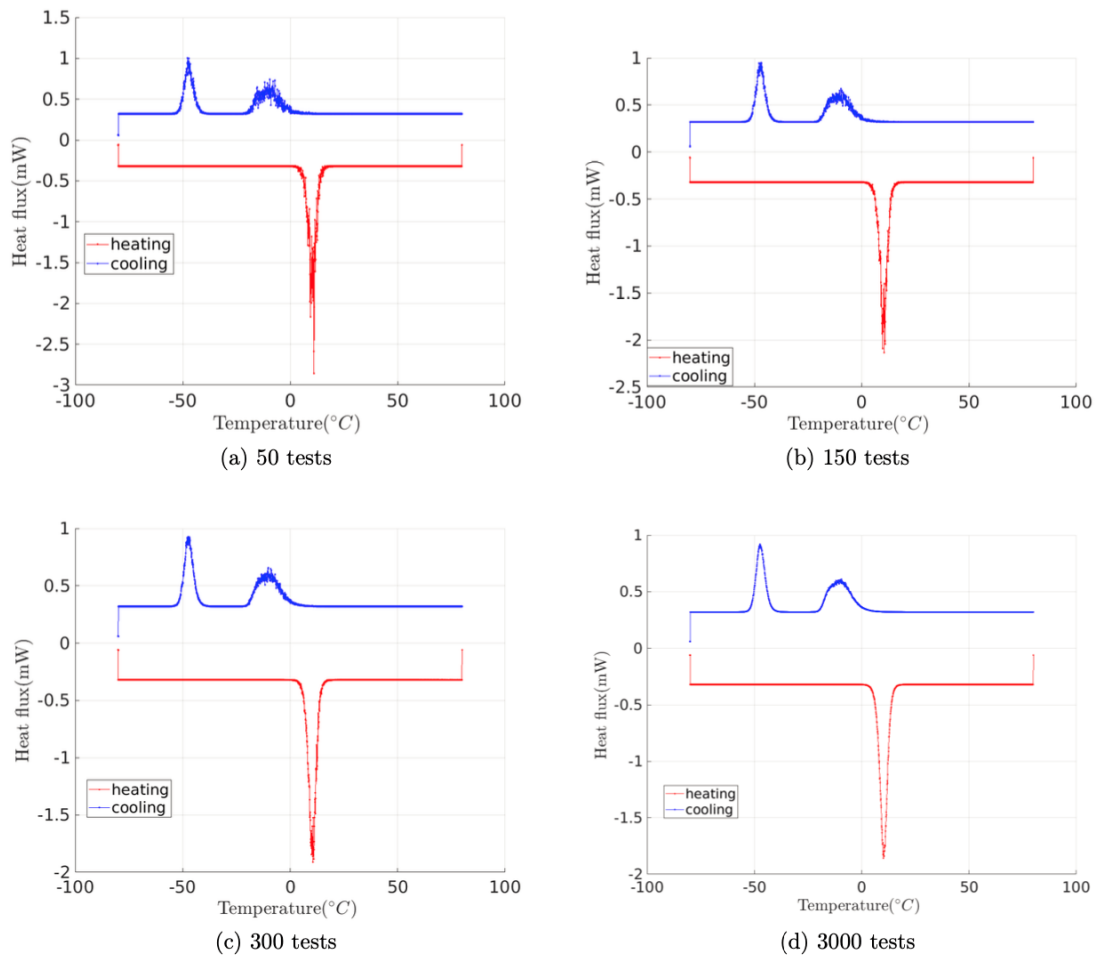


Figure 3.12 – Influence du nombre N_s de tirages de Monte-Carlo sur l'allure de la DSC simulée [Chang, 2020]

$\beta_s = \frac{V_u}{k_B T}$ donc V_u , dans notre cas nous avons choisi un nombre d'unités standard dans le système :

$$N = \frac{V_{\text{système}}}{V_u} = 10^4 \quad (3.36)$$

Par ailleurs, il faut maintenant définir les cinétiques de transformation c_{ij} . Celles-ci sont identifiées par recalage sur une DSC. En effet à l'instant initial $t = t_0$ l'énergie nécessaire pour passer de la variante j métastable à la variante i stable $\Delta g(j, i)$ vaut :

$$\Delta g(j, i) = -\frac{\log(c_{ji})}{\beta_s} \quad (3.37)$$

Par recalage sur une DSC (voir figure 3.14), on peut identifier $\Delta g(A, M)$, $\Delta g(R, M)$ et $\Delta g(A, R)$ qui sont respectivement les énergies de germination pour passer de A à M, de R à M et de A à R.

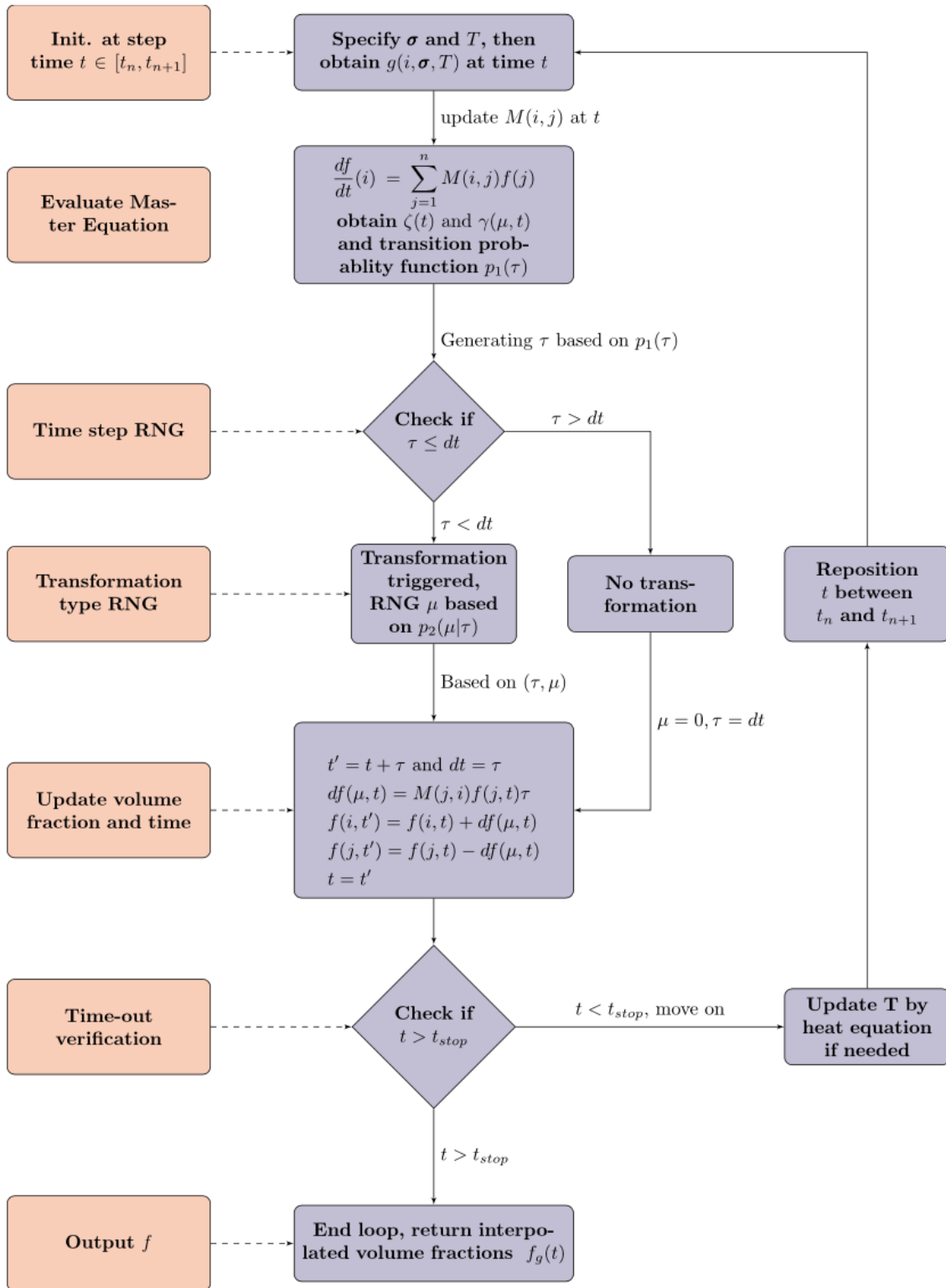


Figure 3.13 – Algorithme de la procédure de calcul des fractions volumiques par des tirages de Monte-Carlo [Chang et al., 2020]

$$\begin{aligned}
 \Delta g(A, M) &= 6,5 \cdot 10^6 \text{ J.m}^{-3} \\
 \Delta g(R, M) &= 5,5 \cdot 10^6 \text{ J.m}^{-3} \\
 \Delta g(A, R) &= 1 \cdot 10^6 \text{ J.m}^{-3}
 \end{aligned}
 \tag{3.38}$$

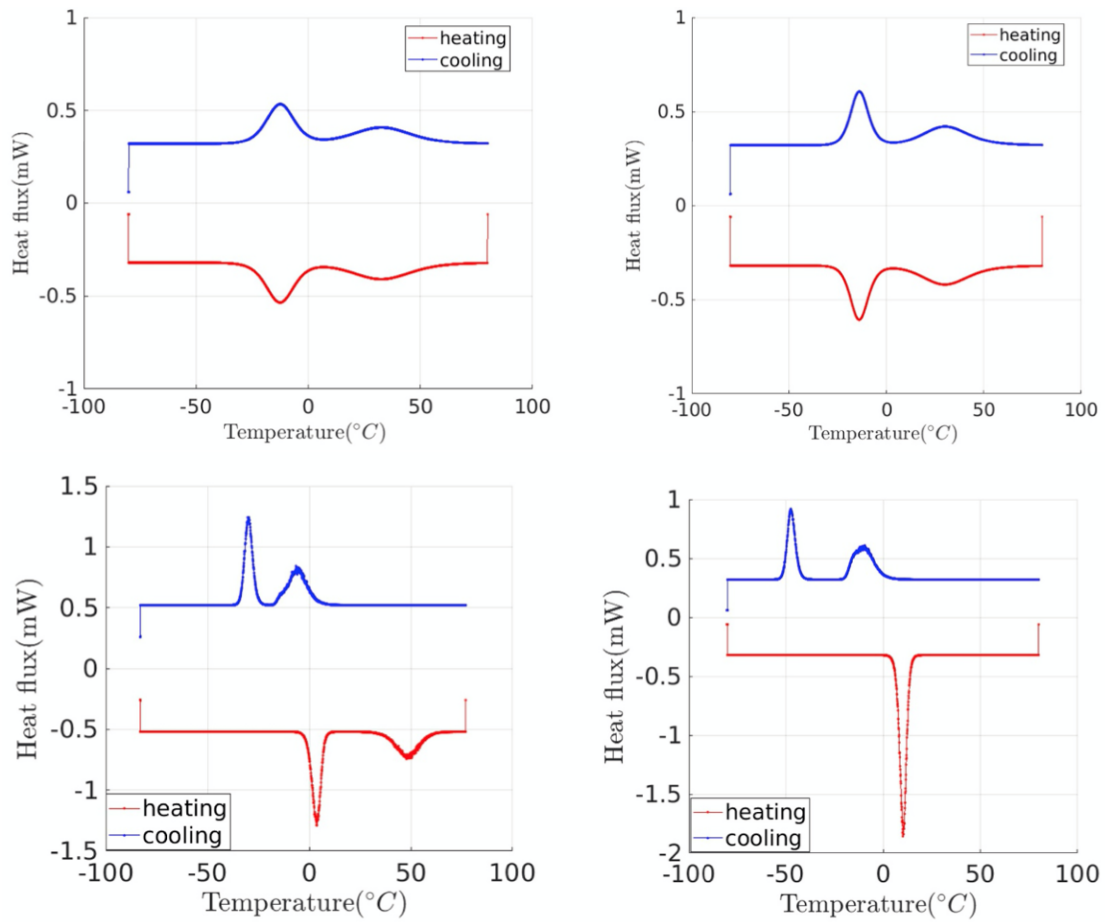


Figure 3.14 – Simulation des DSC : en haut à gauche modèle réversible avec β_s constant, en haut à droite avec $\beta_s = \frac{V_u}{k_B T}$, en bas à gauche avec le même $\Delta g(j, i)$ pour tous les types de transformation, en bas à droite avec une distinction de $\Delta g(j, i)$ suivant le type de transformation [Chang et al., 2020]

3.3.4 Quelques résultats

Un premier exemple de résultat de simulation en traction isotherme est donné figure 3.15 pour deux températures et dans le cas d'un monocristal ou d'un polycristal texturé. Les effets classiques s'y retrouvent bien avec une contrainte seuil qui augmente avec la température et une déformation de transformation maximale qui peut être assez différente suivant l'orientation du monocristal. On retrouve également le défaut du choix d'une modélisation en contrainte homogène avec une déformation de transformation maximale qui est surestimée. À l'inverse, l'hystérésis est bien représentée, ce qui justifie le choix de modélisation.

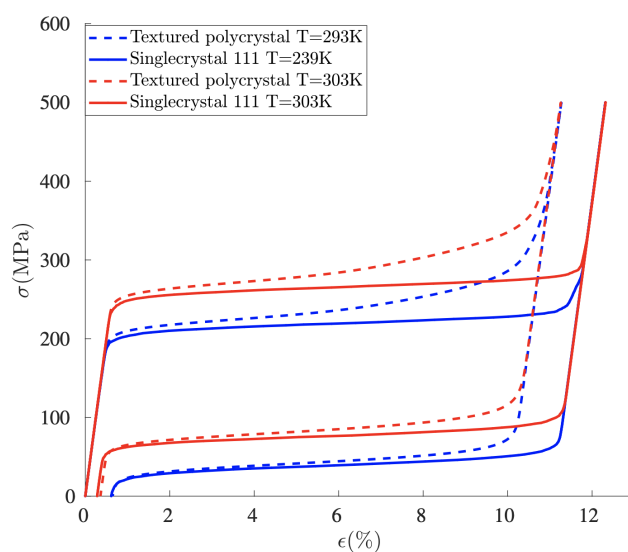


Figure 3.15 – Simulation d'un essai de traction à deux températures différentes pour un monocristal chargé dans la direction $\langle 111 \rangle$ et un polycristal texturé [Chang, 2020]

Une simulation en traction compression (figure 3.17) permet de retrouver la dissymétrie attendue, tant sur le polycristal que sur un monocristal chargé dans la direction $\langle 111 \rangle$. On peut remarquer sur la figure 3.16 qui représente les densités d'énergie libre de Gibbs pour toutes les variantes du monocristal en fonction de la contrainte, que les variantes qui minimisent la densité d'énergie de Gibbs ne sont pas les mêmes en traction et en compression et que dans certains cas c'est bien la phase R qui est la plus favorable. Cet aspect à lui seul justifie la nécessité de prendre en compte la phase R dans la modélisation. Une autre représentation du même essai est proposée en figure 3.18 où l'on peut voir l'évolution des fractions volumiques des trois phases A, R et M en traction et en compression en fonction de la contrainte appliquée. La phase R n'apparaît pas du tout en traction, au contraire de ce qui se passe en compression où elle peut représenter plus de 60% du volume.

On peut également faire des simulations de cycles thermiques à contrainte constante, appelés parfois effet mémoire double assisté, comme à la figure 3.19. On y retrouve la tendance de la littérature d'une déformation plus faible pour une contrainte appliquée plus faible.

Concernant les chargements multiaxiaux proportionnels, des résultats en bitraction sont donnés figure 3.20. On y retrouve l'évolution des fractions de phase A, R et M pour des trajets dans le plan

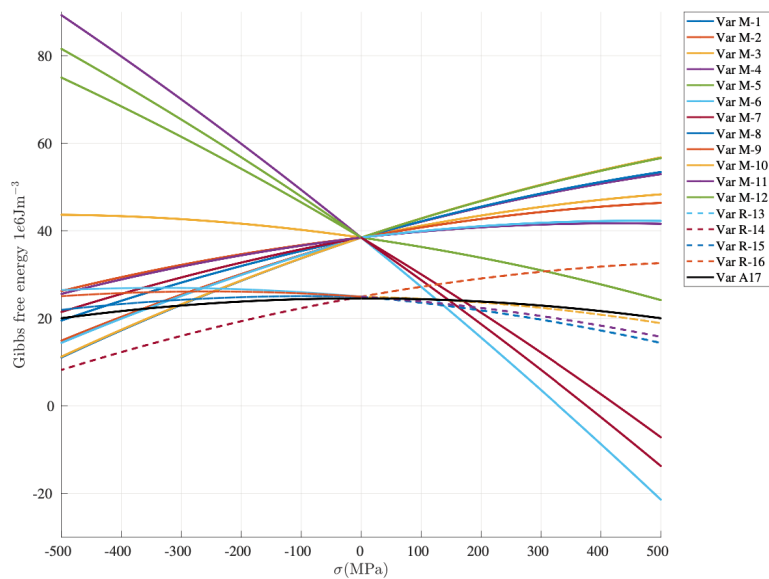


Figure 3.16 – Évolution de la densité d'énergie libre de Gibbs de chacune des variantes d'un monocristal chargé dans la direction $\langle 111 \rangle$ en traction compression [Chang, 2020]

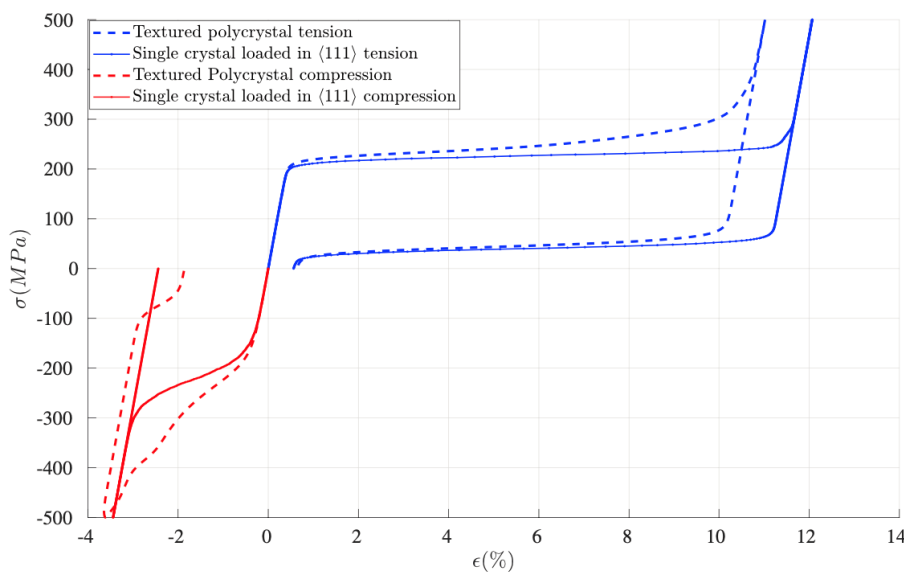


Figure 3.17 – Simulation d'un essai de traction-compression pour un monocristal chargé dans la direction $\langle 111 \rangle$ et un polycristal texturé [Chang, 2020]

(σ_x, σ_y) aussi bien à la charge qu'à la décharge. L'apparition de la phase R est très dépendante d'une part de la température choisie pour la simulation mais aussi de la direction de chargement : on peut noter qu'elle apparaît surtout en compression et en équilibre traction.

