



HAL
open science

Etude et réalisation de micro-actionneurs intégrés à base d'alliage à mémoire de forme

Joël Abadie

► **To cite this version:**

Joël Abadie. Etude et réalisation de micro-actionneurs intégrés à base d'alliage à mémoire de forme. Automatique / Robotique. Université de Franche-Comté, 2000. Français. NNT: . tel-00007461

HAL Id: tel-00007461

<https://theses.hal.science/tel-00007461>

Submitted on 22 Nov 2004

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

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

**Etude et réalisation
de micro-actionneurs intégrés
à base d'Alliage à Mémoire de Forme**

*Application à la microrobotique
et aux microsystèmes*

THÈSE DE DOCTORAT

Présentée par : Joël ABADIE
à l'UFR des Sciences et Techniques
de l'Université de Franche-Comté
pour l'obtention du grade de
Docteur de l'Université de Franche-Comté
en AUTOMATIQUE et INFORMATIQUE

Soutenue le 28 novembre 2000
devant la commission d'examen :

Daniel Courjon (directeur de recherche CNRS, LPMO)	: Président
Marcel Berveiller (professeur ENSAM Metz)	: Rapporteur
Philippe Coiffet (directeur de recherche CNRS, LRP)	: Rapporteur
Christian LExcellent (professeur ENSMM Besançon)	: Examineur
Nicolas Chaillet (maître de conférences HDR, UFC Besançon)	: Examineur
Alain Bourjault (professeur ENSMM Besançon)	: Examineur
Patrick Bourgin (professeur ESP Oyonnax)	: Examineur

Sommaire

Introduction	1
1 Les actionneurs pour la microrobotique	3
1.1 Synthèse bibliographique sur les actionneurs utilisés en microrobotique .	3
1.1.1 Introduction	3
1.1.2 Les micro-actionneurs	5
1.1.3 Les matériaux actifs	6
1.1.4 Comparaison des différents types d'actionnement	11
1.2 Domaines d'utilisation des actionneurs AMF	12
1.2.1 Le monde des AMF	12
1.2.2 Micro-actionneurs à fil AMF	14
1.2.3 Micro-actionneurs à films ou lames minces AMF	16
1.2.4 Micro-actionneurs AMF intégrés	18
1.3 Caractéristiques thermomécaniques des AMF	22
1.3.1 Définition	22
1.3.2 Transformation martensitique	22
1.3.3 Comportement thermomécanique des AMF	23
1.4 Les alliages nickel-titane (NiTi)	29
1.4.1 Intérêts des alliages NiTi	29
1.4.2 Composition chimique et traitements thermiques	30
1.5 Les actionneurs AMF pour la microrobotique	31
2 Le contrôle de la température des AMF	33
2.1 Les différentes techniques de chauffage et de refroidissement	33
2.2 Modélisation du comportement thermique des AMF à l'état libre de contrainte	34
2.3 Calculs sur les dynamiques thermiques	37
2.3.1 Effet de la transition de phase sur les temps de réponse	37
2.3.2 Facteur d'échelle	41
2.4 Contrôle de la température par effet Joule	45
2.4.1 Introduction	45
2.4.2 Modélisation	45
2.4.3 influence de la forme géométrique de l'AMF	55

2.4.4	Influence de la nature des fils d'alimentation	57
2.4.5	Influence des radiateurs	58
2.5	Contrôle de la température par effet Peltier	59
2.5.1	Introduction à la thermoélectricité	59
2.5.2	Modélisation	63
2.5.3	Vérification expérimentale	69
2.5.4	Confrontation entre l'expérience et la modélisation	74
2.6	Comparaison entre l'effet Peltier et l'effet Joule	79
2.6.1	Essais n°1	79
2.6.2	Essais n°2	79
2.7	Bilan	83
3	Application aux micro-actionneurs	85
3.1	Micro-actionneur à lame à effet Joule	85
3.1.1	Fabrication de la lame AMF	86
3.1.2	Résultats expérimentaux	87
3.2	Micro-actionneur à lame à effet Peltier	90
3.2.1	Fabrication de l'actionneur	91
3.2.2	Module Ω Peltier	92
3.2.3	Résultats expérimentaux	92
3.3	Comparaison du micro-actionneur Peltier et Joule	95
3.3.1	Module I Peltier	98
3.3.2	Miniaturisation et intégration dans les microsystèmes	98
3.3.3	Choix de la commande en température d'un AMF	99
4	Modélisation des micro-actionneurs à lame	101
4.1	Description de la loi de comportement des AMF	101
4.1.1	Modèle physique en traction-compression	101
4.1.2	Résolution numérique du modèle traction-compression	103
4.1.3	Résultats de simulation	104
4.2	Modélisation de la flexion pure d'une lame AMF par différences finies	106
4.2.1	Description de la lame en AMF	106
4.2.2	Résolution numérique de la flexion	107
4.2.3	Résultats de la simulation	108
4.3	Modèle thermomécanique de l'actionneur à lame, type module Ω Joule	110
4.3.1	Modèle mécanique	110
4.3.2	Modèle thermique	112
4.3.3	Résolution numérique du module Ω Joule	112
	Conclusion	123
	Annexes	125
	A Détail de calcul	125

Table des figures

1.1	Quelques microsystemes.	4
1.2	Microrobot MINIMAN (Institute for Process Control & Robotics).	5
1.3	Classification des actionneurs en fonction du type d'énergie utilisée.	7
1.4	Micropince piézo-électrique (Laboratoire d'Automatique de Besançon).	8
1.5	Bilames thermiques pour système de locomotion cilaire (Institute of Industrial Science, Tokyo).	9
1.6	Micropince AMF développée par le « High Precision Robotics Group » de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.	10
1.7	Robot nageur à propulsion ICPF (Laboratoire d'Automatique de Besançon).	11
1.8	Comparaison des différents matériaux actifs pour le micro-actionnement.	12
1.9	Exemples d'application des AMF (Memry Corporation).	13
1.10	Micro-pince neuro-chirurgicale (Institut für Mikrostrukturtechnik Karlsruhe).	13
1.11	Exemples d'application des AMF (Memry Corporation).	14
1.12	L'actionneur à fil AMF selon M. Hashimoto.	15
1.13	L'actionneur AMF refroidi par effet Peltier, selon V. Semenyuk.	15
1.14	L'actionneur à lame AMF selon P.L. Potapov.	17
1.15	L'actionneur à lame AMF selon D. C. Lagoudas.	18
1.16	L'actionneur à film AMF selon E. Makino.	19
1.17	Microcathéter à fil AMF selon G. Lim.	19
1.18	Microcathéter à Film AMF selon S. Aramaki.	20
1.19	Nageoire simple à profil variable selon O. K. Rediniotis.	21
1.20	Nageoire articulée à profil variable selon O. K. Rediniotis.	21
1.21	Illustration de l'effet mémoire de forme.	22
1.22	Transformation martensitique.	22
1.23	Diagramme d'état contrainte-température d'un alliage NiTi.	23
1.24	Mémoire de forme simple sens.	24
1.25	Fonctionnement de l'actionneur AMF basique d'après H. Benzaoui ($\sigma = 166$ MPa).	25
1.26	Effet mémoire double sens.	26
1.27	Fonctionnement schématique de l'effet mémoire double sens.	27
1.28	Effet pseudo-élastique.	28
1.29	Contrainte de restauration.	29

1.30	Influence de la température du revenu sur les températures de transformation.	30
2.1	Représentation schématique des différents moyens de chauffage d'un AMF.	34
2.2	Temps de réponse thermique avec (b) et sans transition de phase (a), pour un fil de $75 \mu m$ de diamètre.	37
2.3	Evolution du temps de chauffage t_2 et $t_{M \rightarrow A}$ entre A_s^o et A_f^o en fonction du facteur de puissance de chauffage k . Evolution du rapport γ en fonction de k	39
2.4	Temps de réponse thermique lors d'un refroidissement à l'air libre, avec (b) et sans transition de phase (a), pour un fil de $75 \mu m$ de diamètre.	40
2.5	Evolution du temps de réponse thermique lors d'un refroidissement, en fonction du coefficient de convection h et de la température ambiante T_A , pour un fil de $75 \mu m$ de diamètre.	42
2.6	Evolution du facteur de réponse thermique (à gauche) ainsi que du facteur de puissance (à droite), en fonction du facteur d'échelle, en prenant un fil de référence de $1 mm$ de diamètre.	43
2.7	Module Joule constitué d'une lame en AMF montée entre deux connecteurs électriques.	45
2.8	Découpage en n éléments discrets du module Joule.	46
2.9	Intégration de l'état dérivatif continu \dot{X}_k par la méthode d'Euler.	47
2.10	Bilan thermique d'un élément discret du module Joule.	48
2.11	Algorithme de résolution des équations du module Joule.	51
2.12	Définition des repères locaux pour les trois zones du module Joule.	52
2.13	Comparaison entre les résultats obtenus par le modèle numérique et le modèle analytique, en régime permanent.	54
2.14	Etude thermique du module Joule en fonction de la géométrie de la lame.	56
2.15	Etude thermique du module Joule, en fonction du matériau utilisé pour les fils d'alimentation.	58
2.16	Etude thermique du module Joule avec radiateur (1), et sans radiateur (2) ($d_2 = 3 \text{ mm}$).	59
2.17	Expérience du thermocouple mettant en évidence l'effet Seebeck (a), expérience du fil de platine mettant en évidence l'effet Thomson (b).	60
2.18	Machine thermo-électrique et représentation des échanges thermiques et électriques	61
2.19	Module Peltier constitué d'une lame en AMF montée entre deux lingots de tellure de bismuth dopés P et N. Deux radiateurs montés aux extrémités maintiennent la température à T_A	63
2.20	Deux éléments discrets y et z situés de part et d'autre d'une jonction thermo-électrique.	64
2.21	Maillage du module Peltier AMF. Les éléments discrets pour lesquels $i = p_{12}, p_{21}, p_{23}$ et p_{32} , sont situés sur les deux jonctions thermo-électriques.	65
2.22	Organigramme de calcul du module Peltier AMF, sur une période d'échantillonnage.	68

2.23	Comparaison entre la solution analytique et la solution numérique, dans le cas du chauffage et dans le cas du refroidissement.	69
2.24	Le module Peltier expérimental.	70
2.25	Mesures expérimentales du module à effet Peltier avec échantillon en laiton.	71
2.26	Identification des paramètres thermo-électriques du tellure de bismuth.	73
2.27	Expression du coefficient Seebeck et du coefficient Thomson en fonction de la température.	73
2.28	Réponse thermique du module Peltier en régime transitoire: données expérimentales et simulations.	76
2.29	Réponse thermique du module Peltier en régime permanent.	77
2.30	Réponse thermique du module Peltier AMF en régime transitoire: données expérimentales et simulations.	78
2.31	Comparaison entre le module Peltier AMF et le module Joule (essai n°1).	80
2.32	Comparaison entre le module Peltier AMF et le module Joule (essai n°2).	81
2.33	Comparaison de la consommation électrique cumulée (essai n°2).	82
3.1	Le module Ω Joule.	85
3.2	Opération de rectification de la lame AMF.	86
3.3	Opération de mise en forme à chaud de la lame AMF.	86
3.4	Opération d'ébavurage de la brasure laiton.	87
3.5	Plateforme d'expérimentation des modules Ω	88
3.6	Expérimentation du module Ω Joule: essai n°1.	89
3.7	Expérimentation du module Ω Joule: essai n°2.	90
3.8	Le module Ω Peltier.	91
3.9	Photographie du module Ω Peltier.	92
3.10	Réponse thermique au refroidissement.	93
3.11	Réponse thermique à des échelons.	94
3.12	Fonctionnement à rapidité maximale.	94
3.13	Fonctionnement avec refroidissement libre.	95
3.14	Calcul des constantes de temps thermiques pour le module Ω Joule et Ω Peltier.	96
3.15	Le module I Peltier.	97
3.16	Lame AMF du module I Peltier.	97
3.17	Miniaturisation du système AMF Peltier.	98
3.18	Aide au choix entre la solution Peltier et la solution Joule.	100
4.1	Test de simulation n°1 sur une lame travaillant en traction-compression.	105
4.2	Test de simulation n°2 sur une lame travaillant en traction-compression.	106
4.3	sous le moment de flexion M la lame se déforme de l'angle θ	107
4.4	lame découpée en n_j minces couches d'épaisseur Δy	108
4.5	Test de simulation n°1 sur une lame travaillant en flexion.	109
4.6	Test de simulation n°2 sur une lame travaillant en flexion.	110
4.7	Modélisation du module Ω Joule.	111
4.8	Modèle Simulink du module Ω Joule.	113

4.9	Mesure de d_{flec}	113
4.10	Confrontation des mesures expérimentales et de la simulation.	115
4.11	Simulation d'un essai pseudo-élastique (vitesse de chargement : $0,08 \text{ N.s}^{-1}$).	116
4.12	Simulation d'un essai pseudo-élastique (vitesse de chargement : $0,1 \text{ N.s}^{-1}$).	118
4.13	Simulation d'un essai anisotherme ($T_\infty = 3 \text{ }^\circ\text{C}$).	119
4.14	Simulation d'un essai anisotherme (suite).	120

Remerciements

À l'heure où le parcours de mes trois années de thèse s'achève, je ne peux m'empêcher de penser à toutes les personnes qui ont participé, directement ou indirectement au bon déroulement de ce travail ainsi qu'au soutien de sa rédaction. Sans leur concours, l'achèvement de cette thèse dans un délai normal n'aurait pas été possible. Je rappelle que ces travaux ont été menés au Laboratoire d'Automatique de Besançon (LAB) au sein du groupe de recherche « microrobotique et microsystèmes » sous la direction scientifique du professeur Alain Bourjault, en collaboration avec le Laboratoire de Mécanique Appliquée R. Chaléat (LMARC) sous la direction scientifique du professeur Christian LExcellent (groupe de recherche « propriétés mécaniques des matériaux »). Je voudrais leur exprimer ma reconnaissance pour m'avoir permis de mener dans de bonnes conditions ces travaux de recherche.

Je tiens à remercier Marcel Berveiller, professeur à ENSAM de Metz et Philippe Coiffet directeur de recherche CNRS, pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant de rapporter ce travail de thèse, ainsi que pour les corrections qu'ils y ont apportées.

Je remercie également Daniel Courjon, directeur de recherche au CNRS et directeur de l'Institut des Microtechniques de Franche-Comté (IMFC), pour avoir accepté de présider la soutenance de thèse.

J'exprime toute ma reconnaissance envers Christian LExcellent, professeur à l'ENSMM et Nicolas Chaillet, Maître de conférences (HDR) à l'UFR des Sciences et Techniques de Besançon, pour leur parfait encadrement, leurs précieux conseils, leur bonne humeur et leurs qualités humaines.

Je tiens à remercier John Stockholm pour l'aide qu'il m'a apporté dans le domaine thermo-électrique et plus particulièrement pour la fourniture des lingots de tellure de bismuth. Je tiens à remercier également Laurent Thiery qui nous a aimablement transmis son savoir-faire pour la réalisation des microthermocouples.

Un clin d'œil à tous mes amis doctorants du laboratoire qui m'ont aidé, avec leur bonne humeur et leur convivialité, à mener à bien tous ces travaux.

Science sans conscience n'est que ruine de l'âme.
(Descartes)

A ma famille,
à Anabel.

Introduction générale

Les recherches engagées dans le domaine des microsystèmes font appel à différentes technologies de pointe, notamment en électronique, en mécanique et en automatique. Au carrefour de toutes ces disciplines, la microrobotique se positionne sur une problématique particulière qui aboutit à la conception et la réalisation de microrobots. Les technologies du futur emploieront ces microrobots, seuls systèmes robotiques capables de réaliser les tâches demandées à l'échelle du micro-monde, pour des applications dans le domaine médical, en mécanique de pointe, dans la recherche à l'échelle atomique, etc, en d'autres termes dans tous les domaines nécessitant des robots performants de très petites dimensions.

A l'instar d'un robot classique, un microrobot est un système comportant un ou des capteurs, un ou des actionneurs et un système de commande. Pourtant, le passage du robot au microrobot n'est pas simple. Il engendre une multitude de contraintes technologiques supplémentaires qui font que les constituants classiques du robot sont très souvent inutilisables sur le microrobot. L'intégration des actionneurs sur le microrobot n'échappe pas à cette règle. Aussi, il est nécessaire de développer de nouveaux actionneurs performants, facilement utilisables dans les microrobots. Dans les petites dimensions, les matériaux actifs (piézo-électriques, alliages à mémoire de forme, polymères conducteurs, etc) semblent offrir les caractéristiques les plus intéressantes. Pourtant, il n'existe pas d'actionneur « universel » car chaque actionneur a ses propres avantages et inconvénients.

Ainsi, les alliages à mémoire de forme (AMF) présentent des caractéristiques très intéressantes pour l'actionnement des microrobots. Le principal avantage de l'AMF est le très important travail mécanique qu'il peut développer, sur de grandes courses utiles, en comparaison avec les autres matériaux actifs. Mais, il a aussi des inconvénients : son comportement n'est pas linéaire, le temps de réponse est grand puisqu'il dépend de la température de l'AMF, la température étant la grandeur de commande de cet actionneur. Cette dernière considération nous a amené à nous demander s'il est possible de mettre au point un système performant, intégré à l'AMF, très peu sensible aux conditions thermiques extérieures, utilisable pour le contrôle de la température du matériau et qui de plus, permettrait de diminuer le temps de réponse, faisant de l'actionneur AMF un candidat des plus appropriés pour les applications en microrobotique.

Cette problématique de fond a servi d'appui à ce travail de thèse qui débute par une approche globale sur les micro-systèmes, et qui s'oriente rapidement vers les micro-actionneurs AMF (premier chapitre).

Le deuxième chapitre met ensuite en évidence les différentes techniques utilisées pour le chauffage et le refroidissement des AMF. Ce chapitre se poursuit par une étude portant sur le comportement de l'AMF, d'un point de vue thermique uniquement. Il permet de mettre en évidence l'intérêt des deux principales techniques de chauffage et de refroidissement de l'AMF qui s'avèrent être les plus efficaces dans le contexte de la microrobotique: l'utilisation de l'effet Joule et l'utilisation de l'effet Peltier.

Le troisième chapitre est une approche expérimentale visant à valider les résultats théoriques établis dans le deuxième chapitre. On y confronte les performances de micro-actionneurs intégrés originaux, que nous avons conçus et réalisés, qui fonctionnent d'une part par effet Joule, et d'autre part par effet Peltier.

Pour terminer, le quatrième chapitre décrit la modélisation que nous avons développée d'un actionneur à effet Joule réel, modélisation qui pourra servir d'outil d'étude et de conception, pour la réalisation de micro-actionneurs intégrés à base d'alliages à mémoire de forme.