Enfin on peut simuler l'effet mémoire simple sens (voir figure 3.21) en traction (cycle ABCDE) et en compression (cycle EFGHI). L'allure générale des courbes est assez similaire à celles des essais (voir figure 2.3 à gauche) : on retrouve notamment le seuil de transformation plus bas en traction qu'en compression. Les niveaux de déformations à l'inverse restent assez mal représentés. Il est intéressant également d'observer d'une part, en figure 3.22, l'évolution des densités d'énergie libre de Gibbs durant

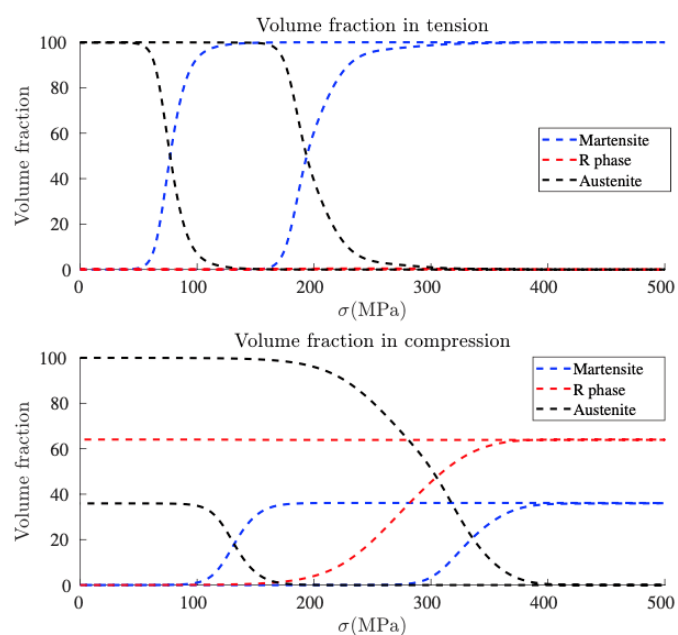


Figure 3.18 – Évolution de la fraction volumique des phases en fonction de la contrainte pour un monocristal chargé dans la direction $\langle 111 \rangle$ en traction (en haut) et en compression (en bas) [Chang, 2020]

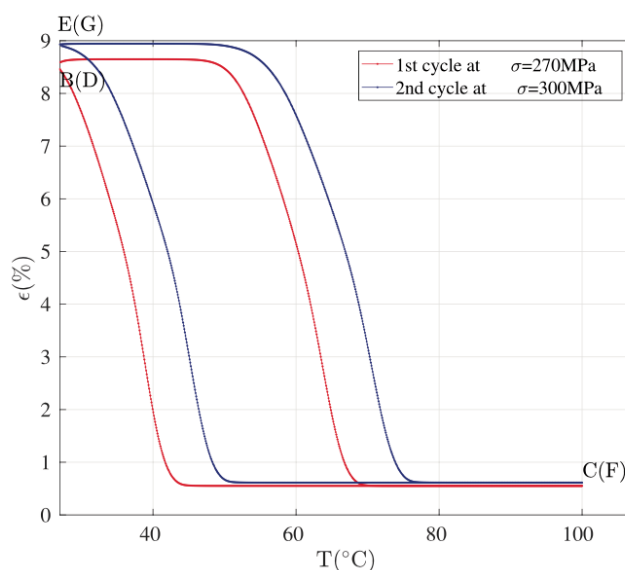


Figure 3.19 – Cycles thermiques à contrainte constante [Chang et al., 2020]

le chargement thermomécanique, ainsi que, en figure 3.23, l'évolution des fractions de variantes en présence. Encore une fois les variantes créées ne sont pas les mêmes en traction et en compression, ce qui explique les dissymétries. Par ailleurs, on peut observer la réorientation de variantes durant les phases de chargement mécanique (BC et FG) puisque les fractions de certaines phases M et R évoluent légèrement à ce moment là.

Une version du modèle avec prise en compte des couplages thermo-mécaniques c'est-à-dire les dégagements ou absorption de chaleur liés aux transformations ainsi que les échanges thermiques

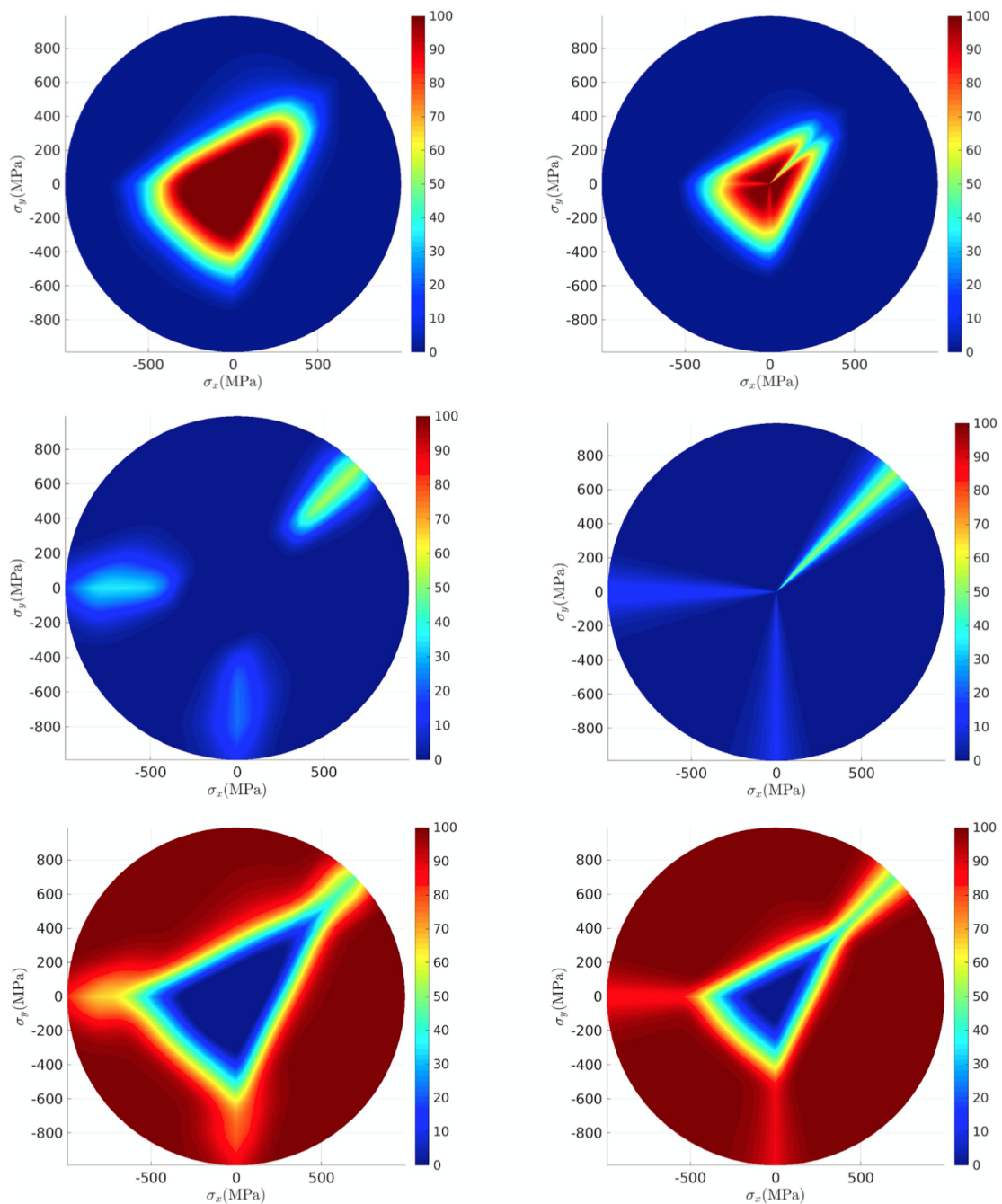


Figure 3.20 – Fractions de phase sous chargement proportionnel de bitraction à la charge (à droite) et à la décharge (à gauche) : austénite (en haut), R phase (au milieu) et martensite (en bas) [Chang et al., 2020]

du VER avec l'extérieur a également été implémentée. Pour le moment, la température du VER étant constante, les échanges avec l'extérieur ne sont représentés que par un coefficient de convection équivalent k . Cela permet néanmoins de voir apparaître les effets du couplage, comme à la figure 3.24. L'essai isotherme correspond aux essais déjà présentés, avec un plateau de transformation assez plat. Plus on limite les échanges, plus la température augmente à la charge et donc plus la partie qui correspond au plateau de transformation est raide.

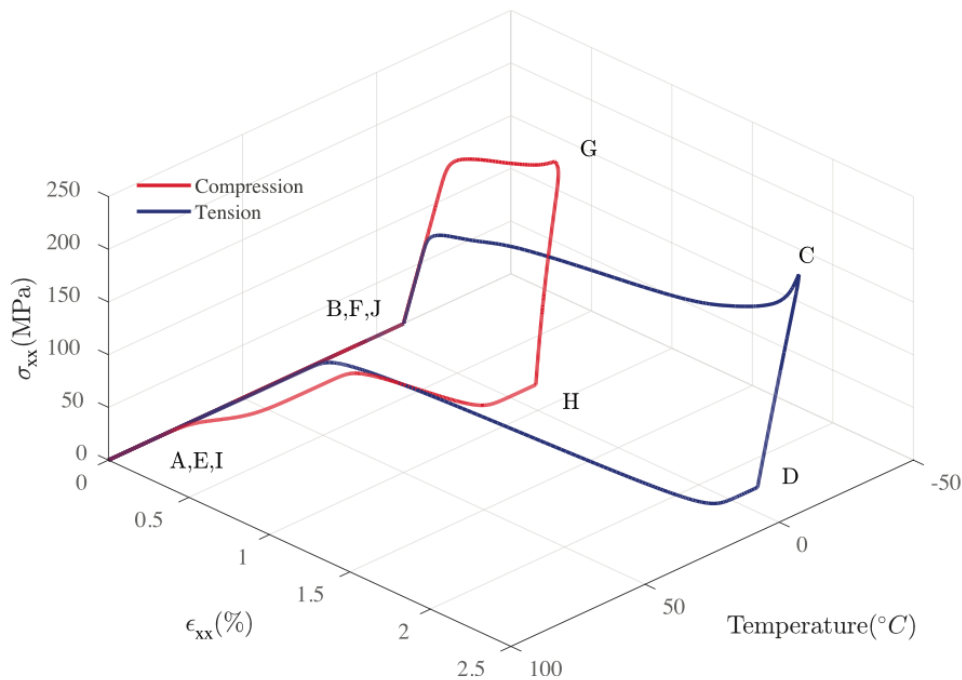


Figure 3.21 – Simulation de l'effet mémoire simple sens en traction et en compression [Chang et al., 2020]

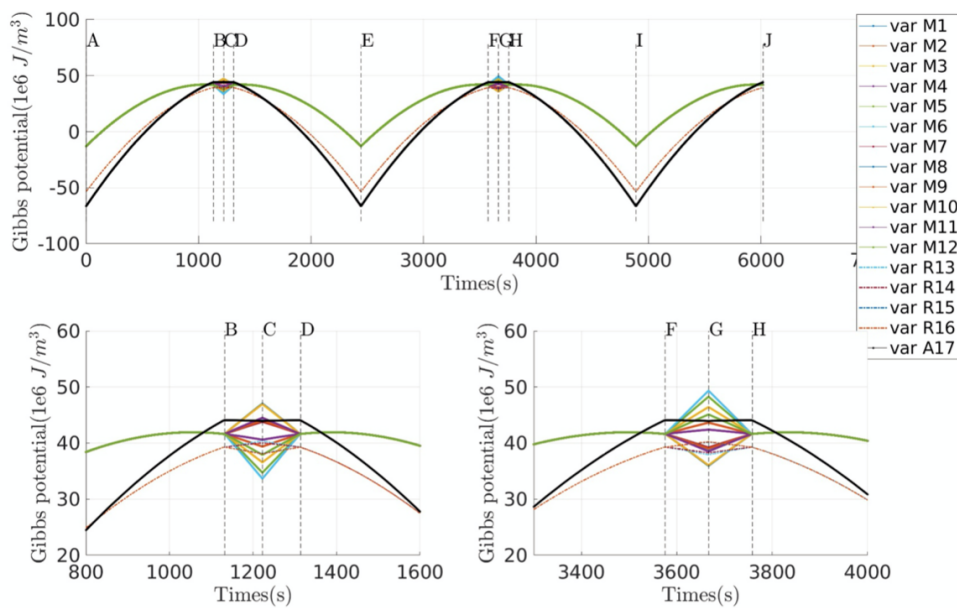


Figure 3.22 – Évolution de la densité d'énergie libre de Gibbs de chacune des variantes pendant l'essai d'effet mémoire simple sens en traction et en compression de la figure 3.21 : en bas zooms sur les instants correspondants aux chargements mécaniques [Chang et al., 2020]

Conclusion

Nous disposons donc d'un modèle relativement complet qui permet la simulation du comportement d'un VER de Ni-Ti. Ce modèle permet de décrire les hystérésis associées au comportement

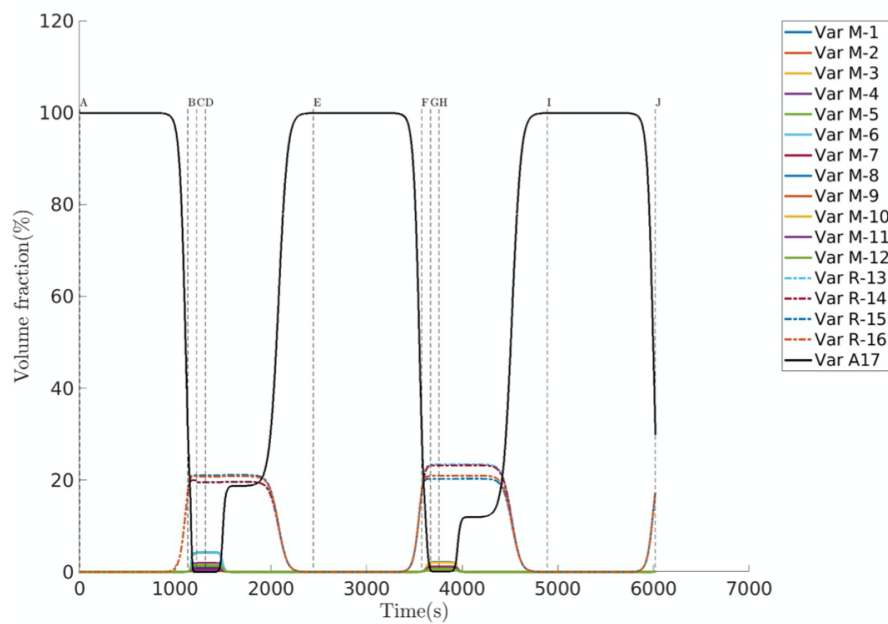


Figure 3.23 – Évolution des fractions volumiques des variantes pendant l’essai d’effet mémoire simple sens en traction et en compression de la figure 3.21 [Chang et al., 2020]

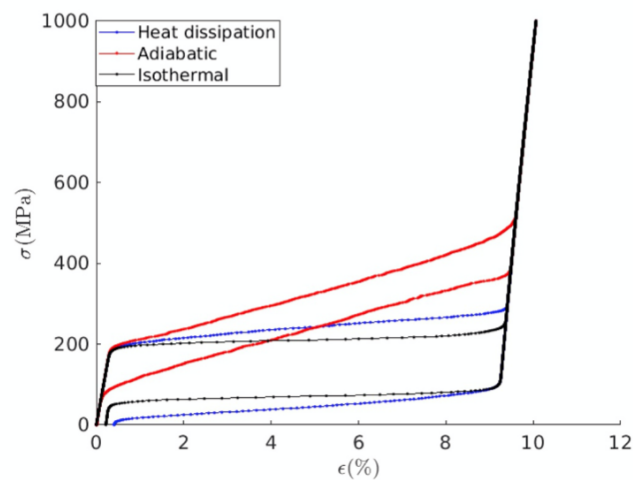


Figure 3.24 – Simulation d’un essai de traction avec différentes hypothèses d’échanges thermiques : essai adiabatique, essai isotherme et essai présentant un échange thermique intermédiaire [Chang, 2020]

hors-équilibre des transformations de phases et également de déterminer les fractions volumiques des différentes phases, y compris de la phase R. Il est intrinsèquement tridimensionnel, et donc capable de décrire les dissymétries de traction compression et les chargements non proportionnels avec réorientation de variantes. L’identification des paramètres du modèle se base essentiellement sur une DSC et n’exige donc pas de réaliser d’essais mécaniques très complexes.

En vue d’une comparaison avec des essais, il existe plusieurs limitations :

- Lors des essais, on observe presque toujours des phénomènes de localisation intrinsèques aux Ni-Ti, or le modèle est un modèle de VER, pas de structure et n’est donc pas capable de décrire les localisations. À l’inverse il est impossible de choisir une zone d’un essai, même simple, pour la

considérer comme un VER.

- Il est difficile de comparer les échanges thermiques et les couplages entre modèle et essais : d'une part parce que la température est homogène à l'échelle du VER et que la prise en compte d'échanges avec l'environnement extérieur ne peut être faite que de façon "globale" et d'autre part toujours à cause des phénomènes de localisations des échauffements lors des essais qui requièrent une mesure de champs des températures.

Il apparaît donc nécessaire à ce stade de pouvoir effectuer un changement d'échelle supplémentaire et de passer ainsi d'un modèle de VER à un modèle de structure. Une première piste 1D est proposée au chapitre 4, j'y reviendrai également dans le chapitre 5 des perspectives.

Chapitre 4

Un premier modèle de structure

Sommaire

4.1	Hypothèses simplificatrices retenues	104
4.2	Équilibre thermique	105
4.3	Équilibre mécanique	105
4.4	Transformation de phase	106
4.5	Algorithme en différences finies	107
4.6	Quelques résultats	107

Ce chapitre, plus court que les autres, reprend une première proposition très simple, unidimensionnelle, de modèle de structure décrite dans [Maynadier, 2012] et qui a été publiée dans [Depriester et al., 2014]. L'idée est de présenter quelques unes des solutions envisagées pour en tirer des pistes pour un modèle qui ait la capacité de faire apparaître les phénomènes de localisation par la suite.

La plupart des modèles existants évoqués au chapitre 3 précédent ne permettent pas de représenter les phénomènes de localisation bien connus sur les AMF de type Ni-Ti. On peut noter le travail présenté dans [Chang et al., 2006] qui répond à ces préoccupations, basé sur une énergie libre de Helmholtz 1D avec des effets de gradient de déformation. Dans cette approche, l'adoucissement induit par la transformation de phase peut conduire à la localisation et la propagation au niveau de la déformation, de la fraction de phase et de la température.

4.1 Hypothèses simplificatrices retenues

On choisit de modéliser le comportement d'une éprouvette comme un problème à une seule dimension. Les variables thermomécaniques ne dépendent donc que du temps t et de la position axiale x . Bien sûr l'inclinaison des bandes ne pourra pas être représentée avec ce choix.

La figure 4.1 reprend les notations utilisées : L_0 est la longueur initiale utile de l'éprouvette. La section initiale est noté S_0 et la largeur de l'éprouvette l . L'éprouvette est fixée dans des mors massifs aux deux extrémités, ayant une grande inertie thermique et une température T_{clamp} . La zone utile de l'éprouvette est entourée d'air non ventilé à la température T_{air} . Les conditions aux limites thermiques sont donc : convection avec l'air à la surface libre de l'éprouvette (\dot{q}_{dis}) et conduction avec les mors.

On appelle $f(x, t)$ la fraction volumique de martensite comprise entre 0 et 1 (on ne considère pas la phase R), $T(x, t)$ la température et $\sigma(t)$ la contrainte supposée homogène en x du fait d'un chargement quasi-statique.

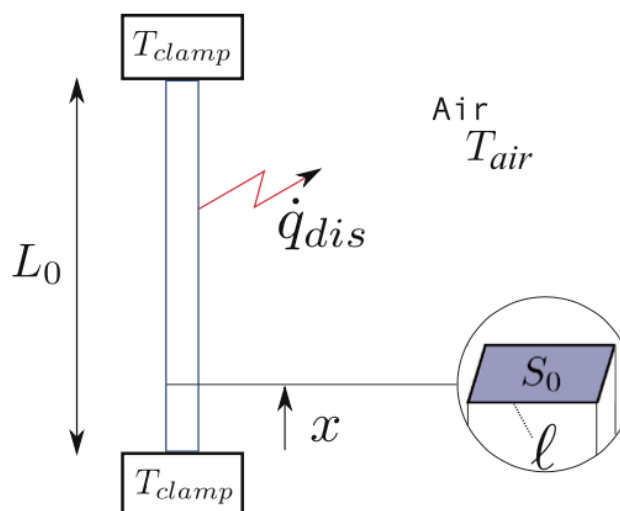


Figure 4.1 – Schéma du modèle 1D retenu [Depriester et al., 2014]

4.2 Équilibre thermique

Comme on a fait l'hypothèse d'un problème 1D, la température est homogène dans la section S_0 et il n'y a pas de gradients dans les deux directions transverses. On appelle \dot{q}_{tr} et \dot{q}_{th} respectivement les puissances thermiques dues à la transformation de phase et à la thermoélasticité dans la section courante à l'instant t et à la position x . Ces deux puissances seront les sources de l'équation de la chaleur, avec pour expressions :

$$\dot{q}_{tr} = \rho \dot{f}(x, t) \Delta h \quad (4.1)$$

$$\dot{q}_{th} = -\alpha(x, t) T(x, t) \dot{\sigma}(t) \quad (4.2)$$

où Δh est la densité de chaleur latente associée à la transformation $A \rightarrow M$ (ou la densité d'enthalpie de changement de phase) définie à partir de la densité d'énergie libre de Gibbs Δg du chapitre précédent et de la densité d'entropie Δs par la relation : $\Delta h = \Delta g + T \Delta s$. Par ailleurs, ρ est la masse volumique et $\alpha(x, t)$ le coefficient de dilatation local.

Toujours grâce à l'hypothèse 1D, les échanges par convection de l'éprouvette avec l'air peuvent être assimilés à une perte de puissance volumique :

$$\dot{q}_{dis} = \frac{dP_{conv}}{dV} = \frac{hl}{S_0} (T(x, t) - T_{air}) \quad (4.3)$$

avec h le coefficient de convection.

Au final l'équation de la chaleur se met sous la forme :

$$\lambda \Delta T + \rho \dot{f}(x, t) \Delta h - \alpha(x, t) T(x, t) \dot{\sigma}(t) - \frac{hl}{S_0} (T(x, t) - T_{air}) = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (4.4)$$

avec λ la conductivité thermique et c_p la capacité calorifique massique.

Les conditions aux limites thermiques sont :

$$-\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = h_c (T_{clamp} - T(0, t)) \quad (4.5)$$

$$-\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=L_0} = h_c (T(L_0, t) - T_{clamp}) \quad (4.6)$$

avec h_c le coefficient de conduction entre l'éprouvette et les mors. Dans la suite, on prendra $T_{clamp} = T_{air}$.

4.3 Équilibre mécanique

On décompose de façon classique la déformation en une partie élastique ε^{el} , une partie thermique ε^{th} et une partie transformation ε^{tr} .

$$\varepsilon(x, t) = \varepsilon^{el}(x, t) + \varepsilon^{th}(x, t) + \varepsilon^{tr}(x, t) \quad (4.7)$$

On prend :

$$\varepsilon^{el}(x, t) = \frac{\sigma(t)}{E(x, t)} \quad (4.8)$$

$$\varepsilon^{th}(x, t) = \alpha(x, t) (T(x, t) - T_{air}) \quad (4.9)$$

$$\varepsilon^{tr}(x, t) = f(x, t)\varepsilon^{sat} \quad (4.10)$$

où $E(x, t)$ est le module d'Young local et ε^{sat} la déformation de transformation maximale.

L'essai est piloté en déplacement du mors du haut soit :

$$u(L_0, t) = \int_0^{L_0} \varepsilon(x, t) dx \quad (4.11)$$

Les constantes thermomécaniques locales dépendent des fractions volumiques d'austénite et de martensite. Pour cela on utilise une simple loi des mélanges, en l'occurrence Reuss, puisqu'on est sur un modèle de type série. Ainsi :

$$\alpha(x, t) = f(x, t)\alpha_M + (1 - f(x, t))\alpha_A \quad (4.12)$$

$$\frac{1}{E(x, t)} = \frac{f(x, t)}{E_M} + \frac{1 - f(x, t)}{E_A} \quad (4.13)$$

$$\frac{1}{\lambda(x, t)} = \frac{f(x, t)}{\lambda_M} + \frac{1 - f(x, t)}{\lambda_A} \quad (4.14)$$

4.4 Transformation de phase

Pour la transformation directe $A \rightarrow M$ ¹, la transformation homogène est basée sur le diagramme de Clausius-Clapeyron à gauche de la figure 4.2. On y retrouve les trois zones : martensite, austénite et mélange austénite martensite, ainsi que les transitions $\sigma_s(T)$ et $\sigma_f(T)$ supposées dépendre linéairement de la température avec une pente K_t . On choisit de prendre la fraction de martensite associée à la transformation f égale à :

$$f = \begin{cases} 0 & \text{si } \sigma \leq \sigma_s \\ \frac{\sigma - \sigma_s}{\sigma_f - \sigma_s} & \text{si } \sigma_s \leq \sigma \leq \sigma_f \\ 1 & \text{si } \sigma \geq \sigma_f \end{cases} \quad (4.15)$$

À ce stade néanmoins, on ne peut pas prédire la localisation. En effet l'apparition d'une transformation conduit à une élévation de température qui fait augmenter $\sigma_s(T)$ et $\sigma_f(T)$ qui empêche toute nouvelle transformation au voisinage. Il est nécessaire d'introduire d'autres concepts : la nucléation et la propagation.

Les contraintes de nucléation et de propagation ont été introduites par [Shaw and Kyriakides, 1997a]. Dès que la contrainte de nucléation σ_n est atteinte, une bande purement martensitique appa-

1. La transformation inverse est gérée de façon analogue, voir [Depriester et al., 2014]

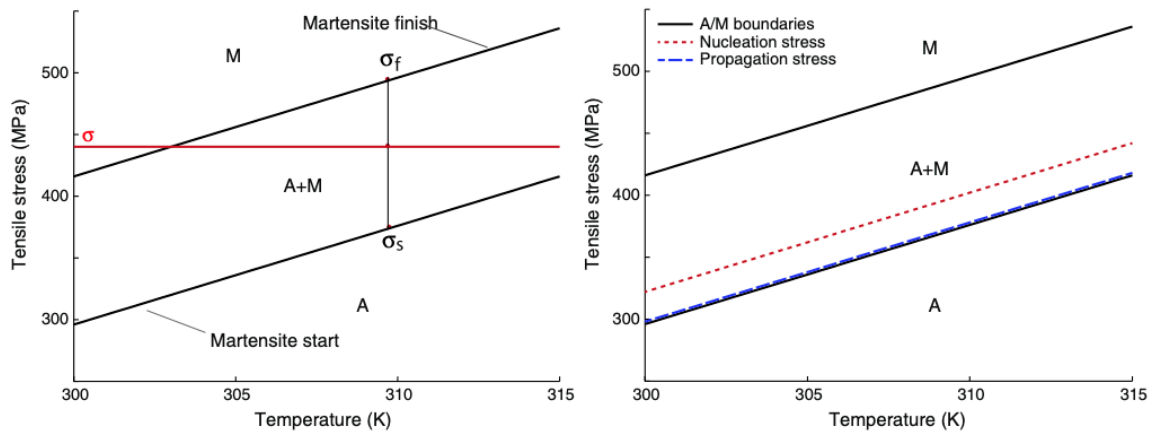


Figure 4.2 – Diagrammes de Clapeyron [Depriester et al., 2014]

raît. σ_n est plus élevée que la contrainte nécessaire pour propager σ_p . Et la contrainte de propagation σ_p est elle-même moins élevée que la contrainte nécessaire pour obtenir une transformation martensitique complète σ_f . On suppose que toutes ces contraintes seuil dépendent de la température T avec les mêmes pentes que $\sigma_s(T)$ et $\sigma_f(T)$ (voir figure 4.2 à droite). On aura alors les lois de propagations suivantes :

- quand la contrainte atteint la contrainte de nucléation dans un élément alors l'élément est "nucléé"
- quand un élément (ou son voisin) est nucléé et que la contrainte dépasse la contrainte de propagation alors cet élément voit une propagation
- quand un élément (ou son voisin) voit une propagation et que la contrainte au pas suivant est supérieure à la contrainte de propagation, alors l'élément voit une propagation au pas suivant.

L'introduction de ces contraintes de nucléation et de propagation est une façon pragmatique de prendre en compte les contraintes locales dues à l'apparition de variantes de phase M incompatibles avec A, alors que le modèle en contraintes homogènes ne le permet pas.

4.5 Algorithme en différences finies

L'éprouvette est divisée en m éléments et un algorithme en différences finies de type Euler inverse est utilisé pour calculer l'évolution des variables thermiques à l'instant n en utilisant l'équation de la chaleur 4.4. Le détail est donné dans [Depriester et al., 2014].

Au final le calcul complet est résumé dans l'algorithme de la figure 4.3.

4.6 Quelques résultats

Une comparaison des résultats donnés par le modèle avec les essais de la partie 2.4 est réalisée dans la suite. Les paramètres géométriques du modèle sont pris égaux à ceux des essais. Les paramètres thermomécaniques matériau proviennent de la littérature, bien que ceux ci puissent varier beaucoup

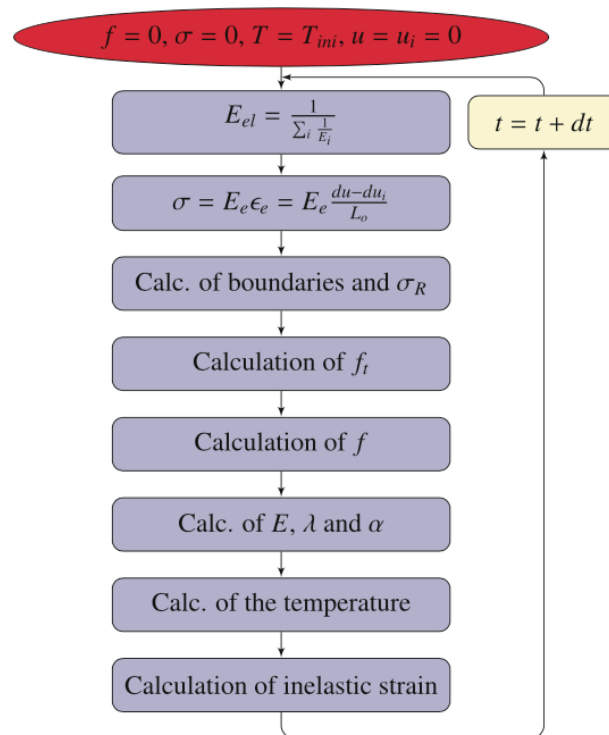


Figure 4.3 – Algorithme pour la résolution du modèle 1D [Depriester et al., 2014]

d'une référence à une autre. Enfin les paramètres thermiques d'échange h et h_c ont été recalés sur les essais pour être représentatifs comme par exemple celui de la figure 4.4.

Une fois ce recalage effectué, on peut se poser la question de l'influence de la vitesse de sollicitation sur le nombre de bandes qui apparaissent, phénomène reporté par de nombreux auteurs comme [He and Sun, 2010; Saletti et al., 2013; Zhang et al., 2010]. Une relation empirique entre le nombre de bandes n_{max} et la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ a ainsi été établie :

$$n_{max} = C\dot{\epsilon}^m \quad (4.16)$$

avec m qui varie entre $m = 0,5$ en l'absence d'échange par convection et $m = 1$ dans le cas d'une convection très importante.

On retrouve cette tendance à la figure 4.5 qui présente les résultats de deux essais et des simulations correspondantes pour deux vitesses de chargement. Plus le chargement est rapide, dans les mêmes conditions de géométrie et d'échange thermique, plus le nombre de bandes qui apparaissent augmente.

Le modèle est ainsi très utile pour analyser cette relation empirique dans différentes conditions, notamment d'échange. En figure 4.6, deux essais à la même vitesse mais avec des coefficients d'échanges sont simulés. Les cartes spatiotemporelles en déformation montrent clairement l'apparition de plus de bandes pour un coefficient d'échange faible et de moins de bandes pour un coefficient d'échange avec l'air plus élevé. En figure 4.7, les effets de vitesse et d'échange sont couplés, on retrouve en traçant les résultats en log-log que le nombre de bandes évolue avec la vitesse de déformation, avec un exposant qui dépend des échanges thermiques. Au delà d'une certaine vitesse d'ailleurs, les échanges n'influent

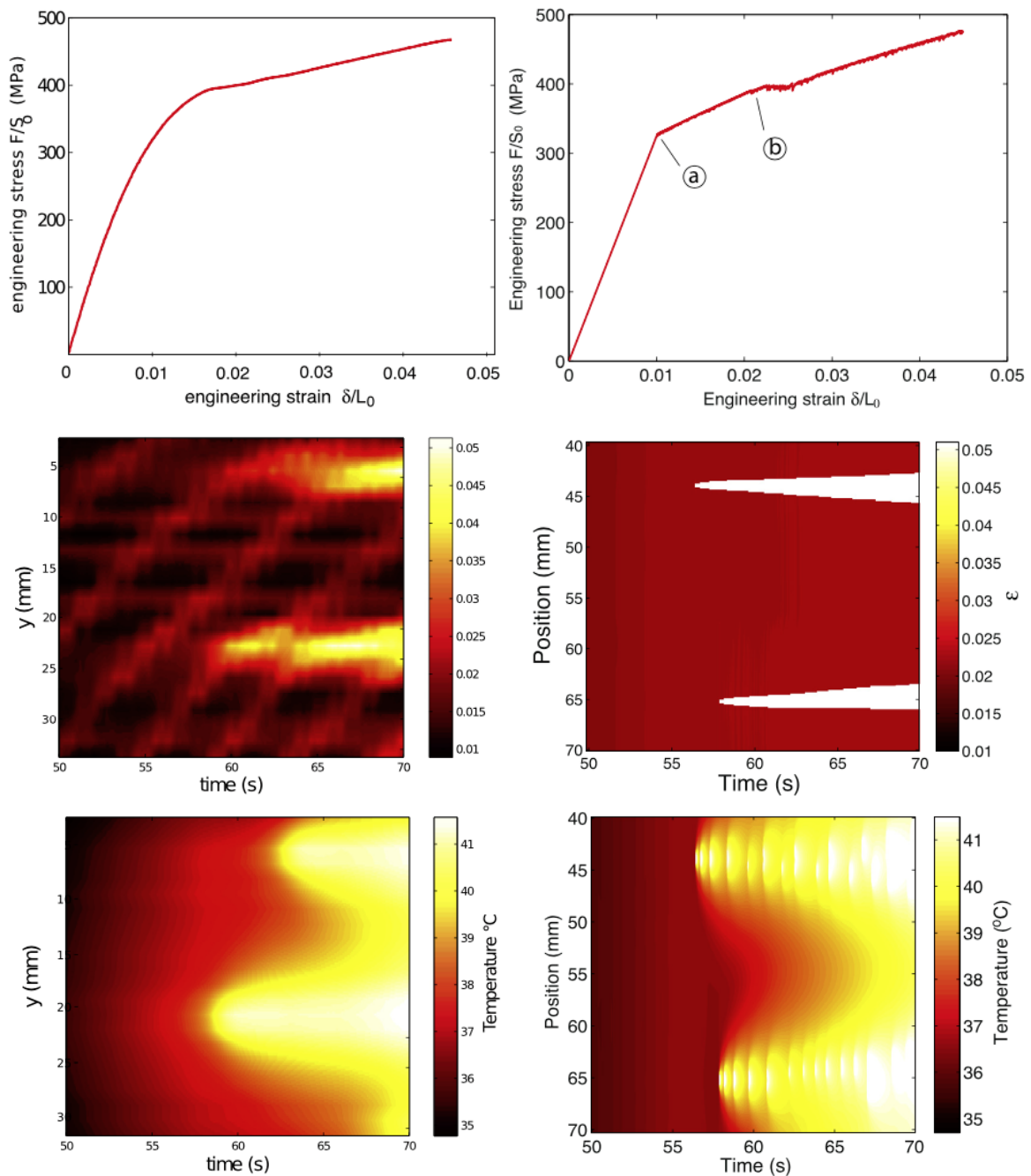


Figure 4.4 – Recalage entre modèle (à droite) et expérience (à gauche) : courbes de traction à $4,2 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ en haut, cartes spatiotemporelles de la déformation axiale au milieu et en bas [Depriester et al., 2014]

plus sur le nombre de bandes qui apparaissent, les constantes de temps thermiques deviennent en effet trop grandes par rapport aux constantes de temps mécaniques.

Conclusion

Les simulations obtenues avec ce modèle 1D assez simple permettent donc de reproduire les aspects de couplages thermomécaniques et les phénomènes de localisation. L'ingrédient clef de ce type de

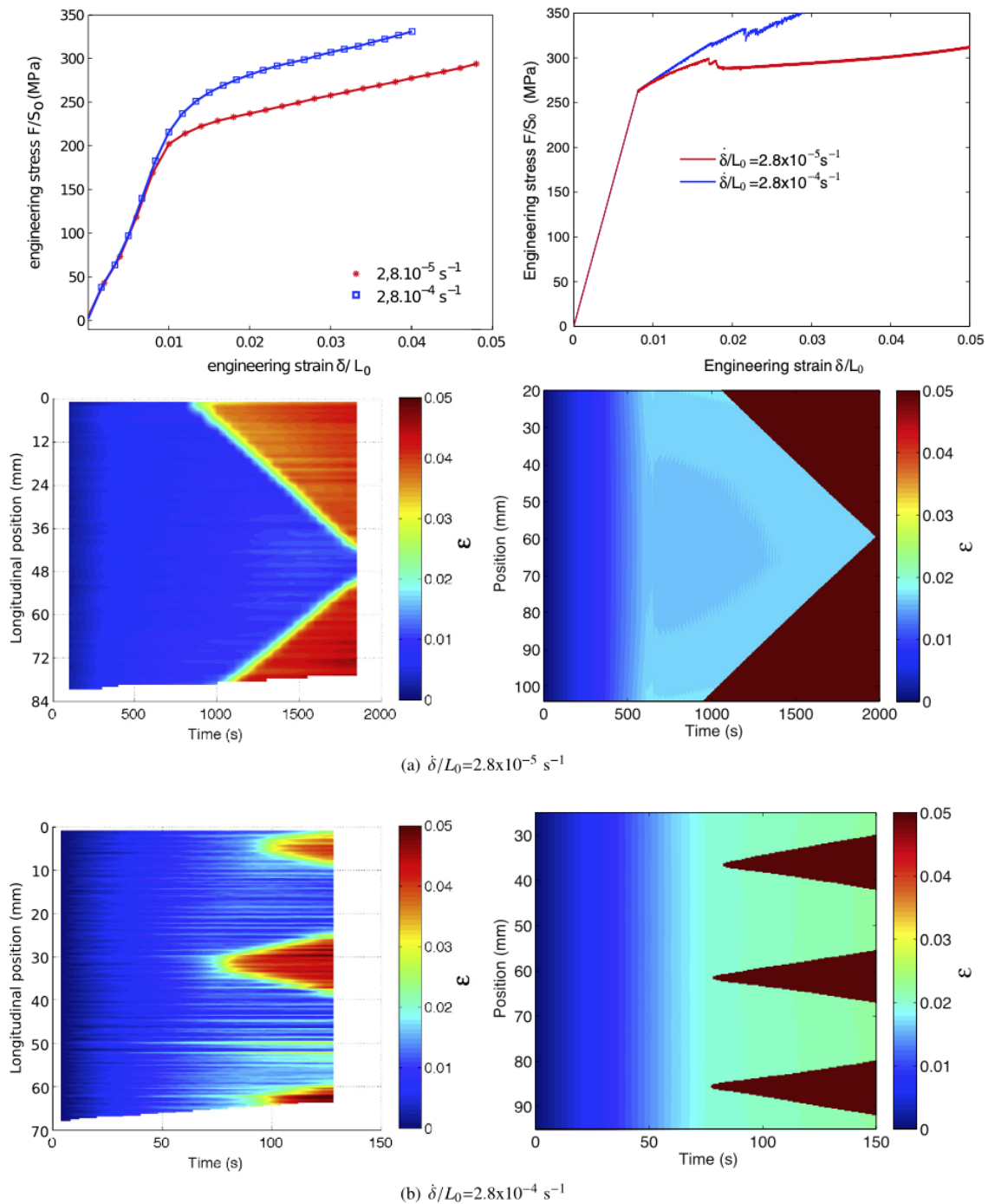


Figure 4.5 – Comparaison entre simulations (à droite) et expériences (à gauche) à différentes vitesses pour les mêmes géométries et conditions d'échange : en haut courbes de traction, cartes spatiotemporelles de la déformation axiale au milieu et cartes spatiotemporelles de la température en bas [Depriester et al., 2014]

modèle consiste en la prise en compte des phénomènes de nucléation puis propagation avec un saut entre la contrainte de nucléation et celle de propagation. La justification physique de ce saut est liée au rapport entre les énergies de volume (l'énergie libre) et les énergies de surface (incompatibilités).