Chapitre 1

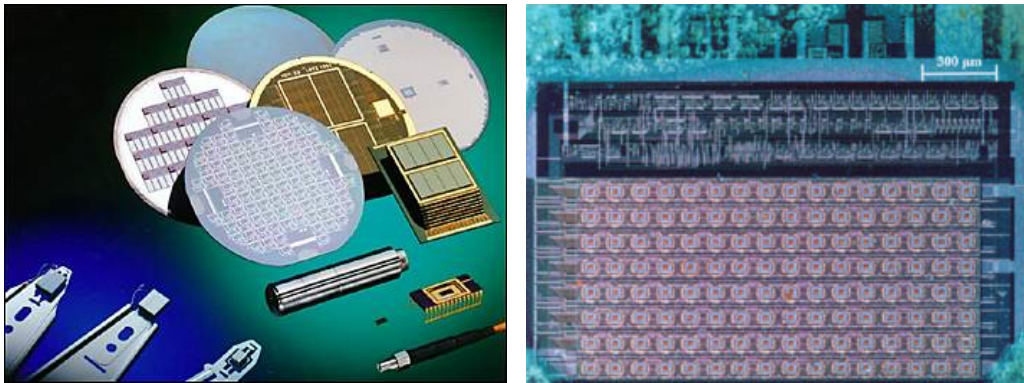
Les actionneurs pour la microrobotique

1.1 Synthèse bibliographique sur les actionneurs utilisés en microrobotique

1.1.1 Introduction

Les recherches dans le domaine des microsystèmes répondent à des enjeux socio-économiques majeurs : dans les industries manufacturières, la miniaturisation des produits, l'introduction de dispositifs micro-électroniques, le développement des méthodes de microfabrication sont une des clefs du futur : les biens d'équipement et de consommation doivent à ces évolutions l'accroissement de leurs performances et de leur fiabilité, la baisse de leurs coûts et l'expansion des marchés qui en résulte, avec un impact considérable sur les modes de vie dans les applications « grand public » (automobile, domotique, médecine, sécurité de l'environnement).

Les actions engagées dans le domaine des microsystèmes ont donné lieu à diverses formes de collaborations contractuelles, à des groupes thématiques, à des associations mixtes avec des industriels. Pour répondre aux enjeux et aux défis actuels que posent les microsystèmes, le CNRS a mis en place le *Programme Microsystèmes* qui vise le développement de matériaux nouveaux, la mise au point d'outils de conception et de microfabrication innovants et l'amélioration des performances des instruments de mesure. Au niveau européen, les thématiques proposées entrent dans le champs des programmes *Esprit*, *Europractice*, *Brite* et *Information Technologies*. L'ensemble des projets qui sont soutenus actuellement par le *Programme Microsystèmes du CNRS* sont très diversifiés. On y trouve des projets traitant des techniques de microfabrication qui sont utilisables pour la réalisation de systèmes mécaniques, électroniques, mécatroniques pouvant intégrer des microcapteurs, des microactionneurs et des systèmes électroniques de traitement de données et de contrôle commande, mais aussi des projets sur les méthodes de conception des microsystèmes. Les domaines d'application de ces systèmes sont variés et les exemples ne manquent pas (cf figure 1.1).



(a) Exemples de microsystemes (CEA / LETI: Laboratoire d'Electronique, de Technologies et d'Instrumentation)

(b) Puce à ADN pour l'identification génétique utilisable pour le diagnostic en cancérologie (CEA / LETI)

FIG. 1.1 – *Quelques microsystemes.*

La microrobotique est un domaine plus restreint qui prend sa place à l'intérieur des microsystemes. Les projets de microrobotique en France sont coordonnés par le *Pôle Microrobotique et Microsystemes* du CNRS. Cette discipline s'intéresse tout particulièrement à l'étude et la réalisation de microrobots et de micromachines. La spécificité d'un microrobot est de posséder au moins un microcapteur, un module de traitement du signal et un actionneur qui lui permettent d'interagir avec le milieu extérieur où il devra effectuer sa tâche. Les dimensions du microrobot étant inférieures à quelques centimètres cubes, la fabrication des différents constituants fait souvent appel aux techniques de microfabrication. Généralement, les applications auxquelles les microrobots sont destinés imposent une miniaturisation extrême des capteurs, des actionneurs ainsi que du système de contrôle. Pour illustrer ce propos, on peut parler d'un des grands rêves de la microrobotique qui serait de pouvoir fabriquer un microrobot que l'on pourrait injecter dans le corps humain et qui serait capable de se déplacer vers un endroit précis, et de soigner un traumatisme, directement depuis l'intérieur du corps. On imagine ce microrobot équipé d'un système de propulsion lui permettant d'évoluer dans les artères, d'un système de vision renvoyant les informations à l'extérieur, au médecin chargé de l'intervention, de bras manipulateurs ou encore d'un système pouvant libérer des substances à un endroit très précis. L'une des premières difficultés que l'on rencontre en microrobotique est l'effet de la taille. En effet, aux forces dominantes rencontrées dans le macro-monde, viennent s'ajouter les forces de Van der Waals, les forces électrostatiques, les tensions de surfaces dont l'effet, à cette échelle n'est plus négligeable, et qui rendent les systèmes classiques inutilisables dans ces conditions. Pour cette raison, la microrobotique fait appel à de nouveaux principes d'actionnements originaux qui ont l'avantage de se prêter plus facilement à la miniaturisation. Voici par exemple, un projet de microrobot mobile (MINIMAN) qui nous vient de l'« Institute for Process Control & Robotics » de l'université de Karlsruhe et qui a été développé dans le cadre d'un projet *Esprit* [13]. MINIMAN est un microrobot mobile à cinq degrés de liberté, capable de se déplacer et de manipuler

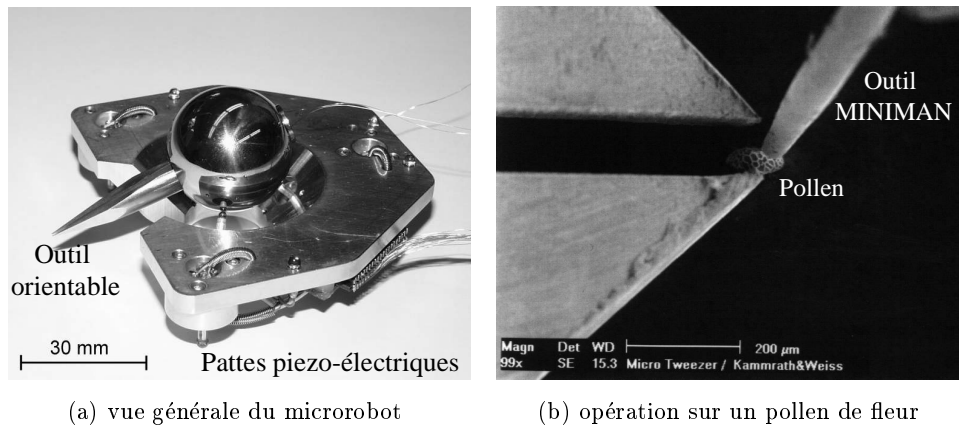


FIG. 1.2 – *Microrobot MINIMAN (Institute for Process Control & Robotics).*

des micro-objets (cf. figure 1.2 a). Il est équipé d'actionneurs piézo-électriques tubulaires multicouches qui lui permettent d'obtenir, en phase de manipulation, des résolutions de positionnement inférieures à 10 nm et en phase d'approche, des vitesses de 3 cm.s^{-1} . MINIMAN peut recevoir plusieurs types d'outils de précision qui sont utilisables pour manipuler, trier, saisir des micro-objets divers (cf. figure 1.2 b). Pour faire face aux difficultés qu'engendrent les forces du micro-monde lors des tâches de micro-manipulation, les outils sont équipés de microcapteurs de forces et de microcapteurs de contact qui renvoient les sensations de toucher à l'opérateur humain. Cet exemple permet d'illustrer le propos suivant : une des grandes préoccupations de la microrobotique est de disposer d'actionneur performants qui pourront être utilisés pour les applications futures dans le micro-monde.

1.1.2 Les micro-actionneurs

Du fait de la diversité des systèmes que l'on peut rencontrer, l'étude des micro-actionneurs pour la microrobotique est un vaste domaine. Tout d'abord pour définir un actionneur, on le considère comme un système qui transforme une énergie d'origine électrique, thermique, chimique, etc, en un travail mécanique. Dans le principe, on dispose de quatre grandes catégories d'énergies primaires qui se décomposent en différents sous-groupes et qui conduisent à un actionneur particulier (cf figure 1.3). De cette liste, on distingue deux principales catégories de micro-actionneurs. La première catégorie englobe les systèmes qui utilisent des mécanismes composés de plusieurs pièces en mouvement l'une par rapport à l'autre. C'est le cas des actionneurs électromagnétiques. Les rendements généralement obtenus sont faibles en raison de la mauvaise maîtrise des frottements et des forces d'adhérence, dans les petites dimensions. La deuxième catégorie englobe les systèmes qui utilisent la déformation d'un matériau actif. C'est le cas des actionneurs magnétostrictifs, piézo-électriques, électrostrictifs, à dilatation thermique, à mémoire de forme et électrochimiques. Ces derniers font l'objet de recherches poussées

et semblent très prometteurs dans un futur proche. Les actionneurs électrostatiques, hydrauliques et pneumatiques peuvent être classés dans l'une ou l'autre de ces deux catégories. En effet, l'actionneur électrostatique utilise des charges électriques soit pour mettre en rotation le rotor d'un micromoteur, soit pour déformer une structure flexible. L'énergie fluide utilise l'effet de la pression soit pour déplacer un mécanisme, soit pour déformer une membrane active. L'actionneur pyrotechnique est un peu à part dans cette classification car il n'est utilisable qu'une seule fois. Ces différents sous-groupes donnent lieu aux différents actionneurs qu'il est possible d'utiliser en microrobotique [12] [42] [30]. Tous ces principes d'actionnement, électrostatiques, piézo-électriques, pyrotechniques, etc ont leurs avantages et leurs inconvénients en terme de miniaturisation. Dans tous les cas, chaque type d'actionneur fait appel à un savoir-faire bien particulier qui est propre au domaine qui le concerne. Toutefois, les matériaux actifs ou « Smart Materials » ont l'avantage d'éviter la fabrication de pièces mécaniques complexes. Ils peuvent être conçus en systèmes monoblocs qui facilitent la fabrication dans l'échelle du micro et permettent un entraînement direct du mécanisme, sans pièces intermédiaires de transmission, d'où leur intérêt tout particulier en microrobotique.

1.1.3 Les matériaux actifs

On dispose de quatre grandeurs quantifiables, intéressantes pour le concepteur de microrobots, qui permettent de caractériser un matériau actif. Elles sont : la densité d'énergie, la déformation, le temps de réponse et le rendement. La densité d'énergie représente l'énergie mécanique développée par l'actionneur par unité de volume ; la déformation donne la course de travail que l'on peut obtenir ; le temps de réponse caractérise la rapidité de fonctionnement. Enfin, le rendement est le rapport entre le travail mécanique fourni par l'actionneur et l'énergie apportée. Les autres grandeurs qui ne sont pas quantifiables et qui sont toutes aussi importantes sont l'aptitude au micro-usinage, l'aptitude au micro-assemblage, la commandabilité du micro-actionneur pour la commande en boucle fermée, la facilité d'intégration, etc. Toutes ces grandeurs permettent d'évaluer les nombreux matériaux actifs que l'on peut rencontrer actuellement et qui présentent un intérêt particulier pour le micro-actionnement.

Les matériaux piézo-électriques

Un matériau piézo-électrique a la propriété de convertir une sollicitation mécanique en énergie électrique (effet direct) et réciproquement, une excitation électrique en énergie mécanique (effet inverse). La piézo-électricité est liée à la structure cristalline du matériau. Dans un tel cristal, une contrainte mécanique dissocie les barycentres des charges positives et négatives et fait apparaître une polarisation du matériau. Lorsque le matériau est utilisé en actionneur, il suffit de le polariser à l'aide d'un champ électrique pour provoquer une déformation de celui-ci. Les déformations utilisables pour une céramique PZT sont généralement de l'ordre de 0,04 % sous une tension d'alimentation de 100 Volts et avec une bande passante de 0 à plusieurs kHz. Le rendement est excellent puisqu'il est supérieur à 90 % et la densité d'énergie est de $0,1 \text{ J.cm}^{-3}$. Pour illustrer les

<i>Type d'énergie</i>	<i>Sous groupe</i>	<i>Type d'actionneur</i>
Electrique	Champs magnétique et électrique	Electrostatique
		Electromagnétique
	Forces moléculaires -----	Magnétostrictif
		Piézo-électrique Electrostrictif
Fluidique	Energie pneumatique -----	Haute pression
		Basse pression
	Energie hydraulique -----	Hydraulique
Thermique	Dilatation -----	Bi-matériau
		Mono-matériau
	Transformation de phase -----	A-mémoire de forme
Chimique	Forces électrolytiques -----	Electrochimiques
	Forces explosives -----	Pyrotechniques

FIG. 1.3 – Classification des actionneurs en fonction du type d'énergie utilisée.

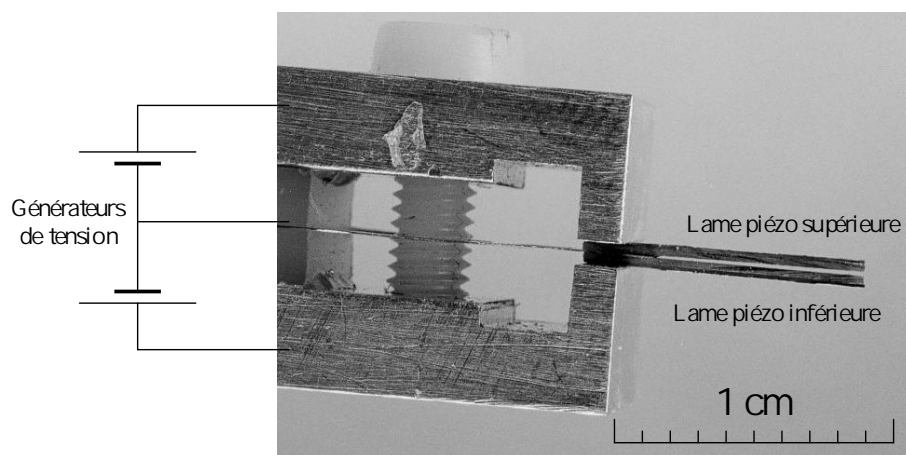


FIG. 1.4 – *Micropince piézo-électrique (Laboratoire d'Automatique de Besançon).*

possibilités offertes par la solution piézo-électrique, voici l'exemple d'une micro-pince réalisée au Laboratoire d'Automatique de Besançon (cf. figure 1.4). Cette micropince est constituée de deux doigts actifs qui peuvent subir des déflexions de $40\ \mu\text{m}$ sous des tensions de 70 Volts. La céramique PZT est collée en bilame avec du laiton de manière à amplifier les déformations du PZT. Chaque doigt de la micropince peut être asservi en position avec une précision inférieure à 10 nm. Un des doigts peut également être utilisé comme capteur de force pour un contrôle actif de la pression de serrage.

Les matériaux magnétostrictifs

Un matériau magnétostrictif présente une propriété similaire aux matériaux piézo-électriques, mais les déformations ont lieu lorsque le matériau est soumis à un champ magnétique orienté. Les déformations du matériau suivent la direction du champ magnétique. Le terfenol-D a de très bonnes propriétés magnétostrictives. On obtient des déformations de 0,2 % et la densité d'énergie est environ vingt fois supérieure à celle d'une céramique PZT. La commande se fait par contrôle du champ magnétique (créé par un courant dans un solénoïde) appliqué et les tensions sont inférieures à celles mises en oeuvre pour les céramiques piézo-électriques. La commande en position ne pose pas de difficultés particulières car la réponse de l'actionneur est linéaire. Pour l'instant, il est très difficile de produire des éléments magnétostrictifs à l'échelle microscopique. De plus, il est nécessaire de disposer d'un équipement lourd extérieur produisant le champ magnétique, ce qui pose des difficultés importantes pour l'intégration.

Les matériaux électrostrictifs

Les matériaux électrostrictifs présentent des phénomènes analogues à ceux observés pour les céramiques piézo-électriques. Sous l'effet d'un champ électrique, une polarisation induite apparaît dans le matériau. Sous l'effet de cette polarisation, le matériau se

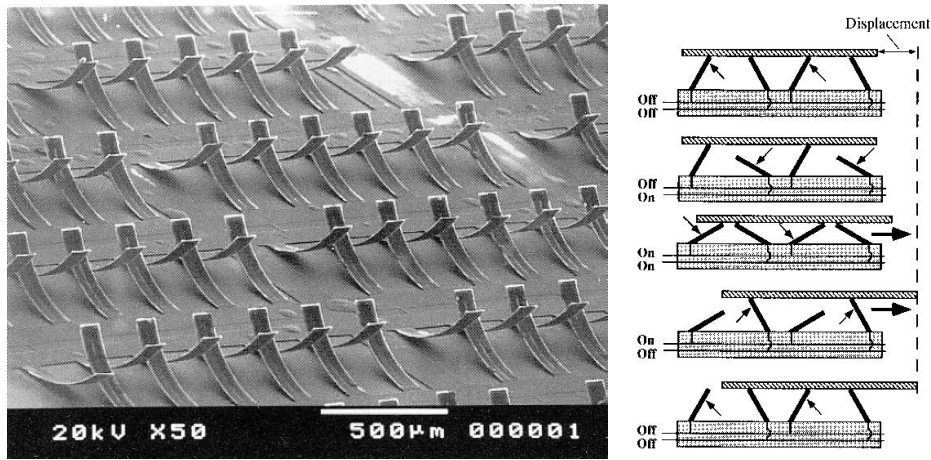


FIG. 1.5 – Bilames thermiques pour système de locomotion ciliaire (Institute of Industrial Science, Tokyo).

déforme dans la limite de son élasticité. Tout comme la piézo-électricité, l'électrostriction est aussi un effet électromécanique couplé. Cependant, par opposition aux matériaux piézo-électriques qui, une fois polarisés, présentent une linéarité de leur réponse en terme de déformation, les matériaux électrostrictifs sont qualifiés de non linéaires, car il apparaît que la déformation induite est proportionnelle au carré de la polarisation. C'est le cas du matériau du type $0,9\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3-0,1\text{PbTiO}_3$, que l'on nomme plus simplement PMN. Par ailleurs, les céramiques de type PMN ne présentent pas le phénomène d'hystérésis observé dans les PZT ferro-électriques. Par contre, le champ électrique à appliquer est plus important que pour les PZT, mais on obtient des déformations environ deux fois plus importantes avec les PMN. Le temps de réponse est de l'ordre de la microseconde. Ces matériaux semblent prometteurs pour des applications de type micro-positionnement, exigeant à la fois une très grande précision et une bonne reproductibilité des déplacements.