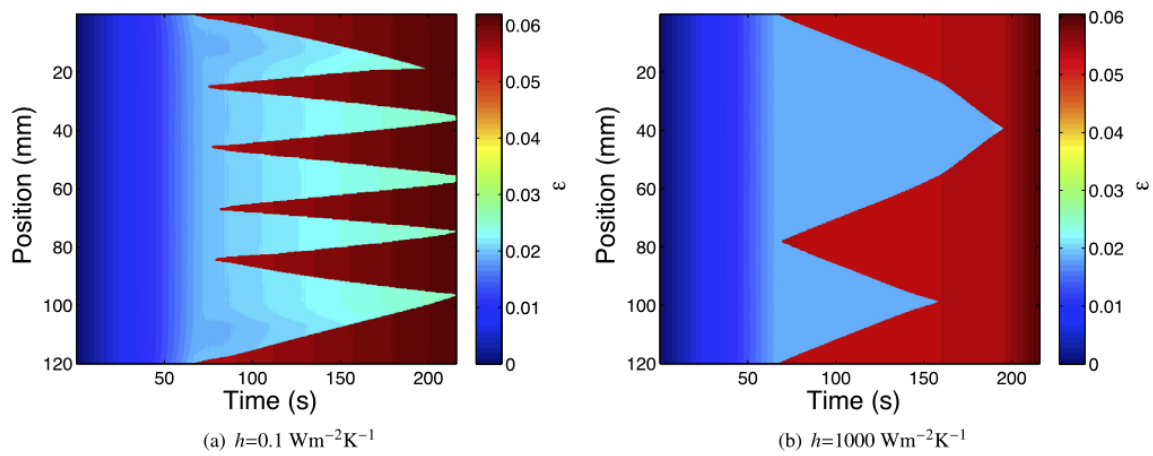


Figure 4.6 – Simulation de l'évolution spatiotemporelle de la déformation longitudinale pour une vitesse de $2,8 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$: (a) coefficient de convection faible, (b) coefficient de convection élevé [Depriester et al., 2014]

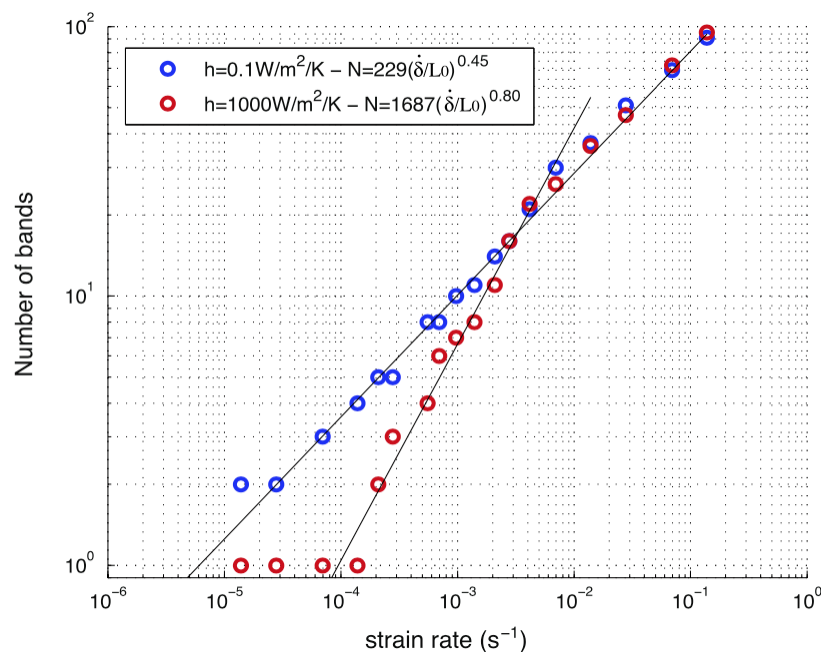


Figure 4.7 – Simulation du nombre de bandes qui apparaissent en fonction de la vitesse de déformation dans un diagramme log-log pour deux conditions de convection très différentes [Depriester et al., 2014]

Chapitre 5

Perspectives

Sommaire

5.1 Aspects multiaxiaux et échelle d'observation	114
5.2 Aspects calorimériques avec IRIC	115
5.3 Dosage volumique des phases au synchrotron	116
5.4 Nouveaux AMF Ti-Nb	118
5.4.1 Premières simulations micro-macro	119
5.4.2 Élaboration du matériau et caractérisation mutiaxiale	119
5.4.3 Moyens	120
5.5 Modèles de structure	121

5.1 Aspects multiaxiaux et échelle d'observation

À la suite des développements expérimentaux du chapitre 2, se pose évidemment la question de réaliser un essai combinant des chargements multiaxiaux que l'on puisse instrumenter à la fois par diffraction des rayons X pour la mesure des champs de phases et par IRIC pour la mesure des champs cinématique et thermique. La capacité de mini-Astrée s'étant révélée un peu juste, et nécessitant des éprouvettes dont la petite taille n'est pas très compatible avec la résolution spatiale des mesures de champs (cinématique et thermique) par caméra infrarouge, des essais dans une machine de plus forte capacité seraient préférables. Il faut néanmoins tenir compte de la taille maximale de bruts qu'il est possible d'obtenir en Ni-Ti. Par ailleurs, il serait plus adapté de bénéficier d'un accès aux deux faces de l'éprouvette, une face pour une mesure type IRIC et l'autre pour la diffraction des rayons X ce qui n'est pas possible dans mini-Astrée dont le châssis est fermé en dessous.

Puisqu'il est impossible de réaliser des essais homogènes, il est nécessaire d'envisager des essais hétérogènes comme par exemple ceux de [Chemisky et al., 2015] avec une éprouvette de forme complexe type Meuwissen [Meuwissen et al., 1998] pour forcer la localisation à des endroits précis (voir figure 5.1).

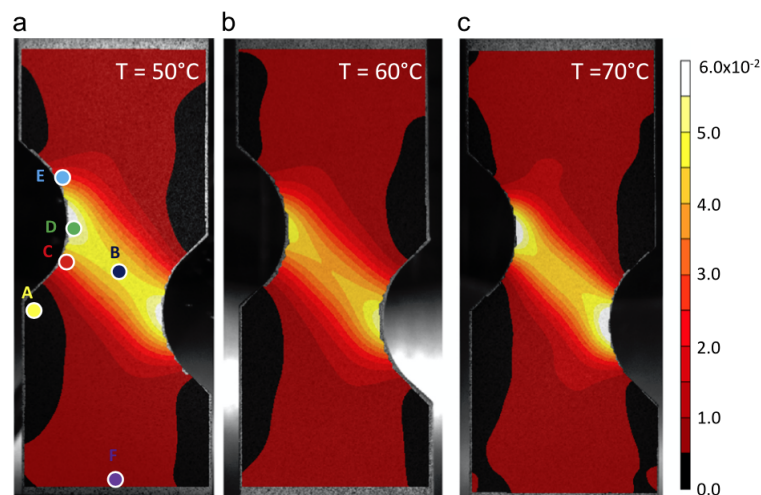


Figure 5.1 – Déformation axiale mesurée par CIN sur une éprouvette de type Meuwissen pour 3 températures [Chemisky et al., 2015]

Ces éprouvettes de type « structure » présentent l'avantage de permettre une caractérisation plus complète en un nombre limité d'essais puisque suivant la position dans l'éprouvette, les trajets de chargement et les modes de sollicitation peuvent varier de façon importante comme on peut le voir figure 5.2.

Ce type d'essai peut être mis en œuvre dans Astrée ; avec le berceau DRX accroché sur le vérin du haut pour la mesure des champs de phase par diffraction des rayons X [Chang, 2020] et une caméra infrarouge sous l'éprouvette permettant une mesure couplée des champs cinématique et thermique par la méthode IRIC [Maynadier et al., 2012b]. La mesure IRIC constitue ici un vrai plus, puisque lors des essais de [Chemisky et al., 2015], une hypothèse d'essai isotherme a dû être faite.

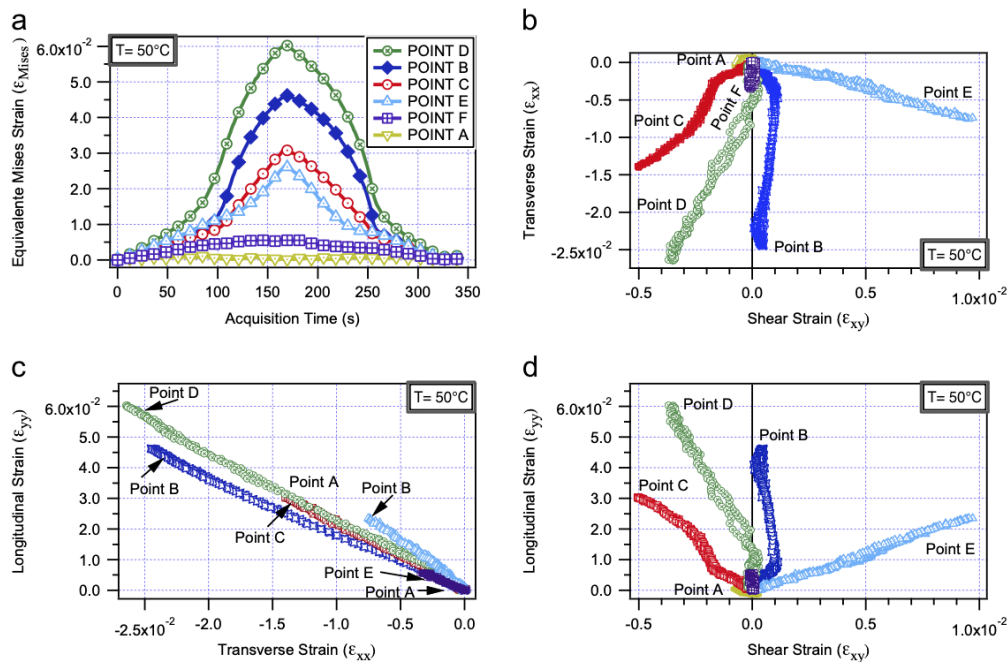


Figure 5.2 – Trajets de chargement locaux vus par les différents points définis figure 5.1 d'une éprouvette Meuwissen pendant l'essai à 50 °C [Chemisky et al., 2015]

Ces mesures nécessitent néanmoins, notamment pour estimer les contraintes locales ou procéder à des validations, de disposer d'un modèle de comportement 3D à l'échelle de la structure. Nous y reviendrons au paragraphe 5.5.

5.2 Aspects calorimériques avec IRIC

En complément de ce qui a été dit au paragraphe précédent, concernant les techniques expérimentales utilisées en elles-mêmes, le code IRIC gagnerait clairement, à être re-développé dans un cadre utilisant des éléments finis d'ordre supérieur, le principe général restant identique. En effet, les éléments utilisés à l'époque (Q4) ne sont pas compatibles avec une résolution des équations de la thermique dans le cas où il existe des hétérogénéités. L'équation de la chaleur, en particulier, nécessite de calculer un Laplacien et donc d'avoir des éléments au moins quadratiques des variables d'espace. Les travaux effectués jusqu'ici, notamment pour remonter aux termes sources sous chargement mécaniques [Louche et al., 2012; Schlosser et al., 2007] ou thermique [de Oliveira et al., 2020; Delobelle et al., 2013], très complémentaires des analyses DSC plus classiques, se sont tous heurtés à des difficultés de filtrage ou d'interpolation temporelle et spatiale des champs cinématique et/ou thermique qui seraient naturellement évités via une description de type éléments finis native. Une illustration de ces difficultés est donnée figures 5.3 et 5.4. Les systèmes de coordonnées des deux caméras ne sont pas les mêmes ainsi que leurs résolutions spatiales, par ailleurs les deux descriptions cinématique par CIN et thermique par caméra infrarouge sont intrinsèquement différentes, respectivement Lagrangienne et Eulérienne.

Par ailleurs, l'utilisation de techniques de régularisation du calcul de corrélation comme celles-vues

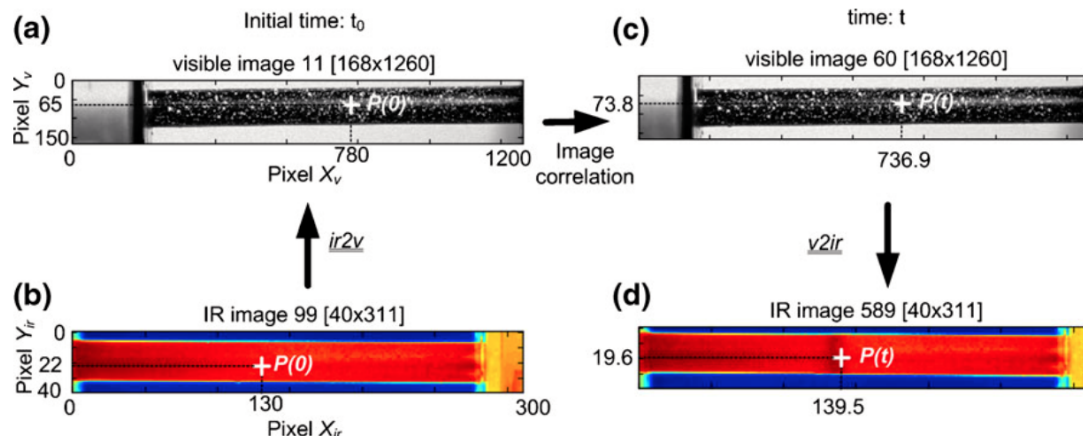


Figure 5.3 – Vue schématique des opérations de synchronisation spatiale : images initiales visible (a) et infrarouge (b) puis déformées visible (c) et infrarouge (d). Les transformations $v2ir$ et $ir2v$ permettent de passer de la vision Lagrangienne de la CIN à la vision Eulérienne des images IR [Louche et al., 2012]

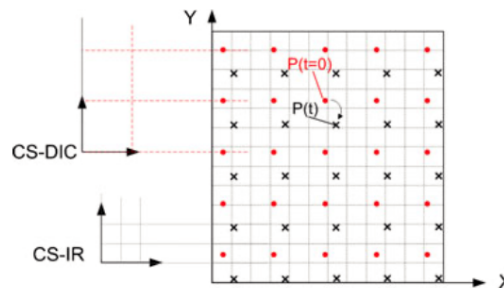


Figure 5.4 – Systèmes de coordonnées pour les caméras visible (CS-V) et infrarouge (CS-IR) et grilles associées. Une interpolation spatiale, bi-linéaire ou bi-cubique, est nécessaire [Louche et al., 2012]

au paragraphe 2.2.2 peut également être un vrai plus pour la convergence vers une solution qui ne soit pas un minimum local surtout dans un contexte de fortes hétérogénéités.

5.3 Dosage volumique des phases au synchrotron

Il serait par ailleurs très intéressant d'utiliser les approches POD du paragraphe 2.3 sur des spectres X réalisés en transmission sur des grands instruments comme le synchrotron plutôt que sur un diffractomètre de laboratoire. Ce type de mesure comporte intrinsèquement moins de bruit de fond, permet un balayage spatial beaucoup plus rapide du fait des énergies mises en jeu, et avec une résolution en volume, et non plus surfacique, très fine (voir figure 5.5). Je dispose déjà d'une bonne expérience sur ce type de mesures puisque j'ai déjà participé à une campagne de mesures par rayons X en transmission à l'ESRF (ligne ID22, expérience MA-3647, 18 shifts) en 2017, où il s'agissait de mesurer la relaxation des contraintes résiduelles sous un défaut de type choc dans un super alliage base nickel [Sadriji et al., 2018].

Il existe déjà dans la littérature des résultats de tels essais biaxiaux in-situ [Hsu et al., 2019] sur

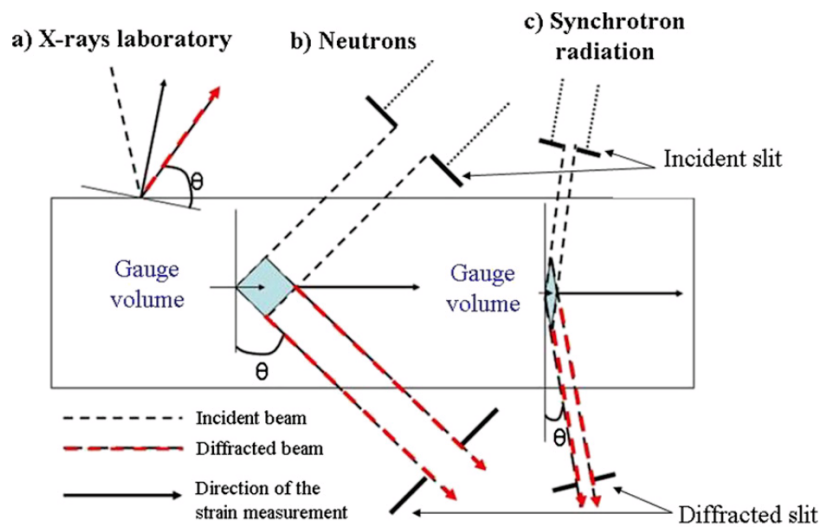


Figure 5.5 – Comparaison de différents types de rayonnements : diffraction de rayons X de laboratoire en réflexion, diffraction de neutrons en transmission, diffraction de rayons X en transmission au synchrotron [Malard et al., 2012]

du Ni-Ti mais les dosages de phases qui en sont déduits restent qualitatifs. Le dépouillement d'un tel essai avec les approches POD est parfaitement envisageable et pertinent dans ce cas. Un premier exemple de résultat obtenu est donné à la figure 5.6 où l'on voit l'apparition successive de la phase R puis de la martensite en fonction du chargement uniaxial appliqué.

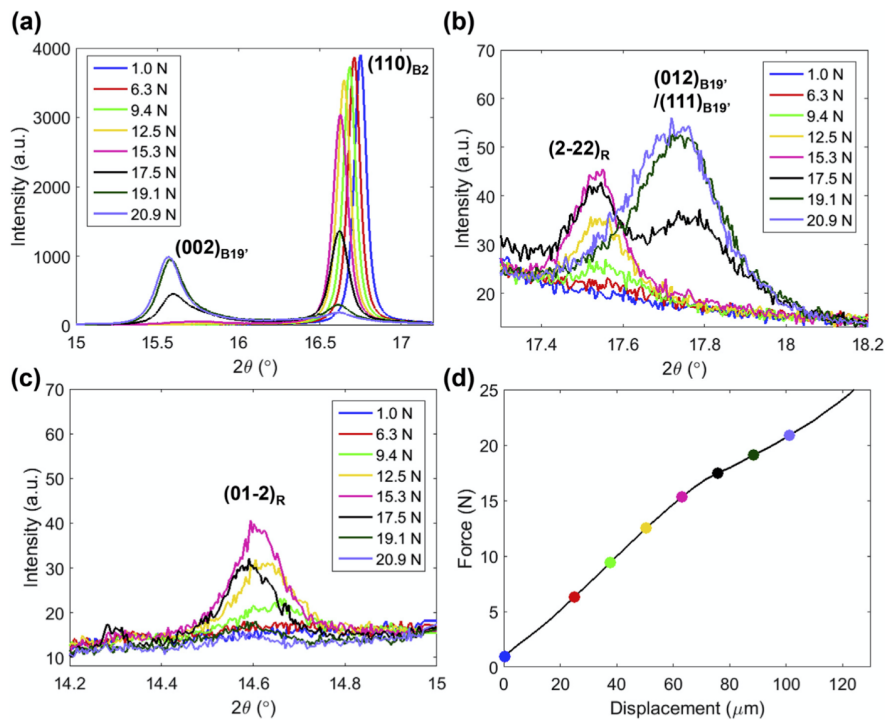


Figure 5.6 – Signature aux rayons X de l'apparition des différentes phases pour un essai uniaxial [Hsu et al., 2019]

Un second exemple de résultat est celui de la figure 5.7 où l'on voit l'évolution des variantes de martensite présentes en fonction du chargement (ici non proportionnel) appliqué. Une analyse POD avec enrichissement de la base pour tenir compte des différentes variantes apparaissant paraît tout à fait appropriée.

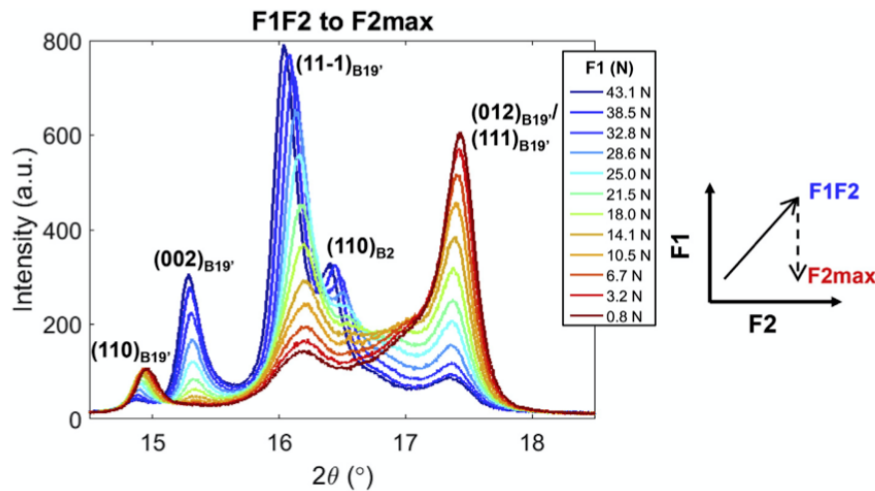


Figure 5.7 – Signature aux rayons X de l'évolution des variantes de martensite pour un trajet non proportionnel [Hsu et al., 2019]

5.4 Nouveaux AMF Ti-Nb

Parmi les nombreux alliages à mémoire de forme (AMF) seuls les alliages de type Ni-Ti sont à l'heure actuelle largement utilisés dans le domaine biomédical du fait de leur très bonne résistance à la corrosion, et leurs propriétés à mémoire de forme stables dans le temps. Néanmoins, le nickel pur est connu pour être un élément toxique et au fort potentiel allergisant. Cet état de fait a motivé ces dernières années de nombreuses études portant sur les propriétés d'alliages à mémoire de forme sans nickel, en particulier les alliages de la famille titane-niobium avec ou sans éléments d'addition [Kim et al., 2006; Miyazaki et al., 2006]. Ces alliages ont également un potentiel intéressant en tant que prothèses osseuses car leur module élastique est plus faible que celui des Ni-Ti et plus proche de celui de l'os ce qui permet à celui-ci de se régénérer dans de meilleures conditions. Il s'agit ici d'apporter une meilleure connaissance de cette nouvelle famille d'AMF en plusieurs étapes.

Pour le moment, beaucoup de ces nouveaux alliages Ti-Nb n'ont pu être testés mécaniquement ou thermiquement que sous forme de fils et certaines combinaisons de composition/traitement thermiques semblent plus prometteuses que d'autres, mais le manque de produits commerciaux volumiques (tôles, tubes ou barreaux) constitue un frein à l'étude de leur comportement notamment pour les sollicitations mécaniques multiaxiales. La connaissance de ces dernières est pourtant un enjeu important de la conception de dispositifs utilisant cette nouvelle famille d'AMF.

5.4.1 Premières simulations micro-macro

Les seules approches multiaxiales disponibles actuellement sont des « essais virtuels » sur un VER de type modèle micro-macro [Fall et al., 2019]. Dans ce dernier cas, ce sont le modèle de [Patoor, E. et al., 1996; Siredey et al., 1999] et le modèle dans sa version réversible du paragraphe 3.2 [Fall, 2017; Maynadier, 2012; Maynadier et al., 2011a], qui ont été testés de façon prometteuse sur un polycristal de Ti-Nb_{26at%}. Ces deux modèles ne nécessitent en effet pas de réaliser des identifications de paramètres via des essais mécaniques complexes et se contentent de caractérisations aisées à mettre en œuvre sur un fil par exemple. Il est ainsi possible de reproduire le comportement superélastique d'un fil en traction comme en figure 5.8. Les différences de comportement, comme le phénomène de sélection de différentes variantes de martensite suivant l'orientation du grain du VER par rapport à l'orientation du chargement macroscopiques sont également bien pris en compte (voir figures 5.9 et 5.10). Pour aller vers le comportement multiaxial, des surfaces seuils de début de transformation A → M ont également été simulées (figure 5.11).

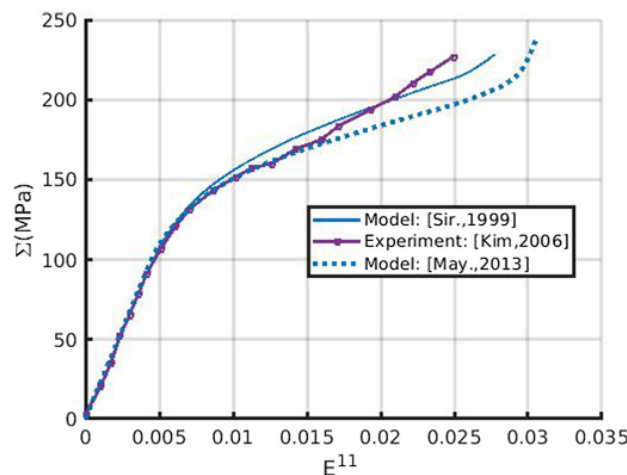


Figure 5.8 – Simulations d'un essai superélastique sur un polycristal de Ti-Nb_{26at%} avec les modèles de [Maynadier et al., 2011a] et de [Siredey et al., 1999] et comparé avec l'essai de traction sur un fil de [Kim et al., 2006], figure tirée de [Fall et al., 2019]

5.4.2 Élaboration du matériau et caractérisation mutiaxiale

Un des premiers enjeux est donc de pouvoir produire le Ti-Nb avec une stœchiométrie contrôlée sous forme de bandes et de plaques en quantité suffisante pour pouvoir réaliser une caractérisation plus complète du comportement thermomécanique et notamment de réaliser des essais sous chargement mécanique uniaxial et multiaxial.

Pour cela, il est prévu de travailler avec des partenaires notamment le DEMAR (Escola de Engenharia de Lorena USP- Brésil) et l'IRL Georgia Tech-CNRS à Georgia Tech Lorraine (Metz). Georgia Tech Lorraine est depuis longtemps un laboratoire leader dans l'analyse expérimentale et la modélisation des AMF [Chemisky et al., 2015; Lagoudas et al., 2006; Patoor et al., 2006]. Il possède également

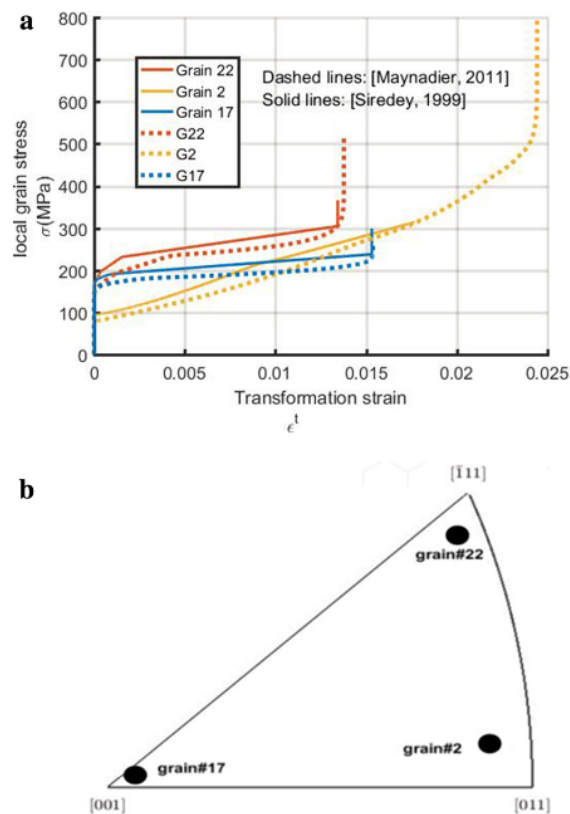


Figure 5.9 – Comportement local simulé avec les modèles de [Maynadier et al., 2011a] et de [Siredey et al., 1999] de quelques grains dans le VER (a) avec leurs orientations respectives (b) [Fall et al., 2019]

une grande expérience de l'influence du procédé d'élaboration (en termes de composition chimique, déformation à froid et traitement thermique) sur les propriétés mécaniques des AMF de la famille Ti-Nb [Elmay, 2013; Elmay et al., 2014; Laheurte et al., 2010]. Le DEMAR au Brésil est un laboratoire de métallurgie spécialisé dans l'élaboration d'alliages multiferroïques (AMF, supraconducteurs, matériaux magnétostrictifs). Il dispose par conséquent des moyens matériels et des connaissances nécessaires à l'élaboration et au traitement thermique de produits massifs tels que des tôles ou des barreaux en alliages de type Ti-Nb.

L'objectif sera ensuite de réaliser les essais thermomécaniques de validation du comportement en bénéficiant de l'expérience acquise sur le Ni-Ti et en reprenant donc les éléments des paragraphes 5.1 et 5.2.

5.4.3 Moyens

Sur ce projet particulier, Marie Caruel doit débiter sa thèse en septembre 2020 sur un financement de type Contrat Doctoral Spécifique pour Normalien (CDSN). Il est également prévu de déposer un projet CAPES-COFECUB en 2021-2022 pour financer les séjours dans le cadre de la collaboration avec le DEMAR. Enfin il est envisagé que ce travail fasse l'objet d'un dépôt de projet ANR 2021 en partenariat avec l'IRL Georgia Tech-CNRS.

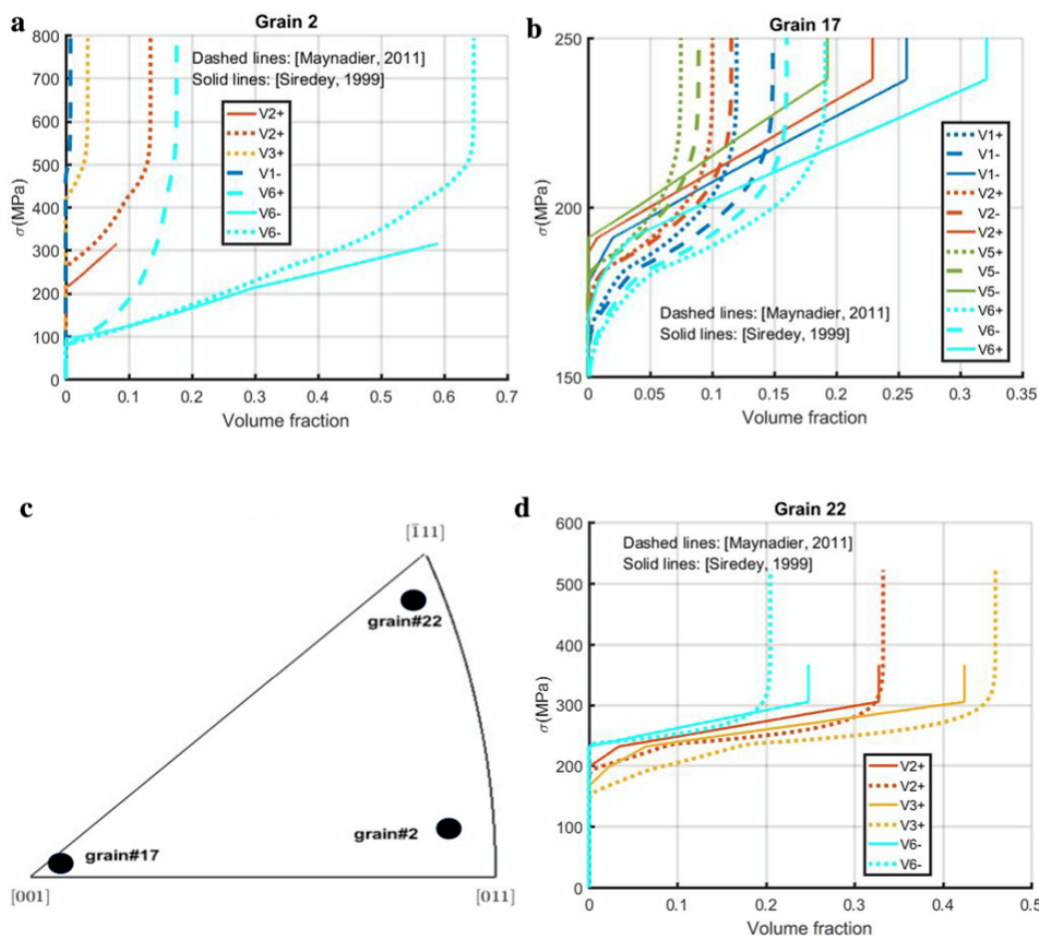


Figure 5.10 – Simulation avec les modèles de [Maynadier et al., 2011a] et de [Siredey et al., 1999] de la sélection des variantes dans quelques grains du VER avec leurs orientations [Fall et al., 2019]

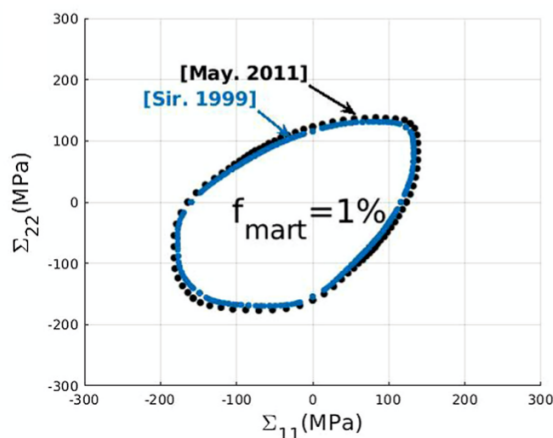


Figure 5.11 – Simulation de la surface seuil à 1% de martensite avec les modèles de [Maynadier et al., 2011a] et de [Siredey et al., 1999] sur un VER de Ti-Nb_{26at%} [Fall et al., 2019]

5.5 Modèles de structure

Comme nous l'avons vu, les hétérogénéités de comportement ont une influence très importante sur le comportement des structures en AMF que l'on peut concevoir. Or les localisations ne peuvent

pas être prises en compte par des approches de type VER et nécessitent l'utilisation de calculs de structures.

À ce stade, plusieurs pistes sont envisagées :

- Élaborer un modèle de structure sur la base des approches 1D du chapitre 4 avec un calcul en différences finies. Cette approche est déjà éprouvée en 1D pour des alliages de nickel-titane, mais elle utilise pour l'instant une loi de comportement beaucoup trop rudimentaire [Depriester et al., 2014].
- Utiliser une version simplifiée du modèle de VER micro-macro pour générer le comportement d'un élément dans un calcul de structure à l'image de ce qui a pu se faire sur les modèles magnéto-mécaniques dans [Lazreg and Hubert, 2011]. Cette piste en particulier offre des potentialités très importantes pour le dimensionnement d'applications en AMF et est, à ce titre, à favoriser pour de futures collaborations industrielles.
- Une autre approche, toujours 1D, a été démarrée lors de la thèse de Xuyang Chang [Chang, 2020] (voir annexe B), basée sur les tirages de Monte-Carlo. Cette approche utilise les opérateurs d'interface des travaux de [Siredey et al., 1999] pour prendre en compte les sauts de déformation et de contrainte entre les variantes. Les premiers résultats semblent prometteurs. L'approche est également à replacer dans le contexte d'autres travaux, notamment ceux de [Chen and Schuh, 2015] qui utilise aussi des tirages de Monte-Carlo couplés à une simulation éléments finis afin d'effectuer des calculs de structures (simples) en Ni-Ti. Un exemple de problème traité est donné figure 5.12 avec les résultats correspondants figure 5.13.

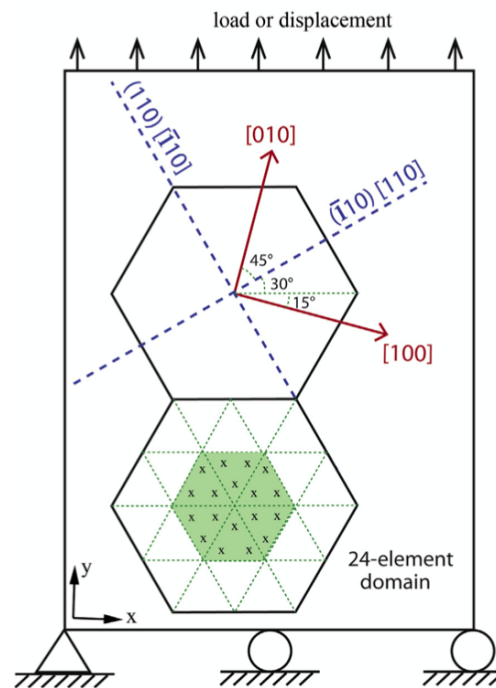


Figure 5.12 – Conditions aux limites du modèle avec chaque domaine de transformation modélisé comme un hexagone contenant 24 éléments [Chen and Schuh, 2015]

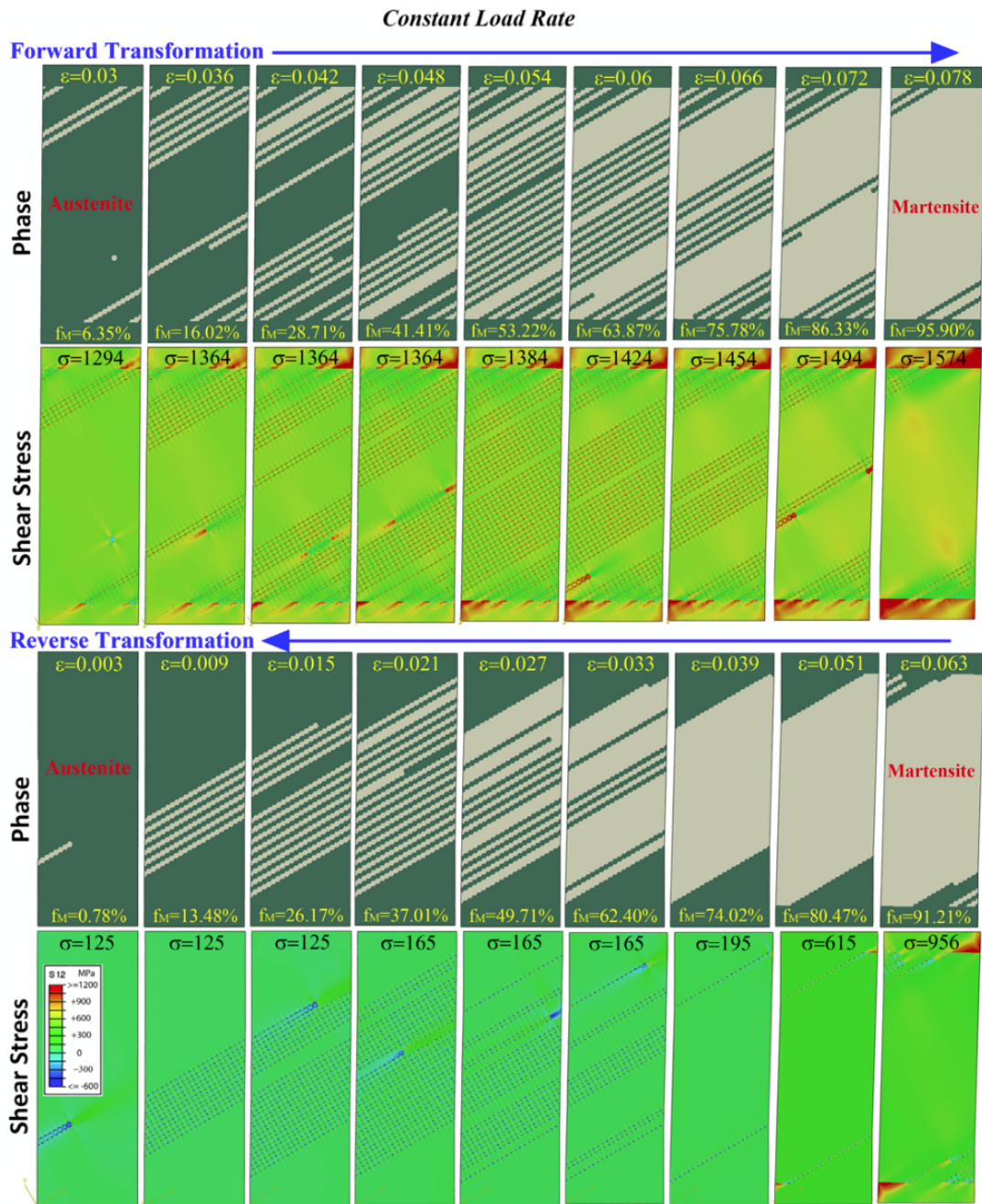


Figure 5.13 – Phases (austénite en vert et martensite en beige) et niveau de contrainte de cisaillement à la charge et à la décharge [Chen and Schuh, 2015]

Ce projet d'élaboration d'un modèle de structure fait également partie des axes de recherche qui seront proposés à Marie Caruel en septembre 2020. Il s'agira dans un premier temps d'être capable de prédire la phénoménologie des essais réalisés, puis dans un second temps de fournir des informations pertinentes pour la conception de nouvelles structures en TiNb.