Les matériaux thermomécaniques

Tous les matériaux sont sujets au phénomène de dilatation thermique. Si l'on considère un élément quelconque de longueur l , en faisant varier sa température de quelques dizaines de degrés, on obtient une déformation dont l'ordre de grandeur varie entre $0,5 \cdot 10^{-4} \%$ et $25 \cdot 10^{-4} \%$. Autant dire que les déplacements obtenus sont très faibles. Pourtant en associant deux matériaux dont les coefficients de dilatation sont différents, on peut obtenir des bilames thermiques qui ont de bonnes caractéristiques mécaniques. Dans ce cas, les déformations peuvent atteindre 1 % avec une densité d'énergie de $0,4 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-3}$. Par contre, le rendement est inférieur à 10 % et le temps de réponse dépend surtout des possibilités de refroidissement du système. En milieu confiné, ces actionneurs sont inutilisables. L'exemple qui est donné ici montre un système ciliaire pour la locomotion d'objets (cf. figure 1.5). Chaque cil est en fait un bilame thermique qui est chauffé par

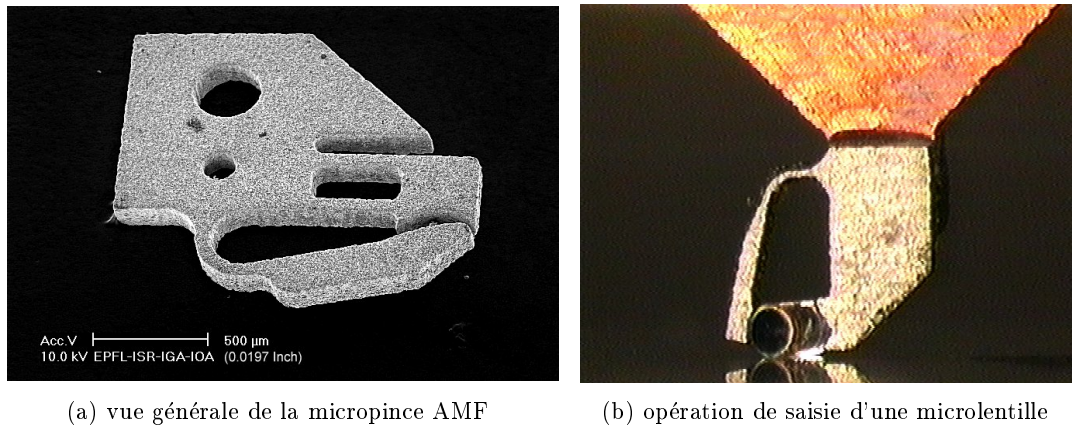


FIG. 1.6 – Micropince AMF développée par le « *High Precision Robotics Group* » de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne.

effet Joule. Un cil fait $500\ \mu\text{m}$ de long, $100\ \mu\text{m}$ de large et $6\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Un substrat de $1\ \text{cm}^2$ comporte 512 bilames. Ce système est capable de transporter de petites plaques de silicone d'une masse de 2,4 mg à une vitesse de $27\ \mu\text{m}$ par seconde sous une fréquence de fonctionnement de 1 Hz.

Les alliages à mémoire de forme (AMF)

Ces alliages ont une aptitude particulière que l'on appelle « l'effet de la mémoire de forme ». A basse température, le matériau peut subir des déformations pseudo-plastiques, jusqu'à 6 % pour les alliages de nickel-titane (NiTi). Quand on le porte à une température plus élevée, le matériau en reprenant sa forme initiale, fournit un travail mécanique important. En bloquant la déformation, le matériau est capable de développer des forces considérables. Cet effet spectaculaire n'a rien de surnaturel, il est le produit d'un changement de phase particulier à l'état solide: la transformation martensitique [33]. Il existe beaucoup d'alliages qui ont la propriété de mémoire de forme. Actuellement, ce sont les alliages NiTi qui sont les plus répandus et aussi les plus utilisés dans l'industrie. Un alliage NiTi peut subir des déformations de 6 % et la densité d'énergie du matériau est supérieure à $10\ \text{J}\cdot\text{cm}^{-3}$. Le rendement est très faible ($< 1\%$). Le principal inconvénient de ce matériau est son temps de réponse élevé. En effet, la transformation martensitique dépend de la température et donc, l'inertie thermique du matériau fixe la rapidité de l'actionnement. La commande en boucle fermée de l'AMF pose de sérieuses difficultés, compte tenu du comportement fortement non linéaire du matériau (fort hystérésis). Malgré tout, les possibilités de microfabrication de l'AMF, en font un bon candidat pour l'actionnement des microsystemes. Pour illustrer les possibilités offertes par les AMF, voici un exemple de micropince AMF réalisée à l'EPFL de Lausanne [4]. La micropince AMF est une pince monolytique découpée en usinage laser (cf. figure 1.6 a). Elle fait 1,6 mm de longueur pour 1,2 mm de large et 0,1 mm d'épaisseur. La partie active en arc de cercle possède un effet mémoire double sens, qui

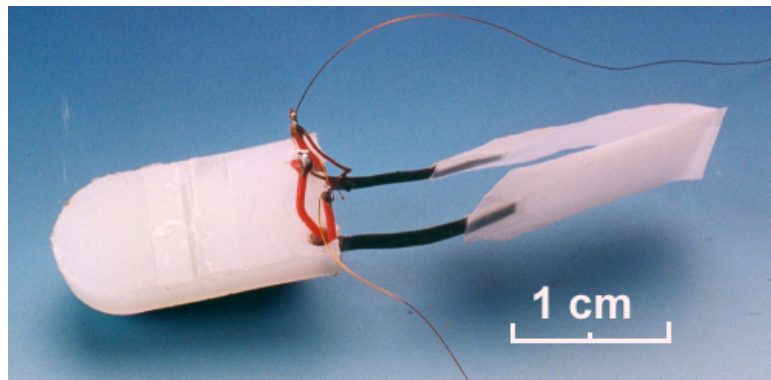


FIG. 1.7 – Robot nageur à propulsion ICPF (Laboratoire d'Automatique de Besançon).

permet la fermeture de la pince lors des opérations de saisie de micro-objets, mais aussi la réouverture de cette dernière lors des opérations de dépose. La figure 1.6 b montre la saisie d'une microlentille de $300\ \mu\text{m}$ de diamètre. Un système thermoélectrique déporté par rapport à la pince assure le contrôle de la température de cette dernière. La circulation des calories se fait par simple conduction thermique, entre la pince et le système de refroidissement, au travers de la pièce de jonction sur laquelle est fixée la pince.

Les polymères actifs

Les polymères conducteurs présentent la particularité de se contracter en présence d'un champ électrique extérieur. Le principe physique de cette transformation n'est, à ce jour, pas clairement défini. Les hypothèses actuelles proposent soit une propagation d'un gradient de pH entre les électrodes, soit une interaction entre les champs électriques externes et internes du matériau. Parmi ces polymères, on soulignera les matériaux ICPF (Ionic Conducting Polymer gel Film), étudiés au Japon par l'équipe du professeur Tadokoro [17] [43]. L'intérêt de tels matériaux est leur importante déformation de flexion, pour une tension d'alimentation de quelques volts. Le caractère de la réponse des ICPF permet difficilement d'envisager, pour l'instant, une commande précise. Ils doivent être utilisés en milieu humide pour fonctionner correctement, d'où le grand intérêt à les utiliser comme propulseurs sur des microrobots aquatiques. L'exemple qui est donné ici est un microrobot propulsé par des palmes actives en ICPF [23]. Ce microrobot nageur est constitué d'un corps en matière plastique prolongé par deux lames en ICPF. En se courbant, les ICPF assurent le battement des deux palmes, à des fréquences de quelques hertz (cf. figure 1.7).

1.1.4 Comparaison des différents types d'actionnement

Chaque matériau actif a ses avantages et ses inconvénients. Aussi, le choix d'un type de matériau, pour une application donnée n'est pas simple, car beaucoup de critères sont à prendre en compte. Le tableau de la figure 1.8 permet de comparer les différents

Actionneur	Déformation (%)	Densité d'énergie ($J.cm^{-3}$)	Rendement (%)	Temps de réponse
Piézo-électrique (PZT)	0,2	0,1	> 90	μs
Magnétostrictif (terfenol D)	0,2	2	60	ms
Polymères actifs (ICPF)	10	0,06	30	ms
Dilatation thermique (Al)	1	0,4	< 10	s
AMF (NiTi)	6 à 8	> 10	< 1	s

FIG. 1.8 – *Comparaison des différents matériaux actifs pour le micro-actionnement.*

matériaux actifs intéressants pour le micro-actionnement, sur des critères tels que la déformation, la densité d'énergie, le rendement et le temps de réponse [20]. On remarque le matériau piézo-électrique pour son temps de réponse très faible et l'AMF pour sa très grande densité d'énergie et ses déformations importantes. Ces considérations font de ces deux matériaux d'excellents candidats pour l'actionnement de microrobots. Malgré tout, on se rend compte qu'il n'y a pas d'actionneur « universel » qui prenne le pas sur les autres. On doit prendre en compte également les contraintes propres au microrobot imposées par le cahier des charges. On peut citer l'exemple du robot nageur, pour lequel l'actionneur ICPF est très adapté et intéressant, devant les autres matériaux actifs. Les critères qu'il faut alors étudier, au cas par cas, sont l'environnement de travail, le type de commande, la facilité de micro-usinage et de micro-assemblage, la nécessité d'une commande en boucle fermée, etc.

Dans le paragraphe suivant, on s'intéresse tout particulièrement à l'actionneur AMF qui, comme on vient de le voir, possède des capacités particulièrement intéressantes sur le plan de la déformation, de la densité d'énergie. L'étude plus poussée de l'AMF va permettre de mieux connaître le matériau et de dégager une stratégie pour élargir son domaine d'utilisation, la problématique de fond étant de diminuer son temps de réponse et d'améliorer le système de contrôle de la température.

1.2 Domaines d'utilisation des actionneurs AMF

1.2.1 Le monde des AMF

Les alliages à mémoire de forme et plus particulièrement les alliages nickel titane sont de plus en plus utilisés dans des domaines variés. Les alliages NiTi étant biocompatibles, l'industrie médicale les utilise pour réaliser des implants, mais aussi comme guide fils ou pour l'instrumentation en chirurgie. La grande flexibilité de l'AMF, que lui confère son comportement pseudo-élastique, offre de nouvelles possibilités très intéressantes dans le domaine de la médecine, notamment pour la réalisation d'appareils dentaires (cf.

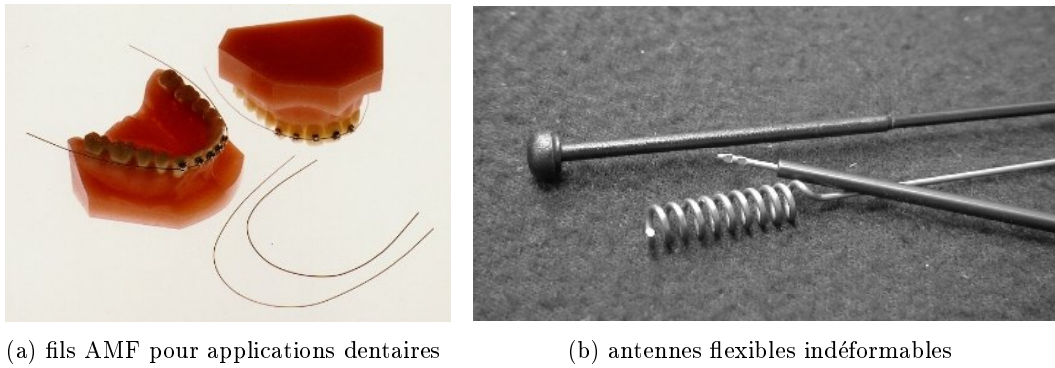


FIG. 1.9 – Exemples d'application des AMF (Memry Corporation).

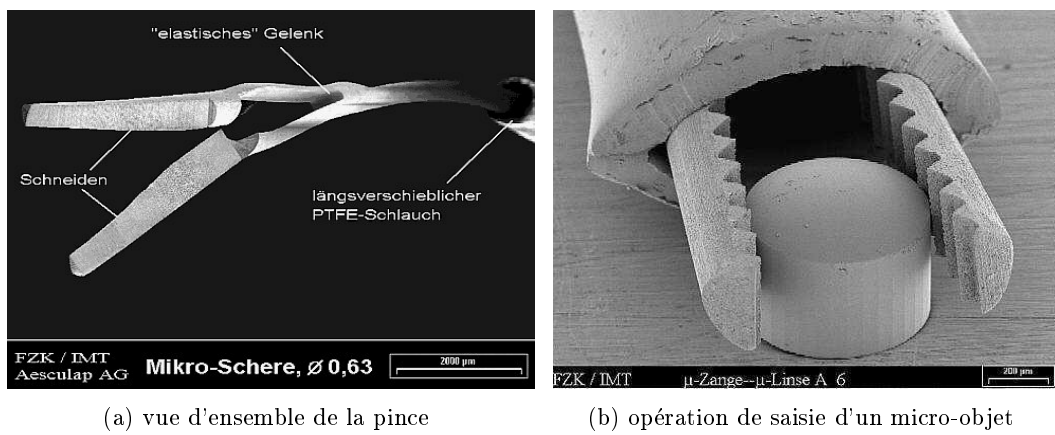


FIG. 1.10 – Micro-pince neuro-chirurgicale (Institut für Mikrostrukturtechnik Karlsruhe).

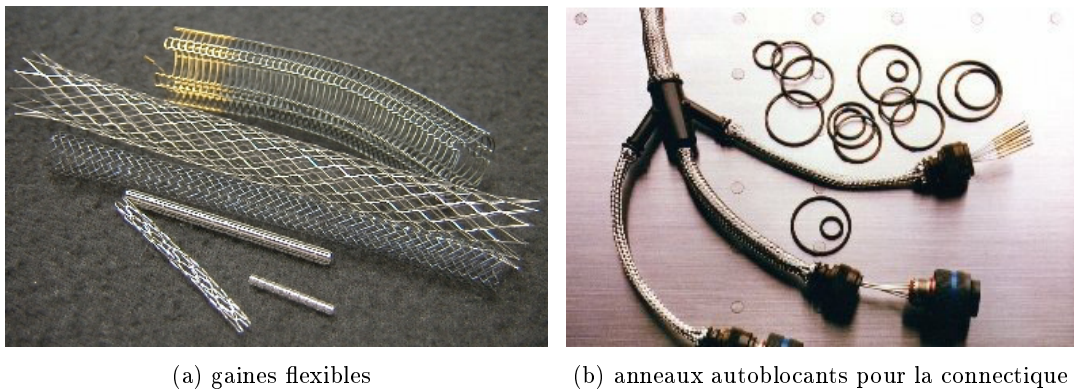


FIG. 1.11 – Exemples d'application des AMF (Memry Corporation).

figure 1.9 a). Le comportement pseudo-élastique est également utilisé par la micro-pince neuro-chirurgicale développée à l'«Institut für Mikrostrukturtechnik» de Karlsruhe car les débattements d'ouverture sont très supérieurs aux débattements obtenus avec un matériau classique (cf. figure 1.10).

L'industrie spatiale et l'aviation utilisent également les AMF pour réaliser des connecteurs de tubes et de tuyaux sur les circuits hydrauliques haute et basse pression, des systèmes auto-décrochants qui réagissent à la température. Des études sont en cours pour réaliser des antennes auto-dépliantes de satellites qui se déploieraient une fois le satellite mis en orbite. L'industrie automobile travaille sur la mise au point de systèmes anti-crash capables d'absorber l'énergie en cas d'accident, d'antennes indéformables (cf. figure 1.9 b), ou encore sur des gaines de tuyaux flexibles (cf. figure 1.11 a) et dans la connectique électrique avec des anneaux autobloquants (cf. figure 1.11 b). Comme on peut le constater, les AMF sont de plus en plus utilisés par l'industrie. Dans le domaine des microsystèmes des études sont en cours, afin d'évaluer la possibilité d'utiliser l'AMF comme matériau actif pour le microactionnement. Actuellement, le micro-actionneur AMF fait l'objet de nombreuses publications qui montrent les possibilités offertes par ce type de matériau actif. On retrouve généralement le micro-actionneur AMF sous la forme de fils, de films minces ou bien sous la forme de lames minces dans des systèmes intégrés.

1.2.2 Micro-actionneurs à fil AMF

On distingue principalement deux sortes de micro-actionneurs à fils AMF. Tout d'abord, ceux qui utilisent des fils simples travaillant en traction puis ceux qui utilisent des fils travaillant en torsion, ou encore des ressorts. Typiquement, le fil AMF est monté sur un mécanisme déformable où un organe de rappel vient assurer la déformation de l'AMF lors des phases de refroidissement (cf figure 1.12 a). Avec un tel mécanisme, le contrôle de la température du fil AMF peut se faire de différentes manières, mais dans la majorité des cas le chauffage des fils est assuré par effet Joule. L'étude faite par

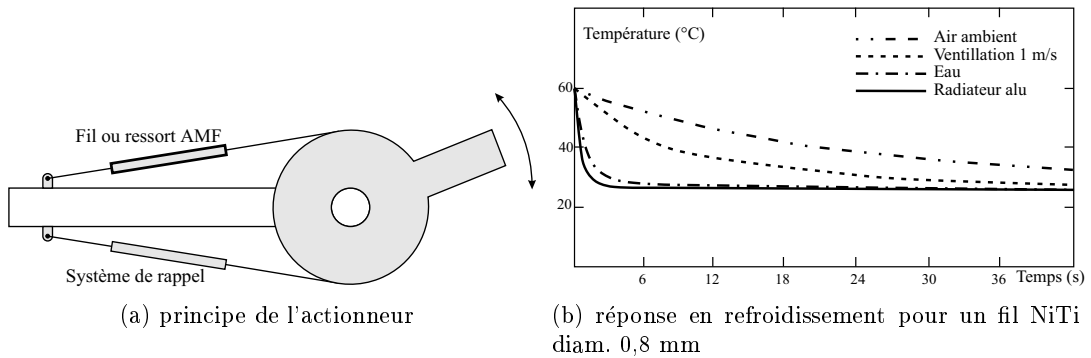


FIG. 1.12 – L'actionneur à fil AMF selon M. Hashimoto.

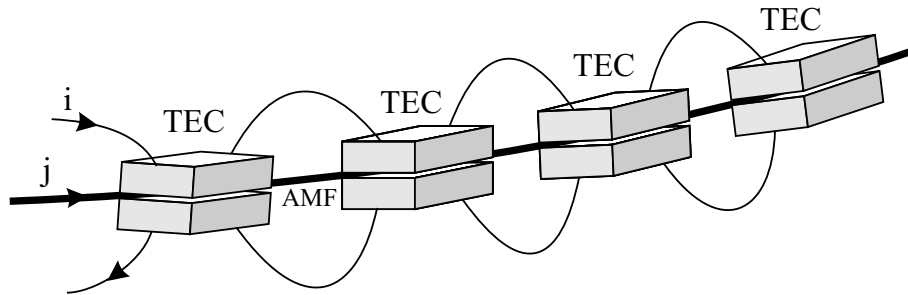


FIG. 1.13 – L'actionneur AMF refroidi par effet Peltier, selon V. Semenyuk.

M. Hashimoto met en évidence quatre manières principales utilisables pour assurer le refroidissement des fils [16]. Il s'agit d'un refroidissement à l'air libre par convection naturelle, d'un refroidissement à l'air en convection forcée, d'un refroidissement par contact avec un fluide caloporteur et enfin d'un refroidissement par contact avec un radiateur thermique. Suivant la méthode qui est utilisée pour le refroidissement, la réponse thermique du fil AMF varie très fortement (cf. figure 1.12 b). En utilisant un radiateur en aluminium le refroidissement est très rapide mais cette méthode est très consommatrice d'énergie lors des phases de chauffage, en comparaison des autres méthodes. En fait, plus le refroidissement est rapide et plus il faut apporter d'énergie dans les phases de chauffage.

De plus, si la solution de la convection naturelle ne demande aucun système particulier à rajouter sur le fil, pour les autres solutions, il faut prévoir des systèmes plus ou moins complexes de refroidissement qui sont peu compatibles pour une utilisation du micro-actionneur AMF dans les microsystèmes. Enfin, ces systèmes ne peuvent pas fonctionner dans le cas où la température ambiante devient supérieure aux températures de transition de phase de l'AMF. Plus récemment, V. Semenyuk a mis au point un dispositif thermoélectrique qui permet de réduire le temps de réponse thermique, au refroidissement, des fils AMF [41]. Le fil AMF de diamètre 0,3 mm qui sert à l'expérimentation est

emprisonné entre plusieurs refroidisseurs Peltier TEC¹ (cf. figure 1.13). Le système de refroidissement couvre une longueur de 50 mm de fil et son diamètre extérieur est de 6 mm, radiateurs thermiques inclus. Les meilleurs résultats sont obtenus lorsque les TEC sont actifs en refroidissement et que le chauffage du fil AMF est assuré par effet Joule. Le temps de réponse de l'actionneur est alors de l'ordre de la seconde, mais sur des temps de cycle long, la température de l'ensemble du système ayant tendance à rapidement augmenter, le temps de réponse se dégrade.

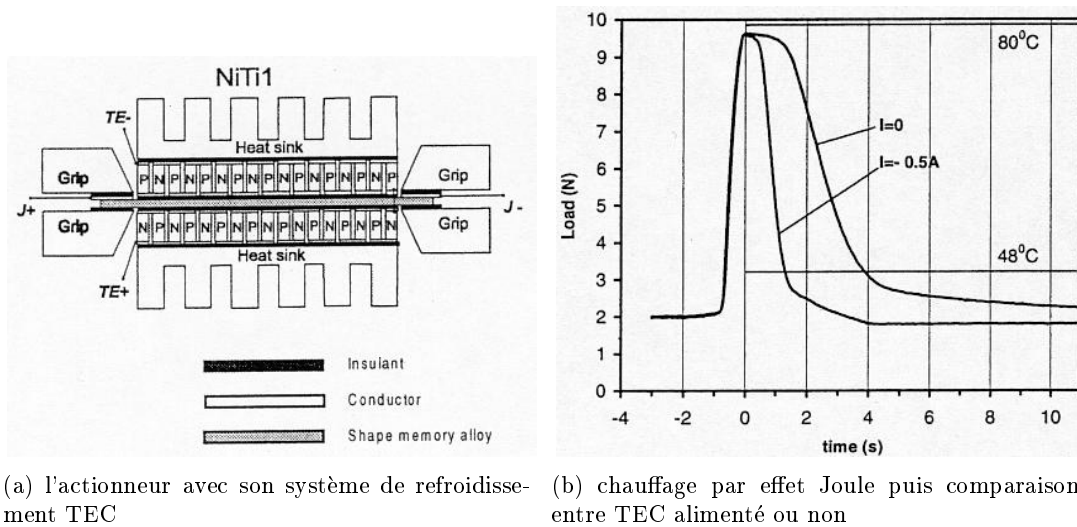
Finalement, le contrôle de la température de fils AMF n'est pas facile à mettre en oeuvre. Autant les fils AMF s'adaptent bien aux microsystèmes, autant il est difficile d'assurer un temps de réponse convenable de l'actionneur. Toute la difficulté est dans le refroidissement des fils. En effet, dans les exemples que l'on vient de donner, le moyen de chauffage et le moyen de refroidissement sont découplés. D'un côté, on trouve un chauffage par effet Joule qui produit beaucoup de chaleur, et d'un autre côté on trouve un système qui sert à évacuer toute la chaleur emmagasinée dans le fil AMF, soit par convection, soit par conduction. Dans tous les cas, il faut que l'environnement immédiat de l'actionneur soit capable de dissiper toute cette énergie calorifique. La solution thermoélectrique est séduisante car elle a l'avantage d'être non dissipative : un système thermoélectrique est une sorte de « pompe à chaleur » qui transfère des calories d'un côté à un autre. Pourtant, dans l'exemple précédent, cette propriété de réversibilité n'a pas été exploitée car le temps de réponse thermique est trop grand, compte tenu des inerties thermiques des refroidisseurs Peltier. L'utilisation de fils AMF n'est pas l'unique possibilité qui s'offre au concepteur de microrobots. En effet, le micro-actionneur AMF est utilisable en tant que tel, sous la forme de films ou de lames minces.

1.2.3 Micro-actionneurs à films ou lames minces AMF

La principale différence entre un film en AMF et une lame en AMF se situe au niveau de l'épaisseur d'alliage qui les constituent. Aussi une lame mince AMF a une épaisseur d'une à plusieurs centaines de microns, tandis qu'un film AMF a une épaisseur de quelques microns seulement. Avec les films AMF, l'intégration dans les microsystèmes est plus évidente étant donné les faibles dimensions que l'on peut atteindre. Les lames minces sont utilisées de la même manière que les fils AMF et sont sollicitées en traction. Par contre, les films minces sont plutôt utilisés, par exemple, comme membrane déformable dans des systèmes de micropompes.

La technique la plus efficace, utilisée pour le contrôle de la température des lames minces AMF, est thermoélectrique. En effet, une lame mince possède deux larges faces qui permettent un bon échange de calories par conduction thermique, avec un système de refroidissement TEC [45]. L'étude faite par P. L. Potapov [35] montre un système d'actionneur AMF conçu sur la base d'une lame mince en AMF de section $1,4 \times 0,04$ mm placée entre deux refroidisseurs Peltier et travaillant en traction (cf. figure 1.14 a). La lame AMF développe un effort de traction qui est transmis aux deux pinces disposées aux extrémités. Une des deux pinces est reliée à un capteur d'effort qui donne

1. TEC : Thermoelectric Coolers



(a) l'actionneur avec son système de refroidissement TEC

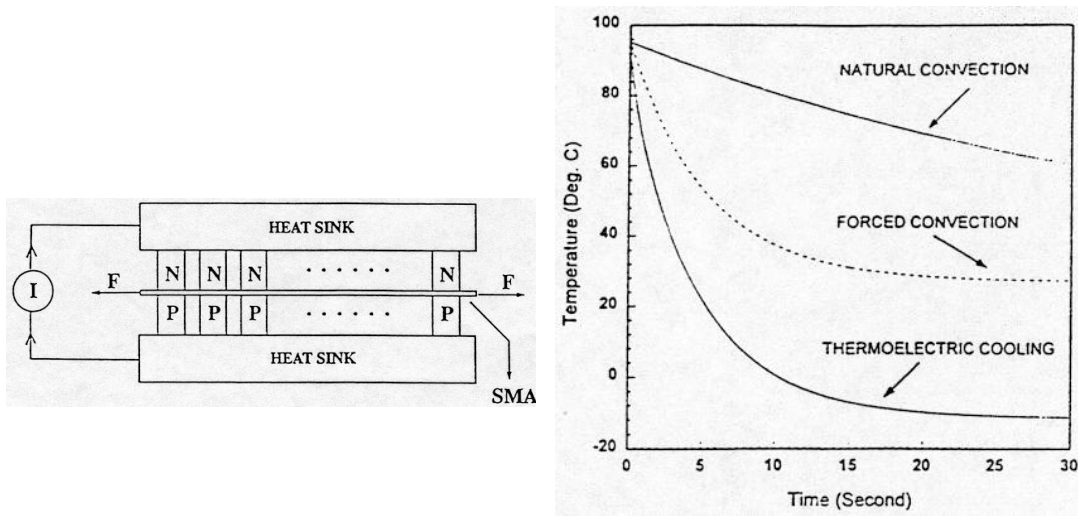
(b) chauffage par effet Joule puis comparaison entre TEC alimenté ou non

FIG. 1.14 – L'actionneur à lame AMF selon P.L. Potapov.

la mesure de la contrainte de restauration de l'AMF. Les résultats obtenus montrent que le refroidissement par effet Peltier permet de réduire le temps de refroidissement (cf. figure 1.14 b). D'après ses conclusions, c'est en combinant le chauffage par effet Joule et le refroidissement par effet Peltier que l'on obtient le temps de réponse le plus court. L'inertie thermique du TEC étant importante, il est plus intéressant dans ce cas de l'utiliser comme une source froide en le maintenant à température constante mais comme dans le cas de systèmes utilisant des fils AMF refroidis par effet Peltier, cette solution consomme beaucoup d'énergie.

L'étude faite par l'équipe de D. C. Lagoudas reprend l'idée du contrôle de la température de la lame AMF par effet Peltier, mais de manière complètement intégrée [8] [22]. Le démonstrateur mis en oeuvre comporte une lame en AMF de section $4 \times 1,19$ mm qui est placée directement en jonction avec un matériau thermoélectrique, des lingots de tellure de bismuth Bi_2Te_3 dopés N et P (cf. figure 1.15 a). De part et d'autre des lingots, on trouve deux connexions électriques en cuivre sur lesquelles sont fixées des radiateurs thermiques en aluminium. Un courant électrique est appliqué et traverse le montage en passant respectivement dans la connexion électrique supérieure en cuivre Cu, dans les lingots N, dans la lame AMF, dans les lingots P et enfin dans la connexion électrique inférieure Cu. Le phénomène thermoélectrique a lieu au niveau des quatre jonctions Cu-N, N-AMF, AMF-P, P-Cu et produit dans ces jonctions, un dégagement ou une absorption de chaleur. Cette manière de faire est à la fois très originale et très efficace car elle permet de réduire de manière importante le temps de refroidissement de l'AMF par rapport à un refroidissement par convection naturelle (cf. figure 1.15 b). De plus, cette technique assure le refroidissement de la lame AMF jusqu'à -10°C , c'est à dire environ 30°C en dessous de la température ambiante. L'inertie thermique de ce système est beaucoup plus faible en comparaison d'un système utilisant des refroidisseurs Peltier.

Pour les films minces AMF, la technique de chauffage et de refroidissement reste très



(a) l'actionneur avec son système de refroidissement Peltier intégré

(b) comparaison des différentes méthodes de refroidissement

FIG. 1.15 – L'actionneur à lame AMF selon D. C. Lagoudas.

élémentaire, principalement pour deux raisons. D'une part, les faibles dimensions qui sont mises en jeu, empêchent la réalisation de systèmes de refroidissement sophistiqués, et d'autre part, les dimensions réduites de l'actionneur font que l'inertie thermique de ce dernier devient très faible. Par conséquent on obtient des temps de réponse qui vont jusqu'à plusieurs dizaines de hertz [27] [40]. La micropompe AMF réalisée au Japon par l'équipe de E. Makino est un bon exemple de ce qui se fait dans le domaine des films minces AMF [28]. Cette micropompe a été réalisée à partir d'un substrat en silicium et fait appel à toutes les techniques récentes de microfabrication et de micro-usinage chimique (cf. figure 1.16). L'élément actif de la pompe est une membrane en AMF de $6 \mu\text{m}$ d'épaisseur et de quelques millimètres carré de surface qui est chauffée par effet Joule et refroidie par convection et par conduction, au travers de la structure de la pompe ou du fluide transporté. En réduisant les dimensions de l'actionneur AMF, le temps de réponse thermique est très fortement amélioré. Pourtant, l'actionneur reste à la merci des variations de la température environnante ou bien de la température du fluide transporté.

Les systèmes qui viennent d'être décrits dans ces trois derniers paragraphes sont relativement élémentaires. Dans la réalité de la microrobotique, les micro-actionneurs AMF sont intégrés à des systèmes plus complexes et de nouvelles contraintes doivent être prises en compte dans la conception des mécanismes à base d'AMF.

1.2.4 Micro-actionneurs AMF intégrés

L'intégration des AMF dans les microsystèmes pose une multitude de difficultés supplémentaires tant sur le plan de la fabrication que sur le plan du contrôle de la

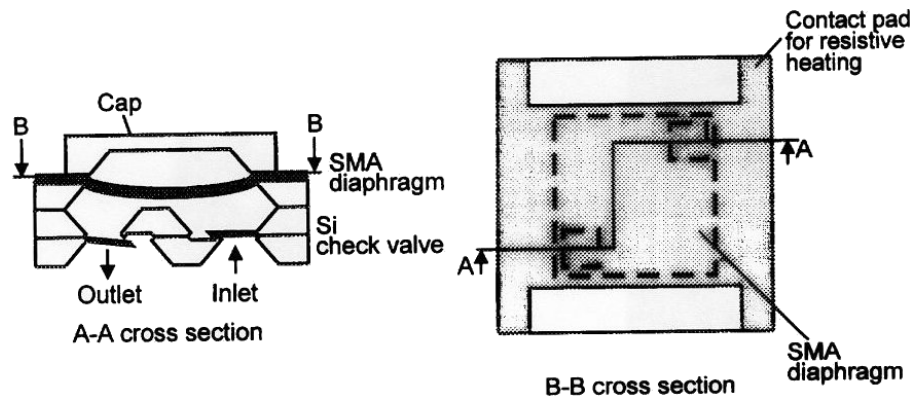


FIG. 1.16 – L'actionneur à film AMF selon E. Makino.

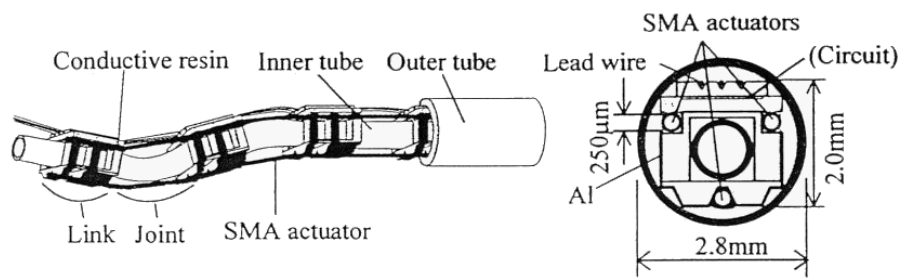


FIG. 1.17 – Microcathéter à fil AMF selon G. Lim.

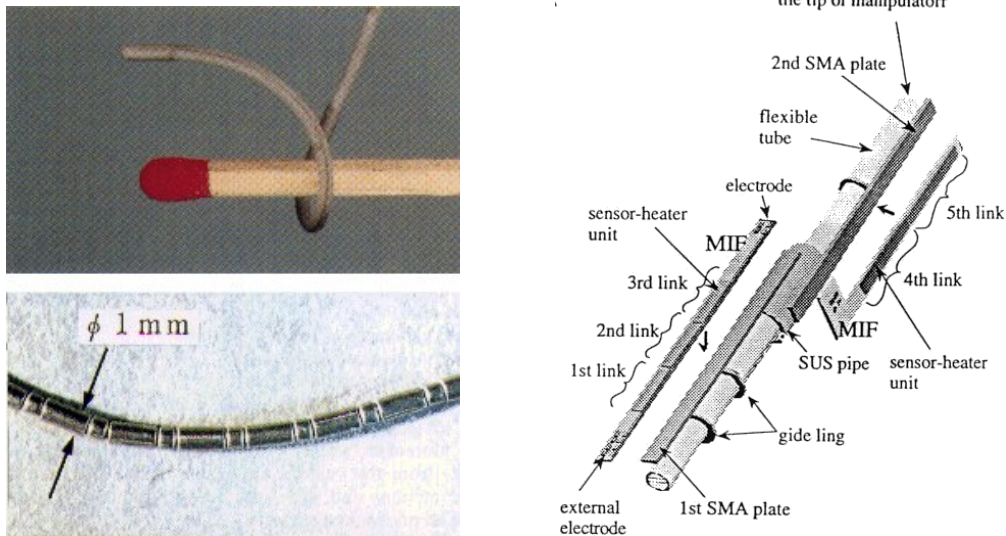


FIG. 1.18 – *Microcathéter à Film AMF selon S. Aramaki.*

température de l'AMF. En effet, on se retrouve confronté au problème du refroidissement car ces systèmes sont souvent conçus pour fonctionner dans des milieux confinés et peu accessibles. C'est notamment le cas pour les cathéters actifs qui font l'objet de nombreuses recherches au Japon. Par exemple, G. Lim et son équipe travaillent sur un microcathéter de 2,8 mm de diamètre, à base de fil AMF monté sur une structure en verre-silicone (cf. figure 1.17) [25]. Les fils AMF sont chauffés par effet Joule et le refroidissement est assuré par convection naturelle. Le temps de refroidissement est de 1,5 s environ, sans gaine extérieure. Lorsque la gaine est présente, le temps de refroidissement est plus long. En fait, le refroidissement des fils AMF est un vrai problème pour les systèmes de type « cathéter actif ».

Dans le même ordre d'idée, S. Aramaki et son équipe ont développé un cathéter actif de 1 mm de diamètre, dont l'intégration est encore plus poussée [3]. Il est composé d'un empilement de modules intégrant les AMF, les capteurs de température et d'allongement et l'ensemble de la connectique (cf. figure 1.18). Chacune des trois lames minces AMF d'un étage élémentaire du cathéter est isolée électriquement des autres éléments et c'est un film multi-fonction MIF (Multi-function Integrated Film) collé sur l'AMF et commandé par effet Joule qui assure le chauffage par conduction thermique de ce dernier. Cette méthode est très efficace lors des phases de chauffage mais le refroidissement de l'AMF est très lent (environ 6 s) en comparaison du cathéter de G. Lim. Le système étant très compact, la convection naturelle est moins efficace que sur un système ouvert, qui favorise la circulation de l'air environnant autour des AMF. De plus, chaque étage du cathéter vient parasiter thermiquement l'étage voisin, provoquant des déplacements qui ne sont pas souhaités.

Dans bien des cas, l'idée de base est séduisante mais son intégration pose des difficultés technologiques qui peuvent être insurmontables. C'est le cas de la nageoire

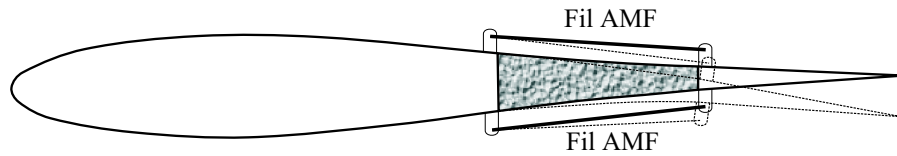


FIG. 1.19 – *Nageoire simple à profil variable selon O. K. Rediniotis.*

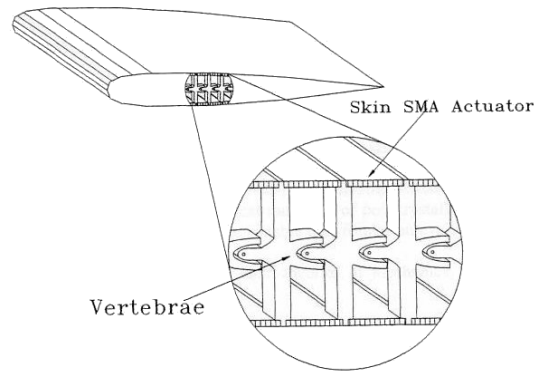


FIG. 1.20 – *Nageoire articulée à profil variable selon O. K. Rediniotis.*

développée par O. K. Rediniotis et son équipe [38]. L'idée de base est de réaliser une nageoire active actionnée par des AMF. Le démonstrateur initial est constitué d'un profil aérodynamique standard qui peut se déformer sur sa partie arrière grâce à l'action de fils AMF tendus à l'extérieur, en contact direct avec l'eau (cf. figure 1.19). Cette disposition permet d'obtenir une fréquence d'oscillation proche de 10 hertz, car le refroidissement du fil est très rapide dans l'eau, même si le chauffage par effet Joule demande de forts courants dans le fil AMF. En reprenant ce concept de nageoire déformable, l'équipe de O. K. Rediniotis a imaginé un système très astucieux, multi-degrés de liberté, constitué de vertèbres articulées mues par des lames en AMF (cf. figure 1.20). Ce système est actuellement en cours de développement. L'étude détaillée d'un point de vue thermique permettra de prévoir le comportement que l'on peut espérer obtenir avec un tel système. Il est à prévoir de fortes interactions entre les lames AMF voisines. Finalement, le passage du système à un degré de liberté, à fil AMF, au système vertébré multi degrés de liberté intégré, multiplie grandement les difficultés technologiques tant sur le plan de la conception, que sur le plan de la réalisation et la fabrication. L'intégration des multiples micro-actionneurs AMF, microcapteurs de température, de position et autres systèmes indispensables au fonctionnement, constituent une véritable barrière au développement des futurs microrobots.