Conclusion

Ces perspectives de recherche sur les AMF de façon générale couvrent ainsi des domaines variés. On peut noter que pour traiter ce type de matériaux à forts couplages thermo-mécaniques le développement conjoint de modèles de VER et d'outils de simulation de structures ainsi que d'essais complexes instrumentés est indispensable. À ce stade, les verrous existants sur les outils expérimentaux semblent mieux cernés ainsi que la façon d'arriver à les lever. À l'inverse, le travail sur un outil de calcul de structure efficace avec l'implémentation d'un modèle de VER simplifié et la gestion des localisations est encore à un stade plus prospectif.

Conclusion

Ce mémoire présente le bilan des différents éléments développés ces dernières années qui contribuent à une meilleure connaissance des AMF et des Ni-Ti en particulier. Pour traiter les forts couplages et les hétérogénéités de comportements qui se produisent dans ces matériaux, il a été nécessaire de faire la part belle aux outils de type mesure de champs (cinématique, thermique, dosage de phases) et aux essais multiaxiaux complexes. Les modèles de comportement multi-échelle et multiphysiques font également partie des des clefs d'étude. Tous ces développements s'appliquent bien sûr à d'autres problématiques qui n'ont pas été évoquées jusque là.

Une thématique en particulier est en cours de développement dans le cadre de la thèse de Mahmoud Abdel Hafiz [[Abdel Hafiz, 2022](#)] en collaboration avec le CEA sur les matériaux supraconducteurs de type Nb₃Sn. Ce composé intermétallique permet d'obtenir des champs magnétiques très élevés (jusqu'à 16 Teslas) nécessaires pour les grands projets d'accélérateurs de particules du CERN. Pour obtenir les meilleures performances de brins conducteurs à base de Nb₃Sn, un procédé appelé Restack Road Process (RRP) est utilisé.

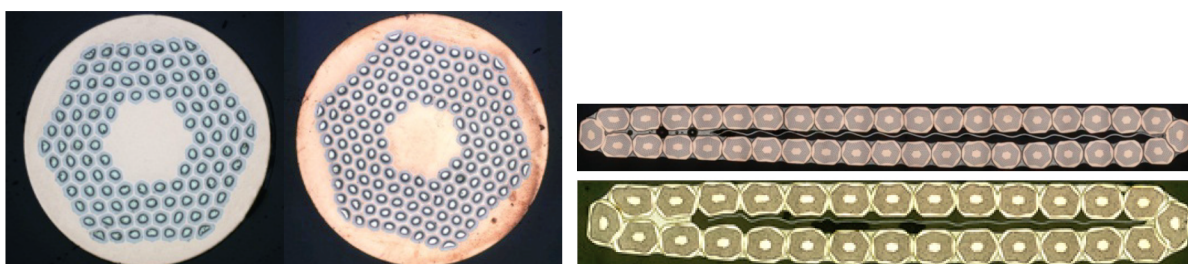


Figure 5.14 – Sections d'un brin (à gauche) et d'un câble de Rutherford (à droite) supraconducteur en Nb₃Sn obtenus par le procédé RRP [[Barzi et al., 2016](#)]

Ces brins sont ensuite utilisés sous forme de câbles de Rutherford (voir figure 5.14), limitant les effets inductifs au sein des conducteurs ce qui permet la mise en forme des bobines tout en transportant un courant élevé et en autorisant une inductance de l'aimant relativement faible. Le procédé RRP nécessite un traitement thermique long par paliers de température allant jusqu'à 665°C (voir figure 5.15). Pour pallier la fragilité du Nb₃Sn, les conducteurs et les bobines sont mis en forme avant le traitement thermique. Il est cependant établi que des déformations et des changements de dimension, non-linéaires, ont lieu durant le traitement thermique, conséquences de divers procédés de diffusion, changements de phase et changements de propriétés des matériaux, et que ces changements

de dimension sont suffisantes pour induire des contraintes résiduelles qui dégradent les performances du supraconducteur, voire qui l'endommagent de manière irréversible. Afin de limiter les dégradations de performance et ainsi optimiser les performances des futures bobines, il est nécessaire de quantifier les changements de dimensions liés à ces différents phénomènes afin d'adapter les outillages de fabrication.

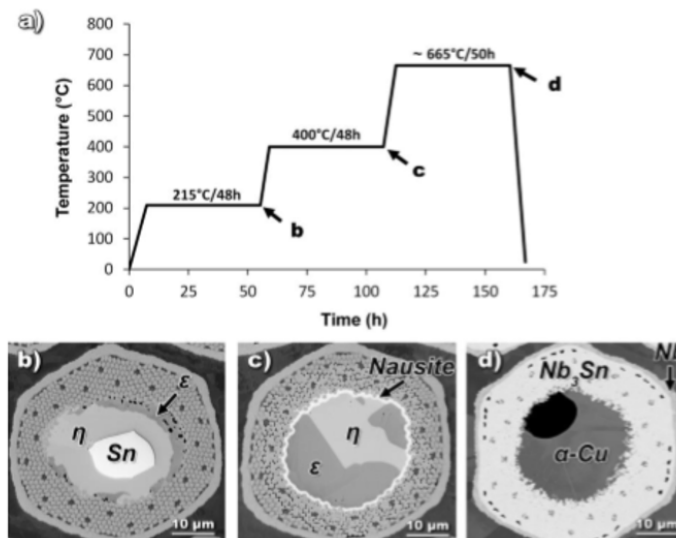


Figure 5.15 – Étapes du traitement thermique du brin de Nb₃Sn pendant le procédé RRP [Sanabria et al., 2019]

La problématique des changements de dimensions au sein de conducteurs à base de Nb₃Sn durant le traitement thermique, ainsi que leurs conséquences sont désormais bien identifiées. Une méthode de CIN in-situ à chaud (voir figure 5.16), permettant de mesurer des champs de déformations dans le plan durant le traitement thermique sur un câble de Rutherford en Nb₃Sn a été proposée. Elle constitue la première étape d'un programme expérimental plus vaste, permettant de comprendre puis prédire les changements de dimensions liés au traitement thermique.

En parallèle, un modèle axisymétrique multiphysique de comportement à l'échelle du brin supraconducteur est en cours de développement (voir figure 5.17). Il s'agit de tenir compte des phénomènes de diffusion, de changements de phases et de propriétés des matériaux qui se produisent pendant le traitement thermique pour prédire les déformations du brin et estimer les contraintes internes induites.

Avec les outils mis en place, il est donc possible d'envisager des applications dans des domaines bien plus variés que celui des AMF.

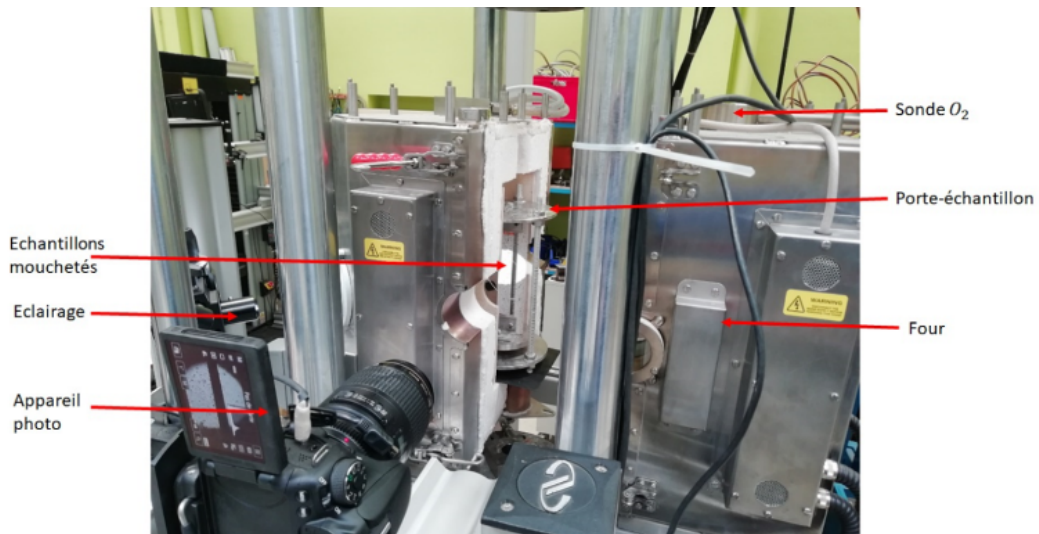


Figure 5.16 – Photo du dispositif expérimental de CIN in-situ à chaud [Hafiz et al., 2020]

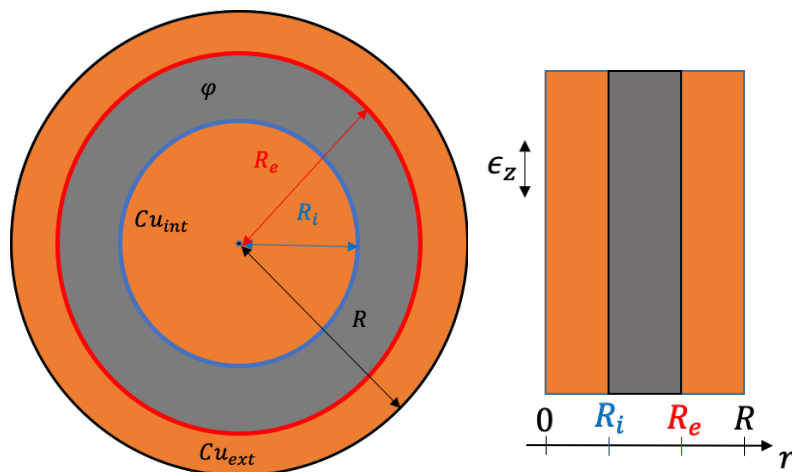


Figure 5.17 – Géométrie du modèle multiphysique : cuivre à l'intérieur et à l'extérieur du brin et zone multiphasée φ intermédiaire [Abdel Hafiz, 2022]

Annexe A

Curriculum vitae

LAVERNHE-TAILLARD Karine
40 ans, née le 31/10/1979
Mariée, 2 enfants

NUMEN : 29E0455144CJY
Échelon : 7^e depuis janvier 2019
Classe : normale

Positions

- 2012 - ce jour **Maîtresse de Conférences à l'École Normale Supérieure Paris-Saclay**
 - Enseignement effectué au Département de Génie Mécanique (DGM)
 - Recherche menée au Laboratoire de Mécanique et Technologie (LMT), au secteur Mécanique et Matériaux

- 2006-2012 **Professeure Agrégée à l'École Normale Supérieure de Cachan**
avec décharge pour travaux de recherche (service statutaire de 192h éq. TD par an)
 - Enseignement effectué au Département de Génie Mécanique (DGM)
 - Recherche menée au Laboratoire de Mécanique et Technologie (LMT), au secteur Mécanique et Matériaux

Formation et diplômes

- 2003 - 2006 : **Thèse de doctorat au LMT** [lien TEL](#)
 - Titre : Étude du comportement thermomécanique des Alliages à Mémoire de Forme sous sollicitations multiaxiales complexes
 - Jury : Président : Etienne Patoor, Rapporteurs : Denis Favier et Philippe Pilvin, Examinateurs : Shabnam Arbab-Chirani et Christian LExcellent, Directeur de thèse : Ahmed Benallal, Co-encadrant : Sylvain Calloch
 - Université d'inscription : École Normale Supérieure de Cachan
 - Date de soutenance : 11 décembre 2006
- 2002 : agrégation externe de Mécanique (rang 5^e)
- 1999 - 2003 : élève normalienne à l'ENS Cachan, concours PSI

Activités d'enseignement

- 2016 - ce jour : représentante pour l'école normale supérieure Paris-Saclay (établissement porteur) du parcours de master 2 Materials and Engineering Sciences in Paris (MAGIS) à l'Université Paris-Saclay

- 2007 - ce jour : responsable pédagogique du parcours de master 2 MAGIS
- responsabilité de 4 modules d'enseignement en master 1^{re} et 2^e année
- rayonnement pour la formation en mécanique des matériaux : action à l'international (Beijing, Chine)

Activités de recherche

- encadrements :

Thèses soutenues avec taux \geq 25%	Thèses en cours avec taux \geq 25%	Masters 2 en laboratoire avec taux \geq 50%
4	2	10

- travaux scientifiques :

Revue référencée Scopus ou WoS-JCR internationales	Congrès	
	internationaux	nationaux
12	27	17

- bibliométrie (au 12 juin 2020) :

Scopus		Web of Science		Google Scholar		
citations	h-index	citations	h-index	citations	h-index	i10-index
190	7	136	6	324	9	9

- mots clés : Alliages à Mémoire de Forme ; couplages thermo-mécaniques ; multiaxial ; modélisation multiéchelle ; mesures de champs ; diffraction des rayons X

Annexe B

Production scientifique

B.1 Articles dans des revues internationales à comité de lecture reconnues

1. X. Chang, K. Lavernhe-Taillard, and O. Hubert. Stochastic multiscale modeling of the thermo-mechanical behavior of polycrystalline shape memory alloys. *Mechanics of Materials*, 144 :103361, 2020. ISSN 0167-6636. doi: 10.1016/j.mechmat.2020.103361
2. M. D. Fall, E. Patoor, O. Hubert, and K. Lavernhe-Taillard. Comparative study of two multiscale thermomechanical models of polycrystalline shape memory alloys : Application to a representative volume element of titanium–niobium. *Shape Memory and Superelasticity*, 5(2) :163–171, 2019. doi: 10.1007/s40830-019-00216-7
3. M. D. Fall, O. Hubert, F. Mazaleyrat, K. Lavernhe-Taillard, and A. Pasko. A multiscale modeling of magnetic shape memory alloys : Application to nimga single crystal. *IEEE Transactions on Magnetics*, 52(5) :1–4, May 2016. ISSN 0018-9464. doi: 10.1109/TMAG.2016.2514705
4. D. Depriester, A. Maynadier, K. Lavernhe-Taillard, and O. Hubert. Thermomechanical modelling of a niti sma sample submitted to displacement-controlled tensile test. *International Journal of Solids and Structures*, 51(10) :1901 – 1922, 2014. ISSN 0020-7683. doi: 10.1016/j.ijsolstr.2014.01.027
5. B. Beaubier, J.-E. Dufour, F. Hild, S. Roux, S. Lavernhe, and K. Lavernhe-Taillard. Cad-based calibration and shape measurement with stereodic. *Experimental Mechanics*, 54(3) :329–341, Mar 2014. ISSN 1741-2765. doi: 10.1007/s11340-013-9794-6
6. A. Maynadier, M. Poncelet, K. Lavernhe-Taillard, and S. Roux. One-shot measurement of thermal and kinematic fields : Infrared image correlation (iric). *Experimental Mechanics*, 52(3) :241–255, Mar 2012b. ISSN 1741-2765. doi: 10.1007/s11340-011-9483-2
7. K. Lavernhe-Taillard, S. Calloch, S. Arbab-Chirani, and C. LExcellent. Multiaxial shape memory effect and superelasticity. *Strain*, 45(1) :77–84, 2009a. doi: 10.1111/j.1475-1305.2008.00528.x
8. K. Taillard, S. A. Chirani, S. Calloch, and C. LExcellent. Equivalent transformation strain and its relation with martensite volume fraction for isotropic and anisotropic shape memory alloys. *Mechanics of Materials*, 40(4) :151 – 170, 2008. ISSN 0167-6636. doi: 10.1016/j.mechmat.2007.07.005

B.2 Articles dans des revues internationales à comité de lecture "special issues"

1. A. Maynadier, D. Depriester, K. Lavernhe-Taillard, and O. Hubert. Thermo-mechanical description of phase transformation in ni-ti shape memory alloy. *Procedia Engineering*, 10 :2208 – 2213, 2011a. ISSN 1877-7058. doi: 10.1016/j.proeng.2011.04.365. 11th International Conference on the Mechanical Behavior of Materials (ICM11)
2. K. Taillard, P. Blanc, S. Calloch, and C. LExcellent. Phase transformation yield surface of anisotropic shape memory alloys. *Materials Science and Engineering : A*, 438-440 :436 – 440, 2006. ISSN 0921-5093. doi: 10.1016/j.msea.2006.01.111. Proceedings of the International Conference on Martensitic Transformations
3. S. Calloch, K. Taillard, S. A. Chirani, C. LExcellent, and E. Patoor. Relation between the martensite volume fraction and the equivalent transformation strain in shape memory alloys. *Materials Science and Engineering : A*, 438-440 :441 – 444, 2006. ISSN 0921-5093. doi: 10.1016/j.msea.2005.12.072. Proceedings of the International Conference on Martensitic Transformations
4. C. Bouvet, S. Calloch, K. Taillard, and C. LExcellent. Experimental determination of initial surface of phase transformation of sma. *J. Phys. IV France*, 115 :29–36, 2004. doi: 10.1051/jp4:2004115004

B.3 Communications dans des congrès internationaux à comité de lecture et actes publiés

1. O. Hubert, K. Lavernhe-Taillard, M. D. Fall, X. Chang, M. Savary, and O. Sevestre. Multiscale approach for the modeling of chemo-magneto-thermo-mechanical couplings – reversible framework. In *THERMEC 2018*, volume 941 of *Materials Science Forum*, pages 2290–2295. Trans Tech Publications, janvier 2019. doi: 10.4028/www.scientific.net/MSF.941.2290

B.4 Communications dans des congrès internationaux avec actes à diffusion restreinte