Dans tous les cas, chaque système intégré à base d'AMF a sa propre spécificité qui dépend de l'environnement de travail et du degré d'intégration des éléments constitutifs du système. Le point commun de tous ces systèmes est qu'ils sont sensibles à la température, principale grandeur de commande des AMF.

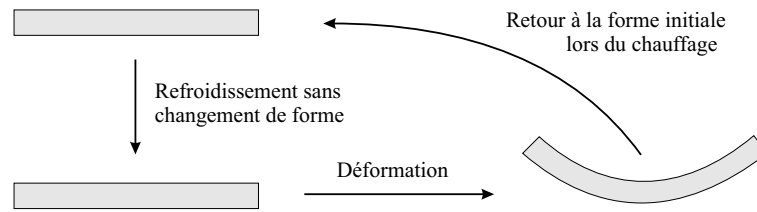


FIG. 1.21 – Illustration de l'effet mémoire de forme.

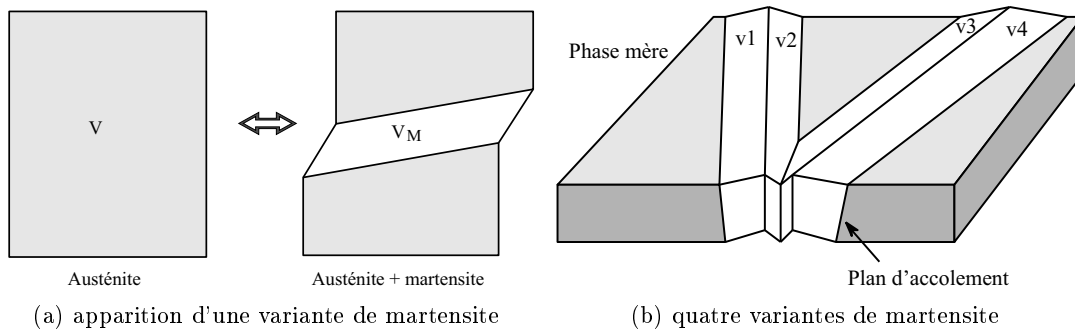


FIG. 1.22 – Transformation martensitique.

1.3 Caractéristiques thermomécaniques des AMF

1.3.1 Définition

La classe des alliages à mémoire de forme (ou AMF) désigne une classe de matériaux qui, après déformation permanente à basse température, retrouvent leur forme initiale, non déformée par simple chauffage (cf. figure 1.21). Cette propriété est désignée par le terme « effet mémoire de forme ».

1.3.2 Transformation martensitique

Cette propriété remarquable est due à la transformation martensitique de phase solide-solide, appelée « transformation martensitique », entre une phase mère « haute température » et une phase produite « basse température ». Cette transformation peut être induite par une simple variation de la température du matériau, mais aussi par l'application d'une contrainte mécanique, dans une plage de température adéquate. La phase haute température est l'austénite, par analogie avec les aciers, bien que la structure cristallographique ne soit pas la même que les aciers : structure cubique centrée pour les principaux AMF au lieu de la structure cubique face centrée pour les aciers. La phase basse température est la martensite et possède une structure monoclinique (ou rhomboédrique, trigonale, tétragonale). L'austénite est une phase métastable, c'est à dire qu'elle est obtenue hors équilibre thermodynamique. L'obtention de cette phase nécessite la connaissance du diagramme d'équilibre de l'alliage, pour déterminer le traitement

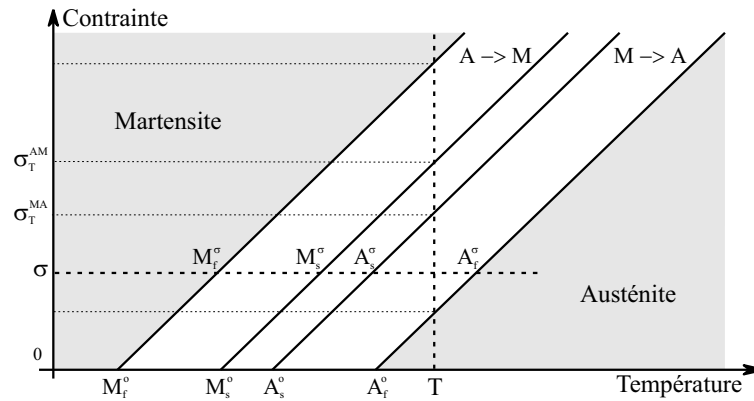


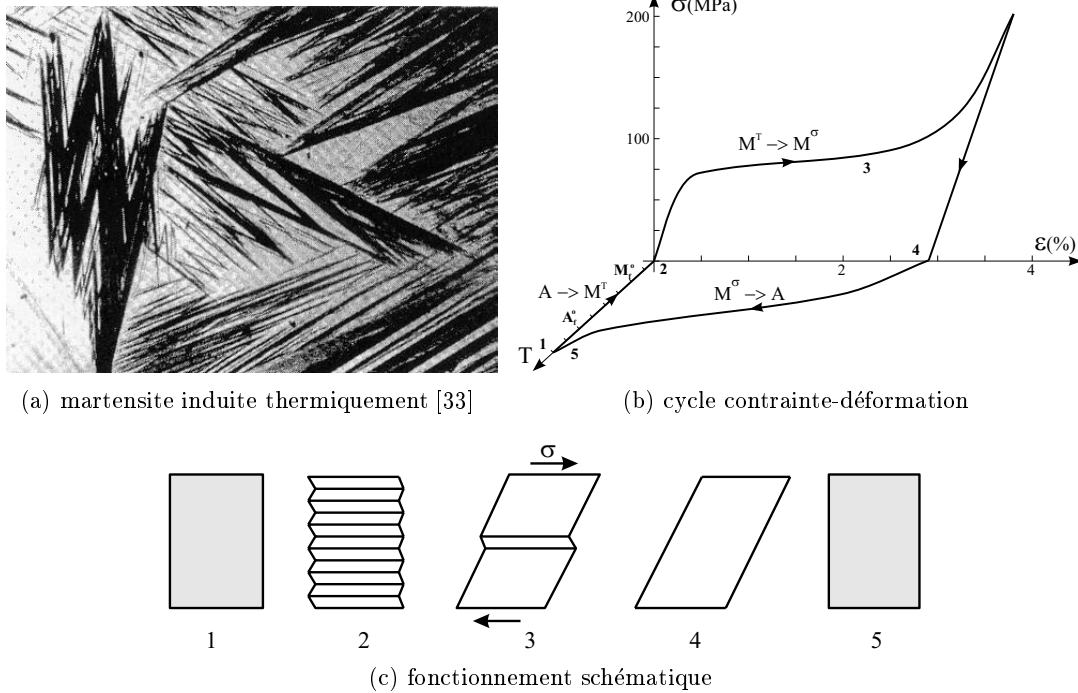
FIG. 1.23 – Diagramme d'état contrainte-température d'un alliage NiTi.

thermique adéquat. Cette transformation de phase solide-solide possède les propriétés physiques suivantes [33] :

- c'est une transformation thermo-élastique, c'est à dire qu'elle est complètement récupérable, après une sollicitation mécanique ;
- c'est une transformation structurale displacive : la transformation est caractérisée par un déplacement corrélé des atomes sur une faible distance (très inférieure à la distance inter-atomique). De ce fait, il n'y a pas de changement dans la composition chimique du matériau. La fraction de martensite z , formée au sein de la phase mère, est le rapport entre le volume de martensite V_M formé et le volume total V (cf. figure 1.22 a) ;
- l'apparition de la nouvelle phase se fait avec une interface nette séparant la phase mère et la phase produite (transformation du premier ordre). La transformation n'est pas instantanée : il existe un domaine de température où les deux phases coexistent. Il existe au total, 24 variantes de martensite qui peuvent apparaître dans la phase mère, pour un alliage NiTi (cf. figure 1.22 b) ;
- la structure cristallographique est modifiée lors de la transition de phase. La déformation est constituée principalement par un cisaillement (déformation homogène du réseau cristallin) (cf. figure 1.22 a) ;
- elle s'effectue avec une variation de volume négligeable.

1.3.3 Comportement thermomécanique des AMF

L'action de la température et de la contrainte sont les moteurs de la transition de phase qui au travers de la présence des plaquettes de martensite conditionnent l'état de déformation du matériau. En faisant varier différemment les trois paramètres qui sont la température, la contrainte et la déformation, on aboutit aux différents comportements caractéristique des AMF. Le diagramme d'état contrainte-température permet de déterminer les température de transition de phase quelle que soit la contrainte appliquée à l'AMF (cf. figure 1.23). On appelle, M_s^σ la température de début de transfor-

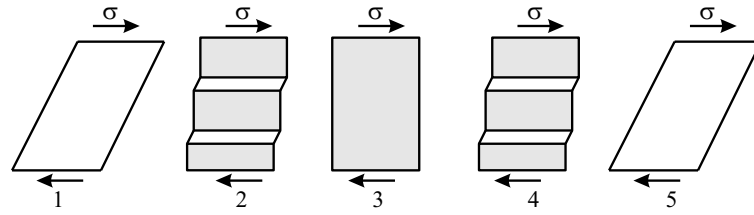
FIG. 1.24 – *Mémoire de forme simple sens.*

mation martensitique, M_f^σ la température de fin de transformation martensitique, A_s^σ la température de début de transformation austénitique et A_f^σ la température de fin de transformation austénitique, au niveau de contrainte σ . De la même manière σ_T^{AM} , σ_T^{MA} sont les contraintes de début de la transformation martensitique ($M \rightarrow A$) et austénitique ($A \rightarrow M$), à la température T .

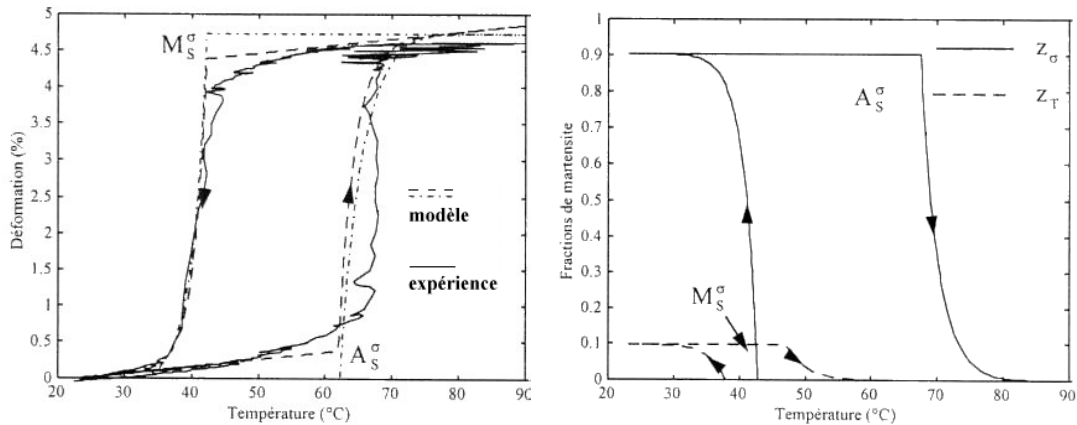
Effet mémoire simple sens

Ce comportement est à l'origine de l'appellation « alliage à mémoire de forme ». Il s'obtient simplement en faisant subir au matériau le cycle thermomécanique suivant (cf. figure 1.24) :

- 1 : état libre de contrainte ($\sigma = 0$) à $T > A_f^0$, seulement l'austénite A est présente ;
- 2 : refroidissement jusqu'à $T < M_f^0$, formation de martensite auto-accomodante ou martensite d'origine thermique M^T , constituée indifféremment des 24 variantes de martensite (cf. figure 1.24 a). L'aspect macroscopique du matériau n'évolue pas, les déformations induites localement par chaque variante se compensant ;
- 3 : application d'une contrainte (100 à 150 MPa pour un NiTi) qui a pour effet de réorienter la martensite auto-accomodante, on obtient de la martensite orientée M^σ qui provoque le déplacement global (5 à 6 % pour le NiTi) (cf. figure 1.24 b) ;



(a) fonctionnement schématique



(b) évolution de la déformation en fonction de la température (simulations)

(c) évolution de la fraction de martensite en fonction de la température

FIG. 1.25 – Fonctionnement de l'actionneur AMF basique d'après H. Benzaoui ($\sigma = 166$ MPa).

- 4 : suppression de la contrainte. la déformation est toujours présente du fait de la martensite orientée M^σ ;
- 5 : chauffage jusqu'à $T > A_f^\sigma$, le matériau reprend sa forme initiale.

Un AMF peut fournir un travail mécanique important, lors du passage de la phase 4 à la phase 5. Pour le faire fonctionner en cycle, il faut prévoir une force de rappel permanente qui assure la réorientation de la martensite thermique, lors de la transition $A \rightarrow M$. Un fil AMF auquel est accroché une masse, constitue l'actionneur basique utilisable en microrobotique [5]. Le poids de la masse déplacée sert à la réorientation de la martensite thermique. Le cycle thermomécanique que l'on fait subir au fil pendant l'actionnement est alors le suivant (cf. figure 1.25) :

- 1 : départ à $T < M_f^\sigma$, le poids de la masse réoriente presque totalement la martensite thermique ($\sigma = 166$ MPa pour un NiTi), le fil est allongé au maximum (environ 5% pour un fil NiTi) ;
- 2 : chauffage du fil à $A_s^\sigma < T < A_f^\sigma$, l'apparition de l'austénite provoque le raccourcissement du fil et le déplacement de la masse ;
- 3 : lorsque $T > A_f^\sigma$, le fil est en austénite A ;

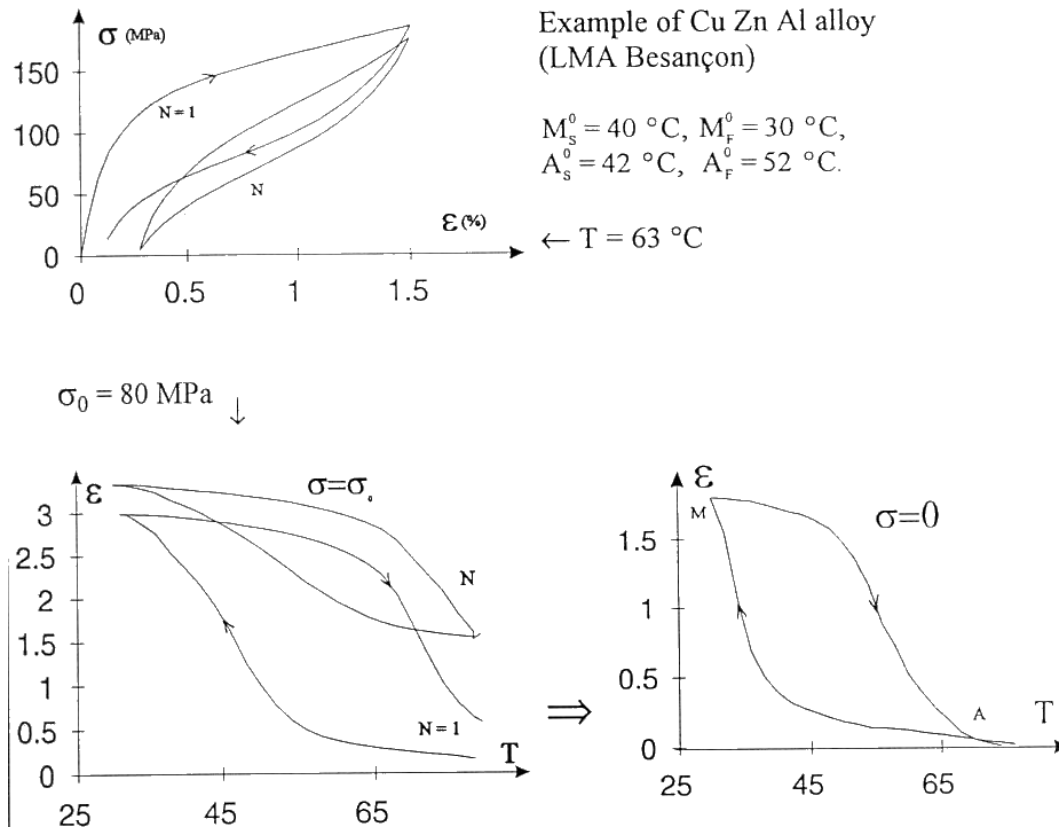


FIG. 1.26 – *Effet mémoire double sens.*

- 4 : refroidissement du fil à $M_s^\sigma > T > M_f^\sigma$, la contrainte appliquée favorise l'apparition directe de martensite orientée ;
- 5 : le fil reprend sa longueur initiale lorsque $T < M_f^\sigma$.

Si la contrainte appliquée au fil n'est pas suffisamment grande, il apparaît de la martensite thermique lors du refroidissement entre la phase 4 et 5. Dans ce cas, la déformation utilisable pour le fil AMF est inférieure à 5% [7].

Effet mémoire double sens

L'effet mémoire double sens fonctionne sur le même principe que l'effet mémoire simple sens à la différence près que l'AMF est capable de se déformer de par lui même, c'est à dire de créer de la martensite orientée, lors des phases de refroidissement. Cela est possible seulement en l'absence de contrainte et après que le matériau a suivi un traitement thermomécanique bien particulier que l'on appelle « traitement d'éducation ». Le traitement d'éducation consiste à effectuer des cycles thermiques du type mémoire simple sens, sous l'action d'une contrainte (cf. figure 1.26). Après plusieurs dizaines de cycles, la contrainte peut être supprimée et le matériau continue ses déplacements suivant la

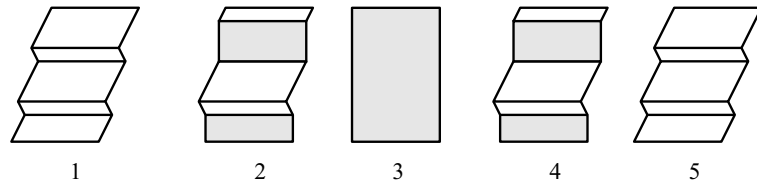


FIG. 1.27 – *Fonctionnement schématique de l'effet mémoire double sens.*

même trajectoire, avec toutefois une amplitude de déformation plus réduite. Le traitement d'éducation favorise l'apparition de variantes de martensite particulières au refroidissement mais qui peuvent se réorienter si une contrainte est appliquée. L'éducation de l'AMF est également possible en faisant subir au matériau des cycles pseudo-élastiques. Une fois que le matériau est éduqué, le fonctionnement est le suivant (cf. figure 1.27) :

- 1 : départ à $T < M_f^o$, présence de la martensite thermique et de la martensite orientée ;
- 2 : chauffage du fil à $A_s^o < T < A_f^o$, l'apparition de l'austénite provoque l'effet mémoire de forme, le matériau peut éventuellement générer un effort moteur utilisable pour l'actionnement ;
- 3 : lorsque $T > A_f^o$, l'AMF est en austénite A ;
- 4 : refroidissement du fil à $M_s^o > T > M_f^o$, apparition de martensite thermique et de martensite orientée induite par le traitement d'éducation, sous contrainte nulle ;
- 5 : le fil reprend sa longueur initiale lorsque $T < M_f^o$.

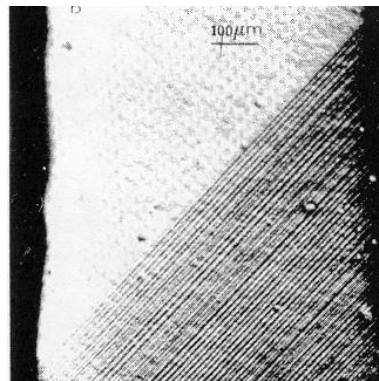
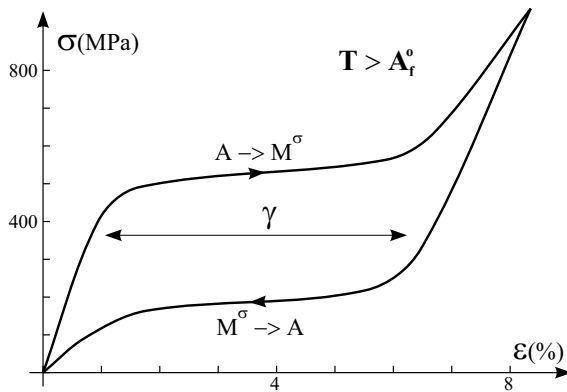
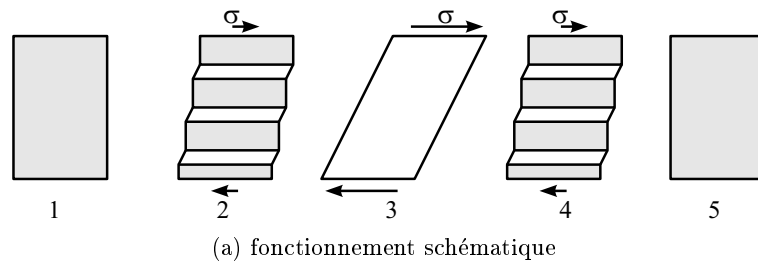
Cette propriété de mémoire de forme double sens a été exploitée pour assurer la réouverture de la micropinçe AMF développée à l'EPFL (cf. §1.1.3).

Comportement pseudo-élastique

Tout comme la température, la contrainte peut provoquer la transition de phase. Les conditions pour observer ce phénomène sont les suivantes (cf. figure 1.28) :

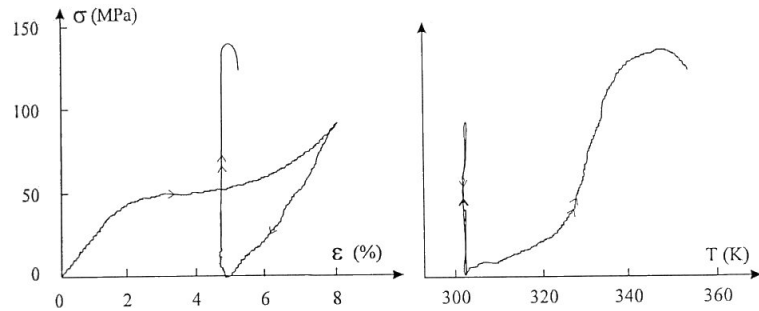
- 1 : départ à $T > A_f^o$ (cette température est fixe durant tout l'essai), seulement l'austénite A est présente ;
- 2 : application progressive de la contrainte, apparition de martensite orientée qui provoque une déformation de transformation de phase en plus de la déformation élastique de l'austénite (cf. figure 1.28 c) ;
- 3 : fin de transition de phase, seulement la martensite orientée est présente ;
- 4 : suppression progressive de la contrainte, disparition de la martensite orientée M^o ;
- 5 : retour à la forme initiale.

Cette propriété pseudo-élastique est utilisée dans les pinces neuro-chirurgicales développées à l'«Institut für Mikrostrukturtechnik» de Karlsruhe, car les débattements d'ouverture sont très supérieurs aux débattements obtenus avec un matériau classique (cf. §1.2.1).



(b) essais de traction pseudo-élastique sur un fil NiTi (c) martensite induite lors d'un essai de traction pseudo-élastique [33]

FIG. 1.28 – Effet pseudo-élastique.

FIG. 1.29 – *Contrainte de restauration.*

Contrainte de restauration

Lorsque l'on maintient constante la déformation de l'AMF, pris initialement en phase martensitique réorientée, une élévation de la température va provoquer une contrainte importante (env. 190 MPa pour un NiTi), appelée contrainte de restauration (cf. figure 1.29). Cette opération nécessite une forte élévation de la température car au fur et à mesure que la contrainte augmente, les températures de transition de phase se décalent vers le haut, ralentissant ainsi la transformation (cf. figure 1.23). Cette opération mène jusqu'à la détérioration et même la rupture du matériau, quand l'élévation de température est trop importante (env. 600 MPa pour un NiTi). La contrainte de restauration peut trouver des applications pour des systèmes de génération d'effort car il est possible, à l'aide d'un asservissement, d'assurer un contrôle précis de l'effort généré [6].

En conclusion de ce paragraphe, il ressort que l'AMF est un matériau aux propriétés diverses qui a beaucoup d'avenir comme matériau actif dans les microsystèmes et la microrobotique. Même s'il ne peut générer un travail mécanique que dans un sens, il a la particularité de supporter n'importe quel type de sollicitation et subir tout type de déformation. Ainsi, il est possible d'utiliser l'AMF en traction, mais aussi en compression, en flexion [10], en torsion [9], ou encore tout type de sollicitation multi-axiale [18]. Le comportement est similaire quel que soit le type de sollicitation appliqué au matériau. Il est également utilisable sous n'importe quelle forme, car la géométrie n'a aucune influence sur ses propriétés thermomécaniques. Son principal point faible se situe au niveau de sa commande car l'AMF réagit à la température et à la contrainte. Par conséquent, il faut pouvoir assurer un contrôle efficace de la température, si l'on veut exploiter correctement les propriétés très intéressantes du matériau.

1.4 Les alliages nickel-titane (NiTi)

1.4.1 Intérêts des alliages NiTi

Il existe de nombreux alliages possédant la propriété de mémoire de forme. Cependant, seulement les alliages à base de cuivre (CuZnAl, CuAlNi, CuAlBe) et les alliages NiTi (Nitinol) ont fait l'objet d'attentions particulières. Au niveau industriel, les alliages

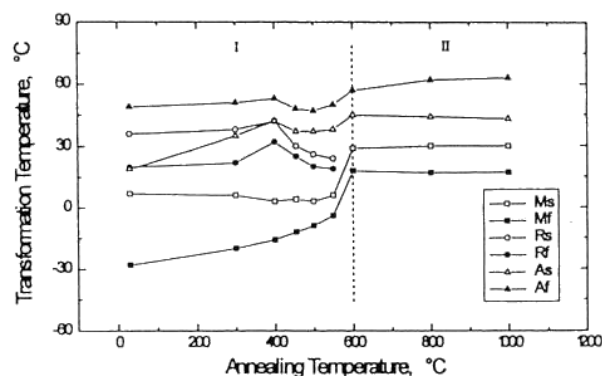


FIG. 1.30 – Influence de la température du revenu sur les températures de transformation.

de Niti sont les plus utilisés car il ont les propriétés les plus intéressantes :

- la déformation de transformation de phase est la plus importante (de l'ordre de 8%) ;
- la valeur élevée de la résistivité électrique permet un chauffage par effet Joule qui est très facile à mettre en oeuvre ;
- les alliages de NiTi ont de bonnes propriétés de biocompatibilité avec les tissus humains, ce qui augmente les domaines d'application ;
- la tenue mécanique (rupture à 1900 MPa), la résistance à la fatigue (plus de 100 000 cycles à 4% de déformation) ainsi que l'effet du vieillissement sont excellents² ;
- la corrosion est quasiment inexistante grâce à un phénomène de passivation des surfaces en contact à l'air.

1.4.2 Composition chimique et traitements thermiques

Les compositions donnant lieu à l'effet mémoire de forme sont voisines de la composition équiatomique (50% Ni, 50% Ti). La température de fusion de l'alliage est de 1310°C. Après les différentes phases d'élaboration et de mise en forme, il est nécessaire d'effectuer un revenu qui permet de régénérer la structure cristallographique du matériau et d'obtenir l'effet mémoire de forme. La température du revenu conditionne les caractéristiques intrinsèques du matériau. Un revenu à 600°C donne de très bons résultats [26]. Si la température du revenu est inférieure à 600°C, on constate l'apparition d'une nouvelle phase cristallographique, la R-phase. Dans ce cas, la transformation martensitique se fait en deux étapes : $A \rightarrow R\text{-phase} \rightarrow M^T$ [37]. L'effet mémoire induit par la R-phase est très faible (0,5 à 1%), en comparaison de l'effet mémoire de la martensite. De plus, les températures de transition de phase sont modifiées (cf. figure 1.30). Une trempe à l'air, à la sortie du four de revenu, permet d'obtenir la phase métastable recherchée, c'est à dire l'austénite. La température à ne pas dépasser lors de l'utilisation de l'AMF

2. Données Memory-Metalle GmbH : <http://www.memory-metalle.de>

est d'environ 150°C car au delà, la structure cristallographique de l'alliage se modifie et la propriété de mémoire de forme disparaît.

La composition de l'alliage modifie également les températures de transition de phase. En augmentant la proportion de Nickel jusqu'à 51%, les températures sont fortement décalées vers le bas. M_s^o passe de 70°C pour un alliage 50%Ni 50%Ti, à -40°C pour un alliage 50,6%Ni 49,4%Ti. Par contre, les températures de transition sont stables lorsque la proportion de Ti est augmentée. L'introduction d'éléments d'addition supplémentaires influence également les caractéristiques thermomécaniques de l'alliage. Finalement, la métallurgie des alliages NiTi est un domaine très pointu. Actuellement, il n'est pas possible de fabriquer un alliage à mémoire de forme «à la carte». Il faut se contenter des propriétés courantes et limitées, que l'on trouve chez les différents fournisseur et fabricants d'AMF.

1.5 Les actionneurs AMF pour la microrobotique

Il va de soit que les alliages à mémoire de forme et plus particulièrement les alliages nickel-titane, ont leur place dans le monde de la microrobotique et des microsystèmes. Tous les exemples qui ont été cités dans ce chapitre le montrent. Les principaux points forts de ce matériau actif sont, entre autres, la densité d'énergie considérable qu'il est capable de fournir et la grande souplesse de mise en oeuvre dans les petites dimensions. Pourtant, ce matériau n'a pas toutes les qualités que l'on puisse attendre d'un actionneur idéal car il est difficilement commandable. Actuellement, le micro-actionneur « universel » qui aurait toutes les qualités n'a pas encore été découvert. Aussi, il est nécessaire de mettre en oeuvre tous les moyens possibles pour contourner, autant que possible, les points faibles des AMF. En premier lieu, il faut retenir que l'AMF réagit à la température, sa grandeur de commande et s'il est très facile de le chauffer, il est déjà moins évident de le refroidir. Aussi, en assurant un contrôle efficace de la température, on peut espérer améliorer son temps de réponse et garantir un fonctionnement robuste dans n'importe quel type de condition d'utilisation.

On peut mettre en évidence trois démarches qui ont pour but un contrôle efficace de la température de l'AMF. La première consiste à concevoir un système sophistiqué, ayant un grand encombrement, capable d'assurer des dynamiques importantes. Dans ce cas, les énergies mises en oeuvre seront importantes et les possibilités d'intégration dans un microrobot quasiment nulles. Cette solution n'est pas satisfaisante pour nous. La deuxième solution consiste à réduire les dimensions de l'AMF et de son système de refroidissement. Dans ce cas, le champs des possibilités, pour le contrôle de la température, se trouve fortement réduit. La conception du système devient rapidement un vrai casse-tête et les résultats obtenus sont souvent médiocres. Cette solution présente un intérêt car elle se situe dans le savoir-faire technologique du moment. La troisième solution consiste à concevoir des systèmes AMF de très petites dimensions (quelques μm). Dans ce cas, il n'est pas possible d'envisager des systèmes de refroidissement sophistiqués car la technologie actuelle n'est pas en mesure de les fabriquer ni de les intégrer à l'AMF. Pourtant cette solution à un intérêt car le temps de réponse obtenu est très faible.

La problématique qui ressort est : comment réaliser un micro-actionneur intégré qui possède un système de contrôle de la température performant, permettant ainsi un contrôle/commande fiable de l'actionneur ? Pour répondre à cette problématique, une étude des différents moyens de chauffage et de refroidissement de l'AMF est nécessaire.

Chapitre 2

Le contrôle de la température des AMF

2.1 Les différentes techniques de chauffage et de refroidissement

Contrôler la température de l'AMF consiste à maîtriser la puissance calorifique qui est transmise au matériau. Lorsque cette énergie transmise est nulle, la température reste constante et il n'y a pas d'énergie mécanique produite car le système est en équilibre. Par contre, dès qu'il y a un échange de chaleur la température varie et l'AMF produit un travail mécanique. Une énergie calorifique positive correspond au chauffage du matériau, tandis qu'une énergie calorifique négative correspond à son refroidissement. On peut distinguer trois grandes catégories de dispositifs capables d'apporter des calories à l'AMF et qui peuvent se combiner. Il s'agit des sources de chaleur, des rayonnements électromagnétiques et des dispositifs électro-thermiques (cf. figure 2.1). On entend par source de chaleur, toute matière qui se trouve à une température différente de l'AMF et qui va échanger de la chaleur par conduction directe. L'air ambiant, ou encore un bloc d'aluminium sur lequel est fixé l'AMF sont considérés comme des sources de chaleur. En pratique, les sources de chaleur ont une grande inertie thermique et leur température ne peut varier que faiblement, sur un temps très court. Pour activer un AMF de cette manière, il est préférable de disposer de deux sources, une froide et une chaude et de mettre en contact l'AMF successivement avec l'une ou l'autre des deux sources. Cette méthode n'est pas envisageable dans le cadre de la microrobotique. L'autre possibilité est de disposer d'un rayonnement électromagnétique intense, par exemple le soleil ou une lampe à incandescence qui va permettre de chauffer. Lorsque l'on supprime ce rayonnement, il faut disposer d'une source froide pour assurer le refroidissement. Encore une fois, cette méthode n'est pas envisageable dans le cadre de la microrobotique.

Par contre, les méthodes électro-thermiques présentent beaucoup d'intérêt car elles ont l'avantage d'utiliser l'énergie électrique qui est très facile à mettre en oeuvre dans les microrobots. Il y a deux catégories de dispositifs électro-thermiques. Il s'agit des systèmes irréversibles et des systèmes réversibles. Dans la catégorie des systèmes irréversibles, on

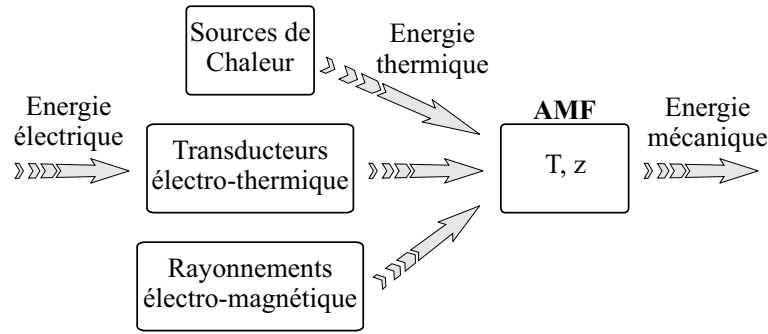


FIG. 2.1 – Représentation schématique des différents moyens de chauffage d'un AMF.

peut trouver l'effet Joule qui est un moyen très efficace pour le chauffage uniquement. le refroidissement doit être assuré d'une autre manière. L'effet Joule s'obtient en faisant circuler un courant électrique soit directement dans l'AMF, soit dans une résistance électrique en contact avec l'AMF. Généralement, l'utilisation de courants continus donne d'excellents résultats. D'après M. E. Dymowicz, il est possible d'améliorer l'efficacité du chauffage en utilisant un courant en hyperfréquence ($f > 100$ MHz), fondé sur le principe de l'effet de peau [11], mais cette technique pose beaucoup de difficultés technologiques. Il est également possible d'assurer le chauffage par induction électro-magnétique. Dans la catégorie des systèmes réversible, la méthode à effet Peltier semble très prometteuse. Les résultats les plus intéressants sont obtenus lorsque L'AMF est directement en jonction avec un matériau thermo-électrique. Avec cette technique on peut envisager un système d'actionneur qui ne nécessite aucune source de chaleur environnante et qui fonctionne par transferts de chaleur localisés, commandés par un courant électrique, minimisant ainsi les pertes d'énergie par dissipation. Dans ce chapitre, nous allons étudier de manière plus détaillée les possibilités qu'offrent la méthode « effet Joule » et la méthode « effet Peltier ».

2.2 Modélisation du comportement thermique des AMF à l'état libre de contrainte

Dans ce paragraphe sont exposés les relations fondamentales du modèle de comportement des AMF, qui sont utilisées par la suite dans ce document. Pour plus de précisions sur le modèle utilisé, il faut se référer aux travaux cités en bibliographie [24] [5]. On choisit ici une loi de comportement sans faire intervenir l'effet de la contrainte ($\sigma = 0$) où seulement la fraction volumique de martensite thermique z_T est prise en compte. Les indices 1 et 2 correspondent respectivement à l'austénite et à la martensite thermique. Dans ce cas, l'expression de l'énergie libre du système biphasé est de la forme :

$$\Phi(T, z_T) = (1 - z_T)\Phi^{(1)} + z_T\Phi^{(2)} + \Delta\Phi$$

$$\Delta\Phi = z_T(1 - z_T)\Phi_{it}$$

En négligeant la contribution énergétique associée à la dilatation thermique, l'énergie libre d'une phase α ($\alpha = 1$: austénite A , $\alpha = 2$: martensite auto accommodante M_T) est :

$$\Phi^{(\alpha)} = u_o^\alpha - T s_o^\alpha + c_v \left((T - T_o) - T \ln \frac{T}{T_o} \right)$$

La force thermodynamique π_T^f qui gouverne la transformation martensitique est de la forme :

$$\begin{aligned} \pi_T^f &= -\frac{\partial \Phi}{\partial z_T} = -(1 - 2z_T)\Phi_{it} + \pi_o^f \\ \pi_o^f &= \Delta u - T\Delta s \end{aligned} \quad (2.1)$$

La transition de phase est possible lorsque l'inégalité de Clausius-Duhem, obtenue à partir du second principe de la thermodynamique, est respectée :

$$\pi_T^f \dot{z}_T \geq 0$$

Nous choisissons les cinétiques de transformation de phase suggérées par Kostinen et Marburger [21] :

$$\begin{cases} A \longrightarrow M_T : \dot{z}_T = -a_1 (1 - z_T) \dot{T} & \Rightarrow z_T = 1 - e^{a_1 (T - M_s^o)} \\ M_T \longrightarrow A : \dot{z}_T = -a_2 z_T \dot{T} & \Rightarrow z_T = e^{-a_2 (T - A_s^o)} \end{cases} \quad (2.2)$$

Les échanges de chaleur dans l'AMF s'expriment à l'aide de l'équation de la chaleur. On retrouve dans cette équation les échanges dus à l'accroissement de la température, à la chaleur de transformation Δu et à l'énergie d'interaction Φ_{it} entre les phases. L'équation de la chaleur écrite pour un élément de volume d'AMF fait également intervenir le flux de chaleur \vec{q} à la frontière de cet élément et la densité interne de source de chaleur r :

$$\rho c_v \dot{T} + \rho((1 - 2z_T)\Phi_{it} - \Delta u)\dot{z}_T + \text{div } \vec{q} - r = 0$$

Il s'avère qu'en pratique, le terme relatif à l'interaction Φ_{it} peut être négligé [5]. L'équation de la chaleur simplifiée s'écrit alors :

$$\rho c_v \dot{T} - \rho \Delta u \dot{z}_T + \text{div } \vec{q} - r = 0 \quad (2.3)$$

Dans le paragraphe qui suit, nous allons résoudre cette équation de la chaleur dans un cas particulier, à savoir un fil en AMF de diamètre d que l'on suppose infiniment long, chauffé par effet Joule et refroidi par convection naturelle. L'effet Joule fait intervenir la résistivité électrique du fil ρ_e ainsi que la densité de courant j qui le traverse :

$$r = \rho_e j^2 \quad (2.4)$$

La convection naturelle fait intervenir le coefficient de convection h et l'écart entre la température T du fil et la température ambiante T_A :

$$\operatorname{div} \vec{q} = \frac{4h}{d} (T - T_A) \quad (2.5)$$

On obtient ainsi l'équation de la chaleur pour un fil en AMF :

$$\rho c_v \dot{T} + \frac{4h}{d} (T - T_A) - \rho \Delta u \dot{z}_T = \rho_e j^2 \quad (2.6)$$

Dans cette équation, Δu correspond à l'énergie de transition de phase. Dans le cas d'un fil qui ne serait pas en AMF l'équation de la chaleur est simplifiée et s'écrit :

$$\rho c_v \dot{T} + \frac{4h}{d} (T - T_A) = \rho_e j^2 \quad (2.7)$$

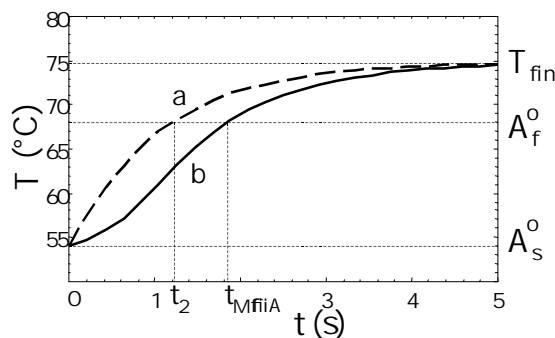


FIG. 2.2 – Temps de réponse thermique avec (b) et sans transition de phase (a), pour un fil de $75 \mu\text{m}$ de diamètre.