1. E. Rochepault, M. Abdel Hafiz, H. Felice, O. Hubert, K. Lavernhe-Taillard, and C. Lorin. Dimensional changes of Nb3Sn conductors during heat treatment using digital image correlation. In *MT26 International conference on Magnet Technology*, Vancouver, Canada, September 2019
2. B. Sadriji, Y. Guilhem, K. Lavernhe-Taillard, W. Tezeghdanti, S. Gourdin, D. Soria, and S. Pomnier. Synchrotron x-ray diffraction measurements of 3d residual strain fields below surface anomaly in a nickel-base superalloy. In *International Conference on Fatigue Damage of Structural Materials XII (FATDXII)*, Sept. 2018
3. X. Chang, K. Lavernhe-Taillard, and O. Hubert. Observation of martensite phase transformation in shape memory alloys using a combined XRD-DIC technique. In *ESOMAT 2018 11th European Symposium on Martensitic Transformations*, Metz, France, Aug. 2018
4. O. Hubert, M. D. Fall, and K. Lavernhe-Taillard. Multiscale thermo-chemo-magneto-mechanical modeling of polycrystalline magnetic shape memory alloys. In *8th International Conference on Multiscale Materials Modeling (MMM2016)*, Dijon, France, Oct. 2016

B.4. COMMUNICATIONS DANS DES CONGRÈS INTERNATIONAUX AVEC ACTES À DIFFUSION RESTREINTE

5. M. D. Fall, O. Hubert, and K. Lavernhe-Taillard. Multiscale modelling of chemo-magneto-elastic couplings in Magnetic Shape Memory Alloys. In *9th European Solid Mechanics Conference (ESMC 2015)*, Madrid, Spain, July 2015a
6. M. D. Fall, O. Hubert, K. Lavernhe-Taillard, and A. Maynadier. In-situ X-Rays Diffraction and Multiscale Modeling of Shape Memory Alloys. In *SEM 2014*, page 8 p., Greenville, United States, 2014a
7. M. D. Fall, K. Lavernhe-Taillard, A. Maynadier, and O. Hubert. Validation of Shape Memory Alloys Multiscale Modeling thanks to in-situ X- Rays Diffraction. In *ICEM16*, page 2 p., Cambridge, United Kingdom, 2014c
8. M. Winter, K. Lavernhe-Taillard, J. P. Cordebois, and B. R. Identification of anisotropic elasto-plastic and damage behavior from arcan tests instrumented with digital image correlation. In *ICEM16*, Cambridge, United Kingdom, 2014
9. M. D. Fall, K. Lavernhe-Taillard, A. Maynadier, and O. Hubert. Validation of a Multiscale Modeling of Thermomechanical Behavior of Shape Memory Alloys thanks to in-situ X-Rays Diffraction. In *8th International Conference on PROCESSING & MANUFACTURING OF ADVANCED MATERIALS Processing, Fabrication, Properties, Applications - Thermec 2013*, Las Vegas, United States, Dec. 2013
10. B. Beaubier, K. Lavernhe-Taillard, R. Billardon, and C. Boucq. Temperature and displacement fields measurements to assist the numerical simulation of the welding-brazing process of thin automotive parts. In *16th annual ESAFORM Conference on Material Forming*, Aveiro, Portugal, Avril 2013a
11. B. Beaubier, K. Lavernhe-Taillard, R. Billardon, C. Boucq, P. Laloue, and B. Darciaux. Identification of welding heat sources from infrared temperature measurements. In *SEM 2013 Annual Conference and Exposition on Experimental and Applied Mechanics*, Lombard, USA, juin 2013b
12. M. Winter, K. Lavernhe-Taillard, J. P. Cordebois, and R. Billardon. Identification of the anisotropic elasto-plastic behaviour of aluminium alloy sheet from arcan tests instrumented with digital image correlation. In *16th annual ESAFORM Conference on Material Forming*, Aveiro, Portugal, Avril 2013
13. B. Beaubier, K. Lavernhe-Taillard, G. Besnard, S. Lavernhe, F. Hild, and S. Roux. CAD-based Calibration of a 3D DIC System. In *SEM 2012 Annual Conference and Exposition on Experimental and Applied Mechanics*, Costa Mesa, USA, June 2012a
14. B. Beaubier, K. Lavernhe-Taillard, G. Besnard, S. Roux, R. Billardon, F. Hild, and P. Auger. Cad-based calibration of a 3d dic system applied to the welding brazing process of automotive thin steel sheets. In *ICEM15*, Porto, Portugal, Juillet 2012b
15. A. Maynadier, M. Poncelet, K. Lavernhe-Taillard, and S. Roux. InfraRed Image Correlation : a new method for characterizing thermal and displacement fields. In *Proc. of QIRT 2012*, Naples, Italie, 2012c
16. A. Maynadier, K. Lavernhe-Taillard, M. Poncelet, and O. Hubert. Heat sources determination in Ni-Ti shape memory alloys. In *Proc. of International Symposium on Plasticity 2011*, Puerto Vallarta, Mexique, 2011c
17. A. Maynadier, K. Lavernhe-Taillard, M. Poncelet, and O. Hubert. Thermomechanical characterization of transformation bands in NiTi shape memory alloys. In *Photomechanics 2011*, Brussels, Belgium, 2011d
18. A. Maynadier, M. Poncelet, K. Lavernhe-Taillard, and S. Roux. One Shot measurement of thermal and kinematic fields from Infra-Red Image Correlation (IRIC). In *Proc. of ICEM 14*, Poitiers, France, juillet 2010b

19. A. Maynadier, M. Poncelet, K. Lavernhe-Taillard, and S. Roux. One Shot measurement of thermal and kinematic fields : Infra-Red Image Correlation. In *Proc. of SEM 2010 Annual Conference*, Indianapolis, USA, juin 2010c
20. R. Laydi, E. Gibeau, C. LExcellent, and K. Lavernhe-Taillard. Phase transformation yield surfaces for anisotropic shape memory alloys and surfaces transport. In *IV ECCOMAS Thematic Conference on Smart Structures and Materials, SMART'09*, Porto, Portugal, July 2009
21. K. Taillard, S. Calloch, S. Arbab-Chirani, and C. LExcellent. Multiaxial one way shape memory effect and superelasticity. In *ICEM*, Alexandroupolis, Greece, juillet 2007a. June 1-6
22. K. Taillard, S. Calloch, S. Arbab-Chirani, and C. LExcellent. Multiaxial one way shape memory effect : experimental investigation on a Ni Ti alloy. In *EUROMAT'07*, Nuremberg, Germany, 2007b. September 10-13
23. K. Taillard, S. Calloch, C. LExcellent, and C. Bouvet. Isothermal and anisothermal 3D behavior of shape memory alloys. In *EUROMAT 2005*, Prague, Czech Republic, 2005b. September 5-8
24. K. Taillard, S. Calloch, C. Bouvet, and C. LExcellent. Determination of phase transformation yield surface of anisotropic shape memory alloys. In *ICTAM XXI, Session Mechanics of Phase Transformations*, 2004a
25. K. Taillard, S. Calloch, C. LExcellent, and C. Bouvet. Determination and modeling of equivalent stress and equivalent transformation strain for polycrystalline textured shape memory alloys. In *IFAMST*, Troyes, France, 4-7 juillet, 2004b
26. C. LExcellent, P. Blanc, K. Taillard, S. Calloch, and C. Bouvet. Phase transformation yield surface determination of isotropic and textured shape memory alloys. In *International Symposium Developments in Plasticity and Fracture; Centenary of MT HUBER Criterion*, 2004

B.5 Communications dans des congrès nationaux

1. M. A. Hafiz, H. Felice, O. Hubert, K. Lavernhe-Taillard, C. Lorin, and E. Rochepault. Thermomécanique du supraconducteur Nb₃Sn durant son traitement thermique : mise en place d'un dispositif expérimental. In *Colloque Mécamat Aussois*, page 4 p., Aussois, France, 2020
2. X. Chang, K. Lavernhe-Taillard, M. Bonnet, S. Roux, and O. Hubert. Combined observation between Digital Images Correlation and X-ray diffraction for a 1D in-situ tensile loading test perform on Ni-Ti Shape Memory alloy. In *Congrès Français de Mécanique*, Brest, France, Aug. 2019
3. X. Chang, M. D. Fall, K. Lavernhe-Taillard, and O. Hubert. Application of Regularized Digital Images Correlation Analysis to the Tensile Test of NiTi Shape Memory Alloy. In *23ème Congrès Français de Mécanique 2017*, Lille, France, Aug. 2017
4. M. D. Fall, K. Lavernhe-Taillard, and O. Hubert. Validation par diffraction des rayons X d'un modèle multi échelle de transformation de phase des alliages à mémoire de forme. In *Congrès Français de Mécanique 2015 (CFM 2015)*, Lyon, France, Aug. 2015b. AFM
5. M. D. Fall, K. Lavernhe-Taillard, and O. Hubert. Validation par diffraction des rayons X d'un modèle multi-échelle de transformation de phase des alliages à mémoire de forme. In *Colloque Mécamat Aussois*, page 4 p., Aussois, France, 2014b
6. B. Beaubier, K. Lavernhe-Taillard, C. Boucq, and R. Billardon. Mesure de champs de température et de déplacements pour la simulation numérique du soudo-brasage de tôles minces pour automobiles. In *SNS (11ème colloque Simulation Numérique du Soudage)*, Paris, France, mars 2013c

7. P. Aimedieu, O. Hubert, K. Lavernhe, M. D. Fall, P. Mella, M. Rekik, and A. Souto-Label. Réalisation d'un diffractomètre in situ de forte puissance pour le dosage de phase et la mesure des déformations de réseau. In *RX et matière*, Nantes, France, 2013
8. A. Maynadier, K. Lavernhe-Taillard, and O. Hubert. Modélisation micro-macro du comportement d'un AMF sous sollicitations multiaxiales. In *Colloque MECAMAT 2012*, Aussois, France, Jan. 2012a
9. A. Maynadier, D. Depriester, K. Lavernhe-Taillard, and O. Hubert. Modélisation polycristalline du comportement d'un alliage à mémoire de forme (amf) de type ni-ti sous sollicitations multiaxiales. In *20ème Congrès Français de Mécanique*, Besançon, France, août 2011b
10. K. Lavernhe-Taillard, A. Maynadier, M. Poncelet, and A. Benallal. Caractérisation thermo-mécanique et modélisation des bandes de transformation dans un alliage à mémoire de forme. In *20ème Congrès Français de Mécanique*, Besançon, France, août 2011
11. A. Maynadier, M. Poncelet, and K. Lavernhe-Taillard. Caractérisation des bandes de transformation dans un Alliage à Mémoire de Forme de type Ni-Ti par mesure de champs thermique et cinématique. In *Proc. of COLLOQUE NATIONAL MECAMAT AUSSOIS 2010*, Aussois, France, 2010a
12. O. Hubert, L. Daniel, and K. Lavernhe-Taillard. Vers une contrainte équivalente multiphysique. In *Matériaux 2010*, Nantes, France, Oct. 2010
13. E. Gibeau, K. Lavernhe-Taillard, R. Laydi, and C. LExcellent. Détermination des surfaces de transformation de phase d'alliages à mémoire de forme anisotropes. In *19ème Congrès Français de Mécanique*, Marseille, France, Aug. 2009
14. K. Lavernhe-Taillard, A. Maynadier, M. Poncelet, and A. Benallal. Caractérisation thermo-mécanique et modélisation des bandes de transformation dans un Alliage à Mémoire de Forme. In *19ème Congrès Français de Mécanique*, Marseille, France, 2009b
15. K. Taillard, S. Calloch, S. Arbab-Chirani, and C. LExcellent. Relation entre la fraction volumique de martensite et la déformation de transformation en pseudoélasticité proportionnelle et non proportionnelle. In *18ème Congrès Français de Mécanique, Session S05 "Comportement des matériaux"*, page 6 pages, Grenoble, France, 2007c. 27-31 août
16. S. Arbab-Chirani, K. Taillard, S. Calloch, C. LExcellent, and E. Patoor. Evolution de la fraction volumique de martensite dans les alliages à mémoire de forme sous chargement multi-axial. In *CFM 2005 - XVIIe Congrès français de mécanique*, Troyes, France, 2005
17. C. LExcellent, L. Boubakar, S. Calloch, P. Blanc, C. Bouvet, B. Vieille, and K. Taillard. Modéliser le comportement thermomécanique des alliages à mémoire de forme pour leur utilisation comme éléments actifs ou passifs de structures. In *17ème Congrès Français de Mécanique - CFM 2005*, Troyes, France, août 2005
18. K. Taillard, S. Calloch, C. Bouvet, and C. LExcellent. Etude des surfaces de début de transformation des alliages à mémoire de forme anisotropes. In *CFM 2005 - XVIIe Congrès français de mécanique*, Troyes, France, 2005a

B.6 Mémoires

1. K. Taillard. *Étude du comportement thermomécanique des Alliages à Mémoire de Forme sous sollicitations multiaxiales complexes*. PhD thesis, École Normale Supérieure de Cachan, 2006
2. K. Taillard. Validation expérimentale d'un modèle de comportement pour les alliages à mémoire de forme. Master's thesis, École Normale Supérieure de Cachan, 2003

B.7 Articles en revues grand public

1. K. Lavernhe-Taillard. La mémoire des formes. *Technologie*, 163 :16–17, septembre-octobre 2009
2. K. Lavernhe-Taillard. Alliages à mémoire de forme : d'une curiosité métallurgique aux applications. *Bulletin de l'association des anciens élèves et des élèves*, 240 :2–5, Mars 2011

B.8 Articles en ligne à visée pédagogique

1. H. Horsin Molinaro, K. Lavernhe, and Y. Quinsat. Le procédé d'obtention de bruts par matriçage, 2016a
2. H. Horsin Molinaro, K. Lavernhe, and Y. Quinsat. Le matriçage, règles de tracé, 2016b

Annexe C

Encadrements

C.1 Liste et résumé des thèses en cours

1. depuis octobre 2019 : M. Abdel Hafiz. *Étude du comportement thermomécanique du supraconducteur Nb₃Sn durant le traitement thermique pour les futurs aimants d'accélérateurs*. PhD thesis, École normale supérieure Paris-Saclay, 2022
 - Thèse de doctorat en collaboration avec le CEA Saclay
 - Co-encadrement 37% (avec Olivier Hubert ENS Paris-Saclay, directeur (25%) et Etienne Rochepault CEA, co-encadrant (38%))
 - Le conducteur à base de Nb₃Sn est avant tout produit sous forme de câbles rectangulaires de type Rutherford, tressés à partir de brins ronds. Ces câbles sont ensuite enroulés pour former les bobines de l'électro-aimant. Suite au bobinage, le conducteur requiert un traitement thermique à 650°C afin de former la phase supraconductrice Nb₃Sn. Il est désormais établi que des changements de dimensions significatifs des brins ont lieu durant ce changement de phase se traduisant par des changements dimensionnels des câbles. Si les changements de dimensions ne sont pas autorisés par l'outillage, les contraintes mécaniques s'accumulent dans les bobines et les performances supraconductrices se dégradent. Actuellement ce problème est géré de manière empirique en autorisant des jeux dans les mandrins centraux, autour desquels sont enroulés les câbles supraconducteurs, et en ajustant les jeux de manière itérative. En revanche, le comportement thermomécanique des câbles Nb₃Sn dans une bobine pendant le traitement thermique nécessite d'être quantifié. Le but de cette thèse est d'observer et comprendre les changements de dimensions de ce type de conducteur Nb₃Sn afin d'aider au dimensionnement des outillages de fabrication de bobines pour les futurs aimants d'accélérateurs et potentiellement améliorer leurs performances.
 - Publications associées : [[Hafiz et al., 2020](#); [Rochepault et al., 2019](#)]
2. depuis janvier 2016 : B. Sadriji. *Évolution du modèle incrémental de fissuration par fatigue : considération de la micro-fissuration issue de défauts de surface*. PhD thesis, École normale supérieure Paris-Saclay, 2020
 - Thèse de doctorat avec financement CIFRE SNECMA groupe SAFRAN
 - Co-encadrement 37% (avec Sylvie Pommier ENS Paris-Saclay, directrice (25%) et Yoann Guilhem ENS Paris-Saclay, co-encadrant (38%))
 - La certification de certaines pièces critiques pour l'aéronautique passe par la validation en fatigue en présence de défauts de type chocs ou rayures. Ces anomalies de surface sont constituées d'une certaine topologie de surface, d'un pré-écrouissage notable et surtout d'un champ de contraintes

résiduelles au sein du matériau, qui viennent s'ajouter à l'état de surface initial de la pièce. Les premiers stades de la propagation des fissures de fatigue peuvent être fortement perturbés par la présence de contraintes résiduelles. La caractérisation de ce type de champs devient donc primordiale afin d'intégrer ces derniers dans les modèles, confronter les résultats de simulations aux expériences pour enfin disposer d'un processus de validation tenant compte de l'ensemble des phénomènes entrant en jeu lors de la propagation d'une fissure. Or les champs de contraintes résiduelles émanant de ce type de défauts ont la particularité de présenter une multiaxialité à laquelle se combinent d'importants gradients dans les différentes directions spatiales sous le défaut. Dans ce cadre, il s'agit d'utiliser un rayonnement synchrotron (en transmission) pour caractériser les déformations résiduelles à fond de défauts de type chocs et rayures et de les comparer avec les simulations réalisées en amont. De plus, les chargements mécaniques cycliques responsables de la croissance des fissures interagissent avec les champs de contraintes résiduelles en les relaxant. Il convient donc également de caractériser cette relaxation.