2.3 Calculs sur les dynamiques thermiques

2.3.1 Effet de la transition de phase sur les temps de réponse

Quand on s'intéresse à la réponse thermique d'un AMF, de manière expérimentale, on remarque que la transition de phase provoque une perturbation de la température qui a tendance à ralentir la réponse thermique par rapport à un matériau classique qui n'a pas de changement de phase. Ce phénomène de retard thermique inévitable, qui va être étudié dans ce paragraphe, est illustré par la courbe de réponse thermique d'un fil en AMF commandé par effet Joule, comparé à un fil de géométrie et de paramètres identiques qui n'a pas de transition de phase (cf. figure 2.2). Ces deux courbes ont été obtenues à partir de l'équation de la chaleur du modèle des AMF. La manière de faire le calcul va être présenté dans le paragraphe qui suit.

Chauffage de l'AMF

Dans le cas du chauffage, on s'intéresse plus particulièrement à la plage de température comprise entre A_s^o et A_f^o qui correspond à la partie active de la déformation. On remarque que le temps de chauffage de l'AMF $t_{M \rightarrow A}$ est supérieur au temps de chauffage t_2 sans transition de phase. Dans tout le paragraphe qui va suivre, on s'intéresse donc au rapport γ entre ces deux temps de chauffage.

Pour calculer t_2 , on part de l'équation de la chaleur 2.7. La solution à cette équation différentielle est :

$$T(t) - T_A = c_1 e^{\frac{-4ht}{\rho d c_v}} + \frac{\rho_e d j^2}{4h} \quad (2.8)$$

On calcule la constante d'intégration c_1 en prenant comme condition initiale $T(0) = A_s^o$. Ensuite en écrivant que $T(t_2) = A_f^o$, on obtient la forme analytique de t_2 :

$$t_2 = \frac{\rho c_v d}{4h} \ln \left(\frac{A_s^o - \frac{\rho_e j^2 d}{4h} - T_A}{A_f^o - \frac{\rho_e j^2 d}{4h} - T_A} \right) \quad (2.9)$$

Pour calculer $t_{M \rightarrow A}$ la démarche est identique. On part de l'équation de la chaleur 2.6. On utilise l'expression de la cinétique de transformation (eq. 2.2), pour exprimer \dot{z}_T en fonction de la température. La nouvelle équation de la chaleur s'écrit alors :

$$\rho (c_v + \Delta u a_2 e^{-a_2(T-A_s^o)}) \dot{T} + \frac{4h}{d}(T - T_A) = \rho_e j^2 \quad (2.10)$$

Le logiciel de calcul formel *Mathematica*¹ permet de calculer la solution analytique de cette équation, qui fait intervenir la fonction exponentielle intégrale $\text{Ei}(n, x) = \int_1^\infty \frac{e^{-xt}}{t^n} dt$.

$$\begin{aligned} t_{M \rightarrow A} = & \frac{d\rho}{4h} \left[\ln \left(\frac{-4 A_s^o h + 4 h T_A + \rho_e j^2 d}{d} \right) c_v \right. \\ & - \text{Ei} \left(1, -\frac{1}{4} \frac{a_2 (-4 A_s^o h + 4 h T_A + \rho_e j^2 d)}{h} \right) \Delta u a_2 e^{(-1/4 \frac{a_2 (-4 A_s^o h + 4 h T_A + \rho_e j^2 d)}{h})} \\ & - c_v \ln \left(\frac{-4 h A_f^o + 4 h T_A + \rho_e j^2 d}{d} \right) \\ & \left. + \text{Ei} \left(1, -\frac{1}{4} \frac{a_2 (-4 h A_f^o + 4 h T_A + \rho_e j^2 d)}{h} \right) \Delta u a_2 e^{(-1/4 \frac{a_2 (-4 h A_f^o + 4 h T_A + \rho_e j^2 d)}{h})} \right] \end{aligned} \quad (2.11)$$

On obtient ainsi l'expression analytique du ratio $\gamma = \frac{t_{M \rightarrow A}}{t_2}$:

$$\begin{aligned} \gamma = & \left(-\ln \left(\frac{K_1}{d/2} \right) c_v + \text{Ei} \left(1, -\frac{1}{2} \frac{a_2 K_1}{h} \right) \Delta u a_2 e^{(-1/2 \frac{a_2 K_1}{h})} + c_v \ln \left(\frac{K_2}{d/2} \right) \right. \\ & \left. - \text{Ei} \left(1, -\frac{1}{2} \frac{a_2 K_2}{h} \right) \Delta u a_2 e^{(-1/2 \frac{a_2 K_2}{h})} \right) / \left(c_v \ln \left(\frac{K_2}{K_1} \right) \right) \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$K_1 = 2 h T_A + \frac{1}{2} \rho_e j^2 d - 2 A_s^o h$$

$$K_2 = -2 h A_f^o + 2 h T_A + \frac{1}{2} \rho_e j^2 d$$

Afin de déterminer l'évolution de γ en fonction de la température du régime permanent T_{fin} , on définit un facteur de puissance de chauffage k , tel que $T_f = k A_f^o$ ($k \geq 1$). l'équation 2.7 permet de calculer la densité de courant que l'on doit appliquer au fil en fonction de k :

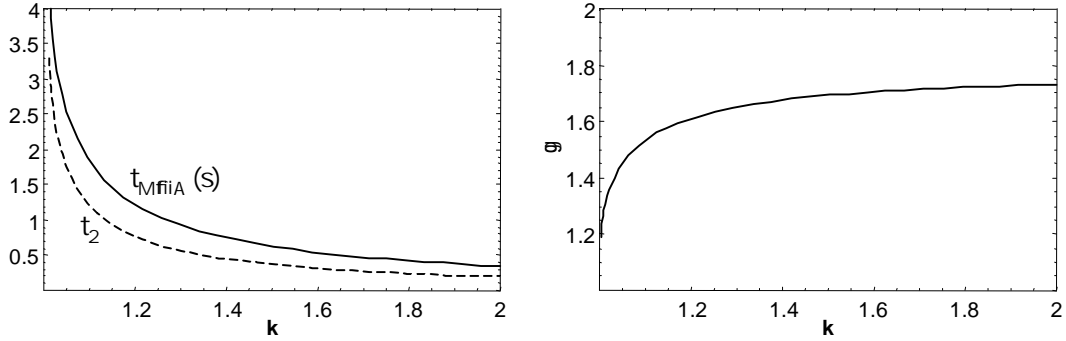
$$j = 2 \sqrt{\frac{h}{d\rho_e} (k A_f^o - T_A)} \quad (2.13)$$

On obtient l'expression de γ suivante :

1. Wolfram Research

$\rho = 6500 \text{ kg.m}^{-3}$	$c_v = 1886 \text{ J.kg}^{-1}$	$h = 214 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$	$d = 75.10^{-6} \text{ m}$
$T_A = 20^\circ \text{C}$	$\rho_e = 12.10^{-7} \Omega.m$	$\Delta u = 20652 \text{ J.kg}^{-1}$	$a_1 = a_2 = 0,46$
$A_s^o = 54^\circ \text{C}$	$A_f^o = 68^\circ \text{C}$	$M_s^o = 55^\circ \text{C}$	$M_s^o = 34^\circ \text{C}$

TAB. 2.1 – valeurs numériques des paramètres pour le fil en AMF.

FIG. 2.3 – Evolution du temps de chauffage t_2 et $t_{M \rightarrow A}$ entre A_s^o et A_f^o en fonction du facteur de puissance de chauffage k . Evolution du rapport γ en fonction de k .

$$\gamma = 1 + \frac{\Delta u a_2 e^{a_2 (A_s^o - k A_f^o)}}{c_v \ln\left(\frac{A_f^o (k-1)}{k A_f^o - A_s^o}\right)} \left(\text{Ei}\left(1, a_2 (A_s^o - k A_f^o)\right) - \text{Ei}\left(1, a_2 A_f^o (1 - k)\right) \right) \quad (2.14)$$

L'expression de γ fait intervenir les grandeurs caractéristiques du fil (c_v , A_s^o , A_f^o , Δu , a_2) ainsi que le facteur k , sur lequel on peut agir facilement, puisque il est directement lié au courant j . Il faut noter également que γ est complètement indépendant de la géométrie du fil, du coefficient de convection et de la température ambiante. Dans tous les cas, γ est supérieur à 1, ce qui signifie que la transition de phase introduit un retard thermique inévitable, qui dépend de l'énergie de transformation Δu .

En prenant comme paramètres, les valeurs numériques qui correspondent aux fils en NiTi utilisés au laboratoire, [5] (cf. tableau 2.1), les calculs repris par la figure 2.3 montrent que la transition de phase pénalise de manière inévitable et assez fortement cette réponse.

Refroidissement de l'AMF

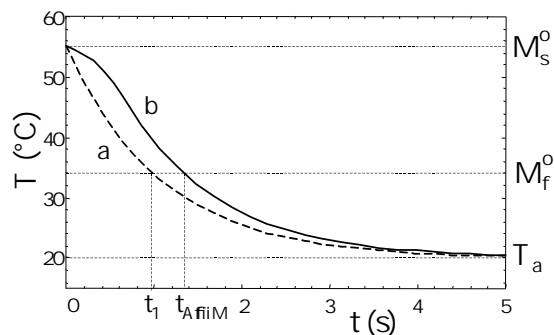


FIG. 2.4 – Temps de réponse thermique lors d'un refroidissement à l'air libre, avec (b) et sans transition de phase (a), pour un fil de $75 \mu\text{m}$ de diamètre.

Dans le cas du refroidissement, on s'intéresse à la plage de température comprise entre M_s^o et M_f^o qui correspond à la partie active de la déformation. On remarque également que le temps de refroidissement de l'AMF, $t_{A \rightarrow M}$, est supérieur au temps de refroidissement t_1 d'un matériau sans transition de phase (voir la figure 2.4). Ces deux courbes ont été également obtenues à partir de l'équation de la chaleur du modèle des AMF et est détaillée dans ce paragraphe. La démarche qui permet d'obtenir le rapport γ entre ces deux temps de refroidissement est identique à la précédente. Dans ce cas, le refroidissement est assuré par le phénomène de convection de l'air ambiant qui entoure le fil et l'efficacité est maximale lorsque le courant appliqué j est nul. En faisant intervenir l'expression de la cinétique de transformation $A \rightarrow M$ donnée par l'équation 2.2, les deux équations de la chaleur qui permettent de calculer les temps de refroidissement, s'écrivent :

$$\begin{aligned} \text{Pour } t_1 : \rho c_v \dot{T} + \frac{4h}{d}(T - T_A) &= 0 \\ \text{Pour } t_{A \rightarrow M} : \rho (c_v + \Delta u a_1 e^{a_1(T - M_s^o)}) \dot{T} + \frac{4h}{d}(T - T_A) &= 0 \end{aligned} \quad (2.15)$$

On obtient de la même manière que précédemment les expressions analytiques de t_1 , $t_{A \rightarrow M}$ et du rapport γ . Les constantes d'intégration des deux précédentes équations sont calculées en prenant comme condition initiale $T(0) = M_s^o$, puis en écrivant que $T(t_1) = M_f^o$ avec la première équation, et $T(t_{A \rightarrow M}) = M_f^o$ avec la seconde. D'où les expressions :

$$t_1 = \frac{d\rho}{4h} c_v \text{Ln} \left(\frac{T_A - M_s^o}{T_A - M_f^o} \right) \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned}
t_{A \rightarrow M} &= \frac{d\rho}{4h} a1 \Delta_u e^{a1(T_A - M_s^o)} \left(Ei(1, a1(M_s^o - T_A)) - Ei(1, a1(M_f^o - T_A)) \right) \\
&\quad + \frac{d\rho}{4h} c_v Ln\left(\frac{T_A - M_s^o}{T_A - M_f^o}\right) \\
\Rightarrow \gamma &= \frac{t_{A \rightarrow M}}{t_1} \\
&= 1 + \frac{a1 \Delta_u e^{a1(T_A - M_s^o)}}{c_v Ln\left(\frac{T_A - M_s^o}{T_A - M_f^o}\right)} \left(Ei(1, a1(M_s^o - T_A)) - Ei(1, a1(M_f^o - T_A)) \right)
\end{aligned} \tag{2.17}$$

Pour le fil dont on a donné les caractéristiques dans le tableau 2.1, on obtient une valeur numérique pour le coefficient γ de 1,37. Dans le cas du chauffage, il est facile d'agir sur la rapidité de chauffage en jouant sur le courant appliqué. Par contre, dans le cas du refroidissement, on se retrouve confronté à un problème technologique très important étant donné que l'actionneur a pour objectif d'être utilisé dans des microrobots, qui peuvent dans certains cas être amenés à fonctionner en milieu confiné où on ne maîtrise pas forcément les échanges de chaleurs ni la température. En effet, pour le refroidissement, il est possible d'agir sur le terme h en appliquant un régime de convection forcé au fil. On peut également envisager un système qui permet d'agir sur la température ambiante T_A . Dans tous les cas, le refroidissement du fil reste à la merci de l'environnement extérieur, sur lequel il est techniquement difficile d'agir, compte tenu des dimensions mises en jeu.

Dans la phase de refroidissement, comme dans celle du chauffage, γ est indépendant de la géométrie du fil. On note également que l'on peut agir sur le temps de refroidissement de manière très importante en faisant varier h et T_A (voir la figure 2.5).

Dans ce paragraphe, on vient de mettre en évidence un phénomène de retard thermique du à la transition de phase de l'AMF, qui ralentit de manière inévitable la réponse thermique indépendamment de la dimension du fil. On vient également de voir que le refroidissement de l'AMF reste délicat à contrôler puisque il dépend entièrement de l'environnement extérieur. Lorsque la contrainte appliquée à l'AMF n'est pas nulle, les résultats qui ont été obtenus restent valables. On peut facilement faire le même calcul en prenant en compte la fraction volumique de martensite orienté z_σ , et les températures de transformation A_s^σ , A_f^σ , M_s^σ et M_f^σ . Dans le paragraphe qui suit, on va s'intéresser à l'influence des dimensions de l'AMF sur les temps de réponse.

2.3.2 Facteur d'échelle

Pour déterminer l'influence des dimensions de l'AMF sur les temps de réponse, on utilise la notion de facteur d'échelle f_h . Cette notion consiste en une réduction ou une augmentation homothétique des dimensions de l'objet que l'on considère. Dans le cas d'un fil de longueur infini, cela revient à modifier le diamètre du fil AMF. Pour ce faire,

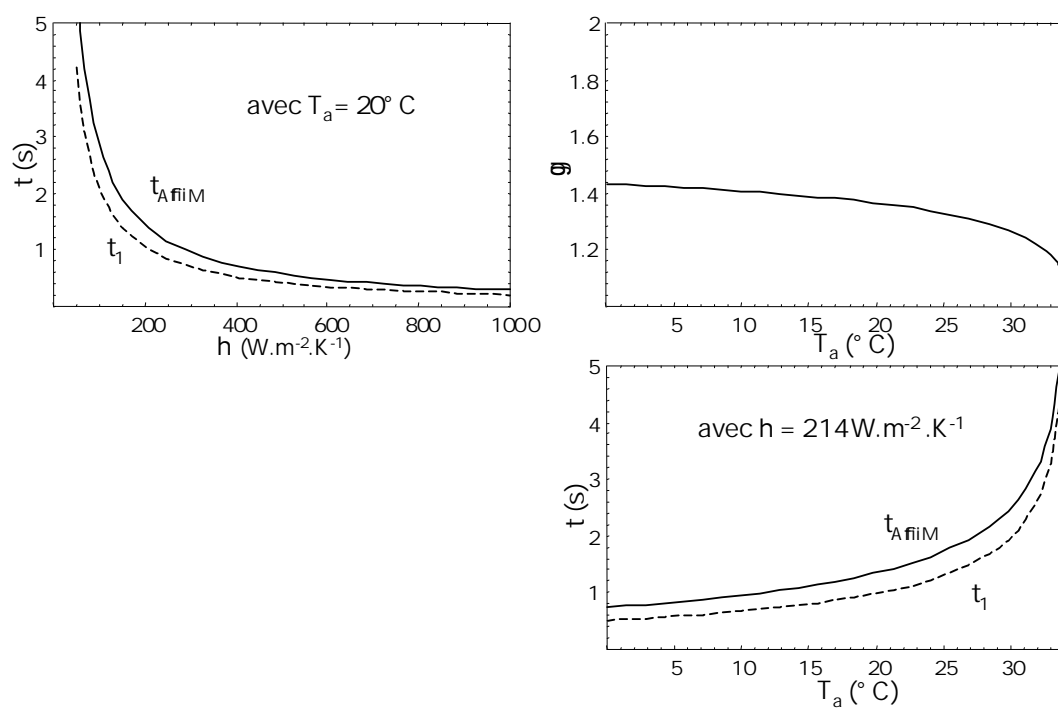


FIG. 2.5 – Evolution du temps de réponse thermique lors d'un refroidissement, en fonction du coefficient de convection h et de la température ambiante T_A , pour un fil de $75\ \mu\text{m}$ de diamètre.