- Publications associées : [[Sadriji et al., 2018](#)]

C.2 Liste et résumé des thèses soutenues

1. octobre 2016-février 2020 : X. Chang. *Mesure et modélisation multiéchelle du comportement thermomécanique des alliages à mémoire de forme sous chargement mécanique multiaxial*. PhD thesis, École normale supérieure Paris-Saclay, 2020
 - Thèse de doctorat avec financement Ministère de l'Enseignement supérieur, de la Recherche et de l'Innovation
 - Co-encadrement 50% (avec Olivier Hubert ENS Paris-Saclay, directeur)
 - Le LMT-Cachan dispose d'un appareil de diffraction des rayons X (DRX) in-situ. Cet appareil présente l'originalité de permettre une identification simultanée des phases (diffraction classique) et de l'état de contrainte local (déformation du réseau). Il est de plus conçu de manière à pouvoir accueillir en son sein une platine de chargement biaxial récemment acquise. Il s'agit donc de réaliser des essais multiaxiaux complexes (proportionnels et non-proportionnels) sur des AMF, combinés à des mesures quantitatives de phases (austénite, martensite, phase R -pour le NiTi-) et à des mesures des déformations. Nous avons ainsi l'opportunité unique de mieux comprendre la transformation martensitique à l'échelle d'un polycristal. En parallèle, la voie de modélisation retenue est le modèle multiéchelle de changement de phase développé au LMT-Cachan. Ce modèle décrit le comportement d'un VER à partir de la physique de la transformation de phase à l'échelle de la maille cristalline. Il est fondé sur la comparaison des énergies libres de chaque constituant. Une évaluation probabiliste des fractions de phases et de variantes est réalisée grâce à une distribution de Boltzmann. Ce modèle n'utilisant qu'une quinzaine de variables internes à l'échelle du grain, la simulation d'un polycristal représentatif est tout à fait envisageable. Les voies d'amélioration vont d'une meilleure prise en compte des phénomènes de localisation et de l'hystérésis de germination d'une phase dans une autre.
 - Publications associées : [[Chang et al., 2017, 2018, 2019, 2020](#)]
 - Devenir du doctorant : Post-Doc au LMS École Polytechnique
2. octobre 2013 - juin 2017 : M.-D. Fall. *Mesure et modélisation multiéchelle du comportement thermo-magnéto-mécanique des alliages à mémoire de forme*. Theses, Université Paris-Saclay, 2017
 - Thèse de doctorat avec financement Ministère de l'Enseignement supérieur, de la Recherche et de l'Innovation

- Co-encadrement 50% (avec Olivier Hubert ENS Paris-Saclay, directeur)
 - Le comportement des alliages à mémoire de forme (AMF) et des alliages à mémoire de forme magnétiques (AMFM) est régi par les mécanismes de transformation martensitique à l'échelle de la microstructure, à l'origine de leurs propriétés remarquables (mémoire de forme, superélasticité, grandes déformations associées à la réorientation martensitique sous champ magnétique). Les mécanismes de transformation et de réorientation martensitique peuvent être induits par des sollicitations thermiques, magnétiques ou mécaniques et de manière couplée. La mise au point d'outils de conception fiables nécessite une meilleure prédictibilité du comportement réel des alliages à mémoire de forme sous sollicitations thermo - magnéto - mécaniques complexes. Le choix d'une modélisation multi-axiale et multi-échelle est pertinent. Le modèle présente une formulation unifiée, permettant de simuler aussi bien le comportement des AMF que celui des AMFM. Parallèlement au développement de ce modèle, une étude expérimentale est nécessaire afin d'une part d'identifier les propriétés intrinsèques des matériaux étudiés, et d'autre part de valider les estimations de la modélisation. A cette fin, des mesures de fractions volumiques de phase par diffraction des rayons X in situ ont été entreprises lors de sollicitations thermiques (cycles de chauffage-refroidissement), mécaniques (traction, compression, essais biaxiaux) et magnétiques (champ magnétique unidirectionnel). L'exploitation des résultats de diffractométrie permet une analyse quantitative des fractions volumiques des phases en présence. Celles-ci sont comparées aux estimations du modèle à des fins de validation.
 - Publications associées : [[Fall et al., 2013, 2014a,c, 2016](#); [Hubert et al., 2016, 2019](#)]
 - Devenir de la doctorante : ATER à l'ENSMA Poitiers - Pprime puis Post-Doc à Georgia Tech Metz.
3. septembre 2010 - mars 2014 : B. Beaubier. *Étude physique et modélisation numérique de procédés d'assemblage par soudo-brasage de sous-ensembles en carrosserie automobile*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2014
- Thèse de doctorat avec financement CIFRE PSA Peugeot-Citroën
 - Co-encadrement 50% (avec René Billardon Université Pierre et Marie Curie, directeur)
 - Cette thèse traite de la prise en compte de l'impact des procédés d'assemblage thermomécanique sur la géométrie de la caisse en blanc lors de la phase de conception d'un véhicule, chez PSA Peugeot-Citroën. Pour cela, on souhaite développer un outil de prévision des déformations induites par les procédés de soudo-brasage - plasmatron et laser - lors de l'assemblage du pavillon sur le côté de la caisse. Les pièces - de dimensions métriques - sont composées de tôles fines d'épaisseur 0,67 mm en acier XES. Afin de réaliser une simulation numérique du procédé, il est nécessaire d'identifier un certain nombre de modèles, objets de cette thèse. Dans un premier temps des essais de soudo-brasage en laboratoire ont été réalisés afin de définir les domaines de validité de l'étude, d'identifier des modèles de sources de chaleur, et de déterminer les coefficients d'échange thermique avec l'extérieur. Une étude spécifique d'identification des lois de comportement des matériaux mis en jeu, sur toute la gamme de température, a également été réalisée. Pour cela, une méthode de mesure de champs par corrélation d'images numériques à haute température a été développée, qui a permis d'identifier complètement les paramètres de la loi de comportement de l'acier XES. Pour finir, de façon à réaliser la validation de la simulation numérique, ces travaux de thèse ont été l'occasion de développer une nouvelle méthode de calibration pour la stéréocorrélation d'images basée sur la connaissance a priori de la géométrie de l'objet observé, en considérant sa forme théorique via son modèle CAO. Cette méthode est tout particulièrement adaptée aux dimensions des structures étudiées ici.
 - Publications associées : [[Beaubier et al., 2012a,b, 2013a,b, 2014](#)]

- Devenir du doctorant : Vice Chief Technical Officer chez FLYING WHALES.
- 4. septembre 2009 - novembre 2012 : A. Maynadier. *Couplage thermomécanique dans les Alliages à Mémoire de Forme : mesure de champs cinématiques et thermiques et modélisation multiéchelle*. Theses, École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan, 2012
 - Thèse de doctorat avec financement CDSN
 - Encadrement 80% avec dispense d'HDR (avec Olivier Hubert ENS Paris-Saclay)
 - Les travaux sont consacrés à l'étude expérimentale et la modélisation du couplage thermomécanique dans les AMF. Les mesures de champs (DIC, TIR) sont des outils privilégiés pour l'étude de comportements thermomécaniques hétérogènes. Une partie de cette thèse est consacrée au développement de la Corrélation d'Images InfraRouge, qui permet à partir d'un film IR de mesurer en une seule analyse, les champs cinématiques et thermiques discrétisés sur un même maillage éléments finis. Elle est appliquée à l'analyse d'un essai de traction sur AMF NiTi. D'autre part, un modèle multiéchelle et multiaxial est construit qui décrit le comportement d'un VER à partir de la physique de la transformation martensitique à l'échelle de la maille cristalline. Il est fondé sur la comparaison des énergies libres de chaque constituant, sans s'attacher à une description topologique. À cet effet, une comparaison probabiliste est réalisée (distribution de Boltzmann) pour déterminer les variables internes : les fractions volumiques. Ce modèle permet la simulation de toutes sortes de chargement thermo-mécaniques. Il restitue super-élasticité et dissymétrie en traction/compression. Un modèle 1D de traction uni-axiale est finalement présenté. Les simulations rendent compte des phénomènes de transformation diffuse puis de localisation. Il met en compétition les deux phénomènes transitoires de génération et évacuation de la chaleur, il reproduit la relation liant le nombre de bandes de transformation à la vitesse de sollicitation et aux conditions aux limites thermiques.
 - Publications associées : [[Depriester et al., 2014](#); [Maynadier et al., 2010b,c, 2011a,c,d, 2012b,c](#)]
 - Devenir de la doctorante : Maîtresse de conférences à l'INSA Lyon - LaMCoS puis Maîtresse de Conférences à l'IUT de Besançon - FEMTO-ST.

C.3 Liste et résumé des thèses non soutenues

1. septembre 2011- août 2014 M. Winter. *Identification inverse de lois de comportement pour la mise en forme de tôles métalliques par déformation plastique*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2014 (non soutenue)
 - Thèse de doctorat avec financement Ministère de l'Enseignement supérieur, de la Recherche et de l'Innovation
 - Co-encadrement 50% (avec René Billardon Université Pierre et Marie Curie, directeur)
 - Le LMT-Cachan est doté de puissants outils permettant de mesurer les champs cinématiques : CIN et stéréo-corrélation. Ces techniques sont venues s'ajouter à un savoir-faire plus ancien qui concerne la réalisation d'essais multiaxiaux sur tôles : sollicitations de traction-cisaillement (montage Arcan) et essais de bi-compression sur éprouvettes en croix. Puisque les champs de déplacements expérimentaux peuvent être projetés sur des maillages éléments finis, il est possible d'envisager une identification inverse en comparant les résultats d'essais à des calculs. L'application à la plasticité dans un contexte anisotrope et en grandes déformations est, cependant, un point original pour ces outils. Durant la thèse, des essais instrumentés par CIN avec des niveaux de déformation importants ont été réalisés sur des éprouvettes de traction et sur un montage de type Arcan, puis comparés aux résultats obtenus en simulation numérique. Des

démarches d'identification inverse ont ainsi pu être réalisées pour la plasticité anisotrope avec endommagement.

- Publications associées : [Bourguigne, 2015; Winter et al., 2013, 2014]
- Devenir du doctorant : abandon de la thèse après 3 ans puis professeur en classes préparatoires au Lycée Louis le Grand (Paris).

C.4 Liste des encadrements de masters 2 en laboratoire

1. M. Abdel Hafiz. Thermomechanical behavior of nb3sn supraconducteur during heat treatment. Master's thesis, École normale supérieure Paris-Saclay, 2019 Co-encadrement 50%
2. X. Chang. Mesure par rayons x et modélisation de la transformation de phases des alliages à mémoire de forme. Master's thesis, École Normale Supérieure de Cachan, 2016 Co-encadrement 50%
3. G. Bourguigne. Forming of zinc metal sheets : Modeling and identification of damage elasto-plastic properties. Master's thesis, École Normale Supérieure de Cachan, 2015 Encadrement 100%
4. M. D. Fall. Mesure par rayons x et modélisation de la transformation de phase des alliages à mémoire de forme. Master's thesis, École Normale Supérieure de Cachan, 2013 Co-encadrement 50%
5. R. Antoine. Caractérisation à chaud d'assemblages automobiles soudobrasés. Master's thesis, École Normale Supérieure de Cachan, 2012 Co-encadrement 50%
6. R. Shankar. Identification of ductile damage mechanisms of a bi-link metal welded by diffusion under complex mechanical loading. Master's thesis, École Normale Supérieure de Cachan, 2012 Co-encadrement 50%
7. F. Brugier. Identification des mécanismes d'endommagement ductile d'une liaison bimétallique soudée par diffusion sous chargement mécanique complexe. Master's thesis, École Normale Supérieure de Cachan, 2011 Co-encadrement 50%
8. D. Depriester. Modélisation thermo-mécanique d'un amf de type ni-ti en traction simple. Master's thesis, École Normale Supérieure de Cachan, 2011 Co-encadrement 50%
9. A. Maynadier. Caractérisation des bandes de localisation dans les alliages à mémoire de forme : mesures de champs cinématiques et thermiques. Master's thesis, École Normale Supérieure de Cachan, 2009 Co-encadrement 50%
10. M. Puget. Caractérisation rapide du comportement à la fatigue à grands nombres de cycles de deux alliages de prothèse de hanches à partir d'essais d'auto échauffement. Master's thesis, École Normale Supérieure de Cachan, 2009 Encadrement 100%

Annexe D

Diffusion et responsabilités

D.1 Enseignement

D.1.1 Diffusion, rayonnement, activités internationales

- 2016 : Ressource pédagogique sur le site Eduscol : [Horsin Molinaro et al. \[2016a\]](#) H. Horsin Molinaro, K. Lavernhe, and Y. Quinsat. Le procédé d'obtention de bruts par matriçage, 2016a
- 2016 : Ressource pédagogique sur le site Eduscol : [Horsin Molinaro et al. \[2016b\]](#) H. Horsin Molinaro, K. Lavernhe, and Y. Quinsat. Le matriçage, règles de tracé, 2016b
- étés 2015 et 2016 : [International Summer School of Beihang University](#) (Beijing, China). Invited teacher for the course : Materials for engineers : material selection tools and models for the service life expectancy, 32 credit hours - 10 students. Contact : [Lihong Qiao](#), Professor in manufacturing engineering.

D.1.2 Autres activités et responsabilités collectives

Responsabilités administratives

- 2014 - 2015 : responsable pédagogique des spécialités de master 1 MMS (Mécanique des Matériaux et des Systèmes) et INP (Ingénierie Numérique de Production) mention Sciences Mécaniques de l'ENS Cachan (1 semestre en remplacement de Laetitia Gentot en congé maternité).
- 2014 - 2015 : responsable du laboratoire d'enseignement de matériaux (1 semestre en remplacement de Laetitia Gentot en congé maternité).
- 2007 - ce jour : responsable pédagogique de la spécialité de master 2 MAGIS (MAterials and enGineering Sciences in Paris) mention Mécanique et Science et génie des matériaux de l'université Paris-Saclay.
30 à 50 étudiants internationaux par an - 100 enseignants - parcours co-habilité par l'ENSAM et PSL - cours en anglais
- 2009 - ce jour : représentante de l'école normale supérieure Paris-Saclay au sein du comité de pilotage de la spécialité de master 2 MAGIS, comité regroupant les établissements de l'université Paris Saclay mais aussi l'ENSAM et PSL qui co-habilitent cette spécialité.
- 2016 - ce jour : représentante pour l'école normale supérieure Paris-Saclay (établissement porteur) de la spécialité de master 2 MAGIS à l'Université Paris-Saclay.

Responsabilités et autres activités

Enseignement

- 2013 - ce jour : membre du conseil d'enseignement du DGM

Participation aux concours

- 2005 - ce jour : interrogatrice pour l'épreuve de manipulation de sciences industrielles de la banque PT à l'ENS Paris-Saclay.
- 2010 - ce jour : poseuse/correctrice de l'épreuve écrite de Sciences Industrielles B de la banque PT
- 2013 - ce jour : responsable de jury d'oral pour l'épreuve de manipulation de sciences industrielles de la banque PT à l'ENS Paris-Saclay.
- 2010 - 2017 : interrogatrice pour l'épreuve d'interrogation de sciences industrielles de la banque PT à l'ENSAM Paris.
- 2009 - ce jour : interrogatrice pour l'épreuve de TIPE de la banque X - inter ENS.
- 2016 - 2020 : membre du jury de l'agrégation interne de Sciences Industrielles de l'Ingénieur et ingénierie mécanique : poseuse/correctrice de l'épreuve écrite d'admissibilité d'Analyse et exploitation pédagogique d'un système pluritechnique et interrogatrice à l'épreuve d'admission d'Activité pratique et exploitation pédagogique d'un système pluritechnique.

D.2 Recherche

D.2.1 Rayonnement et diffusion scientifique

Activités éditoriales

- 2009 - ce jour : 9 reviews pour des journaux internationaux : Strain, International Journal of Fatigue, Material and Design, Continuum Mechanics and Thermodynamics, Acta Mechanica, Mechanics & Industry, International Union of Crystallography Journal, Acta Materialia.

Jurys de thèse

- 2013 : examinatrice pour la thèse de R. Echchorfi. *Coupled experimental-numerical study and identification of multi-axial SMA constitutive behavior*. Theses, Ecole nationale supérieure d'arts et métiers - ENSAM, 2013
- 2017 : examinatrice pour la thèse de J. Wang. *Constitutive Modeling of the Thermomechanical and Cyclic Behavior of Shape Memory Alloys in Finite Deformations*. Theses, Université Paris-Saclay, 2017
- 2018 : examinatrice pour la thèse de P. Hannequart. *Thermomechanical behavior of structures integrating shape memory alloys : Modelling, Simulation and Experimentation. Application to adaptive facades*. Theses, Université Paris-Est, 2018
- 2019 : examinatrice pour la thèse de B. El Aoud. *Etude et optimisation de l'usinage par faisceau laser des alliages de titane et des matériaux composites intermétalliques à base de titane*. PhD thesis, Université Paris-Saclay, 2019

Comités de sélection et comités ad-hoc

- 2013 - ce jour : 15 participations à des comités de sélection de maîtres de conférences, comités ad-hoc de professeurs agrégés et comités de recrutement ITRF (Ingénieurs et personnels Techniques de Recherche et de Formation), voir figure D.1

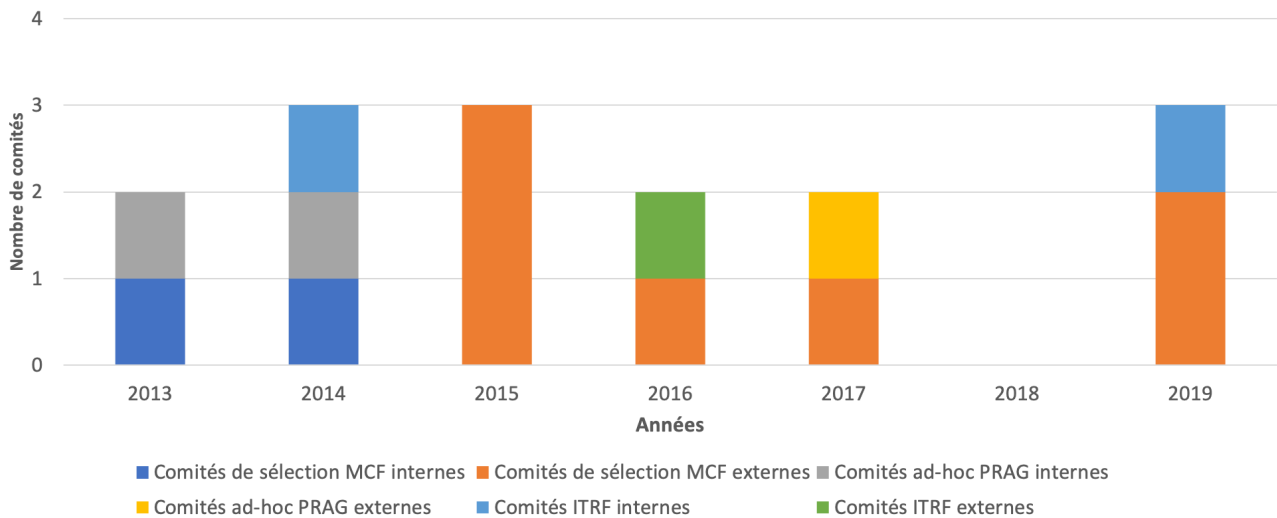


Figure D.1 – Nombre et types de comités de recrutement au cours du temps

Participation à un réseau de recherche

- 2019 : Membre de comité scientifique de congrès, session S15 - Matériaux fonctionnels : Congrès Français de Mécanique août 2019 à Brest (CFM 2019)

Séjour professeure invitée

- juin 2011 : 1 mois à l'ENIB (Ecole Nationale d'Ingénieurs de Brest) au laboratoire LBMS, responsable Shabnam Arbab Chirani.

D.2.2 Responsabilités scientifiques

Contrats de recherche évalués suite à appel à projet

- 2019 - 2023 : Projet Européen OMA Online Microstructure Analytics (n°84729 suite à l'appel à projets Research Fund for Coal and Steel (RFCS) 2018, montant de 208 k€ HT (représentant 5% du budget du projet).

Amélioration des performances des aciers à haute limite d'élasticité par mesures in-situ des propriétés mécaniques et des microstructures combinées aux prédictions des modèles multiéchelles et aux techniques d'inversion de modèles.

Rôle de participante pour un total laboratoire de 3 permanents (pour 20 hommes mois sur 48 mois) dans les lots impliqués.

Contrats de recherche industriels

- 2016 - 2019 : Convention CIFRE SNECMA groupe SAFRAN pour la thèse de Besnik Sadriji [Sadriji \[2020\]](#)
Rôle de co-encadrante 37% (avec Sylvie Pommier 25% et Yoann Guilhem 38%), responsable SNECMA Didier Soria.
Références associées : [[Sadriji et al., 2018](#)]
- 2009 - 2013 : Convention CIFRE PSA Peugeot Citroën pour la thèse de Benoît Beaubier [Beaubier \[2014\]](#)
Rôle de co-encadrante 50% (avec René Billardon 50%), responsables PSA Patrice Auger, Clara Boucq et Bruno Darciaux.
Références associées : [[Beaubier et al., 2012a,b, 2013a,b,c, 2014](#)]
- 2011 - 2012 : Contrat avec le CEA Grenoble pour les stages de master 2 de François Brugier et Ravi Shankar [Brugier \[2011\]](#); [Shankar \[2012\]](#)
Rôle de co-encadrante 50% (avec René Billardon 50%), responsable CEA Grenoble Guilhem Roux.

Projets internes ENS Paris-Saclay

Projet réalisé dans le cadre de l'institut FARMAN fédérant 5 laboratoires de l'établissement, projet avec processus d'appel à projets et évaluation externe.

- 2013 - 2015 : IDEFIX IDEntiFication par rayons X des fractions de variantes dans les alliages à mémoire de forme magnétiques, travaux avec le Laboratoire SATIE de l'ENS Paris-Saclay, montant de 14 k€ HT.
Rôle de participante pour un total laboratoire de 2 permanents et 2 doctorantes impliqués.
Références associées : [[Fall et al., 2015a, 2016](#); [Hubert et al., 2016, 2019](#)]

D.2.3 Responsabilités et mandats locaux

- 2016 - 2019 : membre élue au Conseil Scientifique de l'école normale supérieure Paris-Saclay, représentante des enseignants chercheurs de rang B
- 2007 - ce jour : membre élue du conseil de laboratoire, représentante des enseignants chercheurs de rang B
- 2007 - ce jour : responsable des visites du LMT