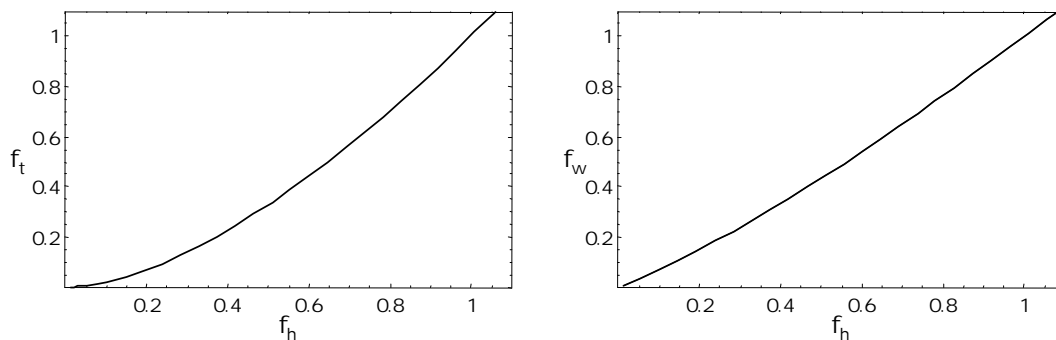


FIG. 2.6 – Evolution du facteur de réponse thermique (à gauche) ainsi que du facteur de puissance (à droite), en fonction du facteur d'échelle, en prenant un fil de référence de 1mm de diamètre.

on se fixe une grandeur dimensionnelle de référence d_{ref} . Le facteur d'échelle se définit comme une grandeur sans unité qui exprime le rapport entre la dimension d de l'objet et la dimension de référence d_{ref} . On définit également le facteur de temps de réponse f_t qui est le rapport entre le temps de réponse $t_{M \rightarrow A}$ du fil AMF qui a la dimension d et le temps de réponse $t_{M \rightarrow A}^{ref}$ du fil AMF qui a la dimension de référence d_{ref} .

$$\begin{aligned} f_h &= \frac{d}{d_{ref}} \\ f_t &= \frac{t_{M \rightarrow A}}{t_{M \rightarrow A}^{ref}} \end{aligned} \quad (2.18)$$

Lorsque les dimensions du fil sont proches du millimètre ou en dessous, le régime de convection est tel que l'on ne peut pas considérer que le coefficient de convection h comme constant. Les travaux de J. Peirs [34] donnent l'expression suivante :

$$h = \left(2,68 + \frac{0,11}{\sqrt{d}} \right)^2 \quad (2.19)$$

A partir de l'équation 2.11 et en prenant $d_{ref} = 1$ mm, on obtient f_t :

$$f_t = \frac{37,92 f_h}{\left(2,68 + \frac{3,48}{\sqrt{f_h}} \right)^2} \quad (2.20)$$

L'évolution du facteur de temps de réponse en fonction du facteur d'échelle est donné sur la figure 2.6 à gauche. Par exemple, si l'on diminue de moitié le diamètre du fil ($f_h = 0,5$) le temps de réponse thermique est divisé par 3 ($f_t = 0,33$). On obtient exactement les mêmes résultats dans le cas du refroidissement. Il est également possible de calculer l'évolution du facteur de puissance f_w et fonction de f_h . On notera que j est le courant qui permet d'obtenir une température, en régime permanent, du fil de diamètre d , identique à celle obtenue avec le courant j_{ref} , pour le fil de diamètre d_{ref} . On obtient alors :

$$f_w = \frac{\rho_e j^2}{\rho_e j_{ref}^2} = f_h \frac{0,11 + 2,68 \sqrt{d_{ref} f_h}}{0,11 + 2,68 \sqrt{d_{ref}}} \quad (2.21)$$

L'évolution du facteur de puissance en fonction du facteur d'échelle est donné sur la figure 2.6 à droite. Par exemple, si l'on diminue de moitié le diamètre du fil ($f_h = 0,5$) la puissance nécessaire au chauffage qui permet d'obtenir la même température en régime permanent est divisée par 2,3 ($f_w = 0,43$).

En conclusion de ce paragraphe, on doit retenir que le facteur d'échelle joue un très grand rôle sur la dynamique thermique et que les gains que l'on obtient en termes de temps de réponse et d'énergie dépensée varient de manière non linéaire dans un sens très favorable à l'utilisation de ces actionneurs dans les petites dimensions. Cela signifie que la lenteur de l'actionnement, principal handicap de l'AMF, est très fortement diminué dès lors que les dimensions utilisées sont réduites. Dans cette étude, les phénomènes de conduction thermique n'ont pas été abordés. Pourtant on va voir que dans certains cas de figure, ils jouent un rôle très important. En effet, on envisageait ici un actionneur sous la forme d'un fil infiniment long. Pour certaines applications, on peut imaginer des actionneurs AMF ayant des formes plus compactes (des lames par exemple) pour lesquels on ne peut pas éviter l'influence des zones d'interface avec l'ensemble de la structure dans laquelle est monté l'actionneur.

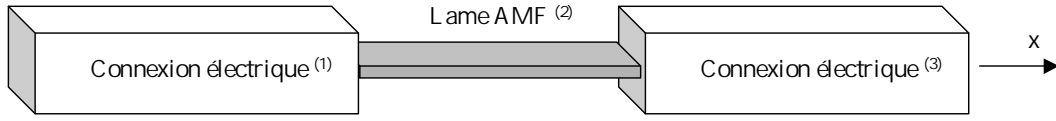


FIG. 2.7 – *Module Joule constitué d'une lame en AMF montée entre deux connecteurs électriques.*

2.4 Contrôle de la température par effet Joule

2.4.1 Introduction

Le but de ce paragraphe est de montrer l'influence de la forme géométrique de l'AMF sur les dynamiques thermiques, notamment pour des formes autres que des fils et pour lesquelles il n'est plus possible de considérer leur longueur comme infinie. On se place ici, dans un cas particulier idéalisé, où l'on considère que l'AMF se présente sous la forme d'une lame mince, de longueur déterminée (voir la figure 2.7). A l'extrémité de cette lame sont connectés deux autres matériaux de section supérieure à la lame qui assurent l'alimentation électrique et donc le chauffage de l'AMF par effet Joule. On localise de cette manière le chauffage uniquement au niveau de la lame et on minimise l'effet Joule au niveau des fils d'alimentation très peu résistifs. Par la suite, on nommera ce montage «module Joule». Dans ce cas de figure, les échanges thermiques par conduction entre la lame et la connexion électrique sont pris en compte, en plus de la convection naturelle.

2.4.2 Modélisation

Le comportement thermique de chaque portion du montage décrit sur la figure 2.7, est modélisée par une équation. Pour écrire l'équation de la chaleur qui régit la température de la lame AMF, il faut ajouter un terme à l'équation 2.6, terme qui correspond à la puissance thermique échangée par conduction le long de l'AMF. Si l'on considère pour simplifier que cet échange se fait dans une seule direction, c'est à dire suivant la direction x et que j_2 est la densité de courant isotrope sur la section, on peut alors écrire :

$$\lambda_2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \rho_2 c_{v2} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{2h(a+b)}{ab}(T - T_A) - \rho \Delta u \dot{z}_T = \rho_{e2} j_2^2 \quad (2.22)$$

On suppose donc que la température est uniforme dans la section de l'AMF ($T = T(x,t)$) et que la puissance échangée par convection naturelle est proportionnelle à la surface de la lame qui est à l'air libre, a et b étant respectivement la largeur et l'épaisseur de la lame, λ_i étant le coefficient de conduction ($i=1,2,3$).

En ce qui concerne la connexion électrique, l'équation de la chaleur est identique à celle de la lame, seul le terme relatif à la transition de phase est absent :

$$\lambda_{1,3} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \rho_{1,3} c_{v1,3} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{4h}{a}(T - T_A) = \rho_{e1,3} j_{1,3}^2 \quad (2.23)$$

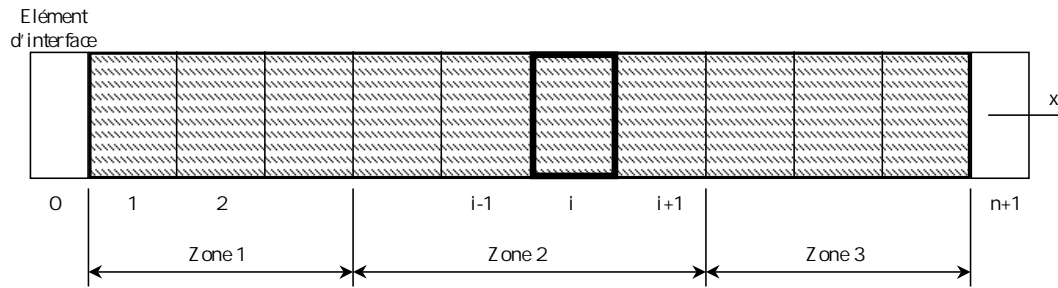


FIG. 2.8 – Découpage en n éléments discrets du module Joule.

Les indices 1, 2 et 3 correspondent aux trois zones décrites sur la figure 2.7. On considère que les connexions électriques sont de section carré dont la dimension du côté est a . Pour déterminer la répartition de température le long du module Joule ainsi que son évolution dans le temps, il faut résoudre ces trois équations aux dérivées partielles. On se propose ici d'utiliser la méthode des différences finies.

Modèle discret

Il est possible d'obtenir une solution au problème du module Joule, en utilisant la méthode des différences finies. Cette méthode consiste à discrétiser dans l'espace et dans le temps le modèle continu que l'on souhaite résoudre. Pour ce faire il faut générer un découpage spatial en trois zones, suivant l'axe des x , où chaque élément discret ainsi créé est repéré par un indice i (cf. figure 2.8). Les trois zones sont respectivement la première connexion électrique, la lame et la seconde connexion électrique. Le temps est également découpé en périodes discrètes, de durée t_e . On appelle t_e la période d'échantillonnage.

$$T(x,t) \longrightarrow T(i,kt_e) \quad (2.24)$$

On définit la dérivée discrète d'une fonction f quelconque, par rapport au temps, de la manière suivante :

$$\dot{f}(t) = \frac{df(t)}{dt} \implies \dot{f}_k = \frac{\Delta f}{\Delta t} = \frac{f_k - f_{k-1}}{t_e} = \frac{f(kt_e) - f((k-1)t_e)}{t_e} \quad (2.25)$$

Pour rester cohérent avec le vocabulaire utilisé par le système de simulation numérique Matlab Simulink², on appelle cette dérivée discrète de f l'état dérivatif continu de f . Dans le cas des éléments discrets appartenant à la lame AMF (zone 2), chaque élément discret i est affecté de deux grandeurs d'état qui sont : la température T_i et la fraction volumique de martensite thermique z_i ($\sigma = 0$). On appelle X_i^2 le vecteur d'état continu associé à l'élément i et X_{ik}^2 le vecteur d'état discret correspondant, pris à l'instant d'échantillonnage kt_e . Le vecteur d'état discret d'un élément discret appartenant à la connexion électrique $X_{ik}^{1,3}$ a une seule composante, la température :

² MATLAB Simulink
The Math Works, Inc.

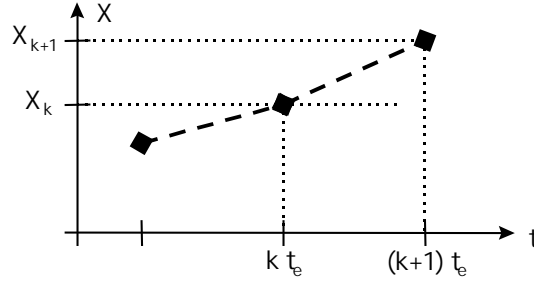


FIG. 2.9 – Intégration de l'état dérivatif continu \dot{X}_k par la méthode d'Euler.

$$X_{ik}^2 = \begin{pmatrix} z_{ik} \\ T_{ik} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{fraction martensitique de l'élément } i \\ \text{température de l'élément } i \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

$$X_{ik}^{1,3} = T_{ik} = (\text{température de l'élément } i) \quad (2.27)$$

La réunion de l'ensemble des n vecteurs d'état de chaque élément discret fournit un vecteur d'état global qui s'écrit de la manière suivante :

$$X_k = \begin{pmatrix} \vdots \\ X_{ik}^1 \quad \} \text{ ensemble des vecteurs d'état de la zone 1} \\ \vdots \\ X_{ik}^2 \quad \} \text{ ensemble des vecteurs d'état de la zone 2} \\ \vdots \\ X_{ik}^3 \quad \} \text{ ensemble des vecteurs d'état de la zone 3} \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

La solution numérique du modèle discret est calculée au moyen du logiciel de simulation Simulink. Pour ce faire, on utilise la représentation d'état du système que l'on souhaite résoudre et qui s'écrit sous la forme générale suivante :

$$\dot{X}_k = \frac{\Delta X}{\Delta t} = \text{fonction}(X_k, U_k) \quad (2.29)$$

U_k est le vecteur de commande. Dans le cas du module Joule, $U_k = j$. Cette représentation d'état permet de calculer l'état dérivatif continu \dot{X}_k du système. Il faut ensuite l'intégrer, pour déterminer le nouveau vecteur d'état, à l'instant d'échantillonnage suivant. On utilise la méthode d'intégration d'Euler qui est illustrée par la figure 2.9. On l'écrit :

$$X_{k+1} = X_k + t_e \dot{X}_k \quad t_e : \text{période d'échantillonnage} \quad (2.30)$$

Pour obtenir la représentation d'état de chaque élément discret, on écrit l'équation de la chaleur de cet élément de longueur Δx et de section carré ou circulaire, en tenant

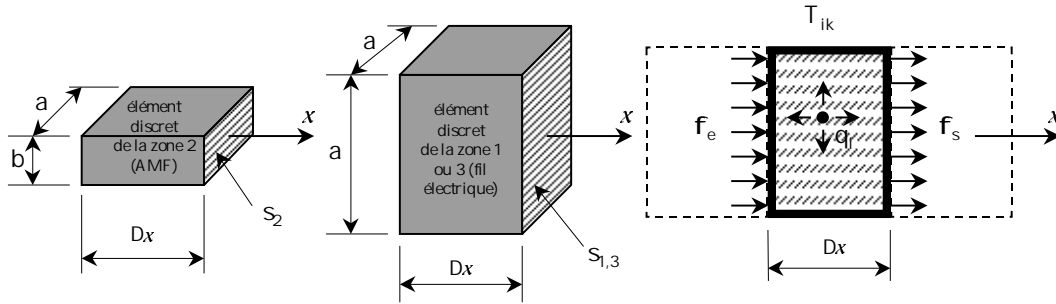


FIG. 2.10 – Bilan thermique d'un élément discret du module Joule.

compte des différents échanges thermiques auquel est soumis l'élément (voir figure 2.10). Dans cette équation, on retrouve dans le membre de gauche la puissance calorifique qui est reçue par l'élément et dans celui de droite, la puissance qui est perdue et celle qui est emmagasinée :

$$\Phi_e^i + q_{int} \Delta x = \rho_i c_{v_i} \frac{\Delta T}{\Delta t} \Delta x + \Phi_s^i \quad (2.31)$$

Chaque élément discret échange de la chaleur avec les deux éléments voisins par conduction. On appelle Φ_e^i et Φ_s^i la densité du flux de chaleur échangée de cette manière. Le terme q_{int} correspond aux sources internes de chaleur. Il est la somme de la puissance produite par effet joule q_{joule} , de la puissance perdue par convection naturelle q_{conv} et, dans le cas où l'élément discret est en AMF, de la puissance liée à la chaleur latente de transition de phase q_{trans} . Pour calculer les transferts de chaleur par conduction, on fait appel à l'hypothèse de Fourier qui énonce que la densité de flux de chaleur est proportionnelle au gradient de température et au coefficient de conduction λ_i . On l'écrit dans le cas continu puis dans le cas discret comme suit :

$$\Phi = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} \Phi_e^i = -\lambda_i \frac{T_i - T_{(i-1)k}}{\Delta x} \\ \Phi_s^i = -\lambda_i \frac{T_{(i+1)k} - T_i}{\Delta x} \end{cases} \quad (2.32)$$

En fonction de la zone que l'on considère, la puissance produite par effet Joule s'écrit :

$$\begin{aligned} - \text{si } i \in \text{zone } 1,3: \quad q_{joule}^i &= \rho_{e1,3} \frac{u^2}{a^4} \\ - \text{si } i \in \text{zone } 2: \quad q_{joule}^i &= \rho_{e2} \frac{u^2}{(ab)^2} \end{aligned} \quad (2.33)$$

On appelle u , le courant appliqué au module Joule. De la même manière, si l'on considère que la puissance dissipée par convection naturelle est proportionnelle à la surface en contact avec l'air environnant, q_{conv} s'écrit :

$$\begin{aligned}
- \text{ si } i \in \text{ zone } 1,3 : \quad q_{conv}^i &= \frac{4h}{a} (T_A - T_i) \\
- \text{ si } i \in \text{ zone } 2 : \quad q_{conv}^i &= \frac{2h(a+b)}{ab} (T_A - T_i)
\end{aligned} \tag{2.34}$$

A partir du modèle de comportement de l'AMF décrit dans le paragraphe 2.2, la puissance de transition de phase dans les éléments de la zone 2 s'écrit :

$$q_{trans} = \rho \Delta u \dot{z}_{ik} \tag{2.35}$$

En écrivant la valeur des différents termes que l'on vient de calculer dans l'équation 2.31, on obtient les équations de la chaleur de chaque zone, sous la forme discrète :

- si $i \in \text{ zone } 2$:

$$\begin{aligned}
- \lambda_2 \frac{T_{(i+1)k} - 2T_{ik} + T_{(i-1)k}}{\Delta x^2} + \rho_2 c_{v2} \dot{T}_{ik} + \frac{2h(a+b)}{ab} (T_{ik} - T_A) - \rho \Delta u \dot{z}_{ik} \\
= \rho_{e2} \frac{u^2}{(ab)^2}
\end{aligned} \tag{2.36}$$

- si $i \in \text{ zone } 1,3$:

$$- \lambda_{1,3} \frac{T_{(i+1)k} - 2T_{ik} + T_{(i-1)k}}{\Delta x^2} + \rho_{1,3} c_{v1,3} \dot{T}_{ik} + \frac{4h}{a} (T_{ik} - T_A) = \rho_{e1,3} \frac{u^2}{a^4} \tag{2.37}$$

On retrouve ici les équations 2.22 et 2.23 du modèle continu, qui permettent de calculer les états dérivatifs du système. Dans le cas des éléments de la zone 1 et 3, l'état dérivatif \dot{T}_{ik} s'obtient directement à partir de l'équation 2.37. Par contre, pour obtenir celui des éléments de la zone 2, on peut rencontrer les deux cas de figure suivants selon la valeur de π_f^T qui détermine, à partir de l'inégalité de Clausius Duheim, s'il y a transition de phase dans l'AMF. Tout d'abord, dans le cas où il n'y a pas transition de phase ($\dot{z}_{ik} = 0$) la valeur de l'état dérivatif \dot{T}_{ik} s'obtient directement à partir de l'équation 2.36. Dans le cas où il y a transition de phase ($\pi_f^T \dot{z}_{ik} \geq 0$), on utilise la cinétique de transformation donnée par l'équation 2.2 pour calculer \dot{z}_{ik} :

$$\dot{z}_{ik} = \frac{\Delta z_{ik}}{\Delta t} = \begin{cases} -a_1 (1 - z_{ik}) \dot{T}_{ik} & \text{lorsque } A \longrightarrow M_T \\ -a_2 z_T \dot{T}_{ik} & \text{lorsque } M_T \longrightarrow A \end{cases} \tag{2.38}$$

En reportant les valeurs de \dot{z}_{ik} dans l'équation 2.36, on obtient lorsque $A \longrightarrow M_T$:

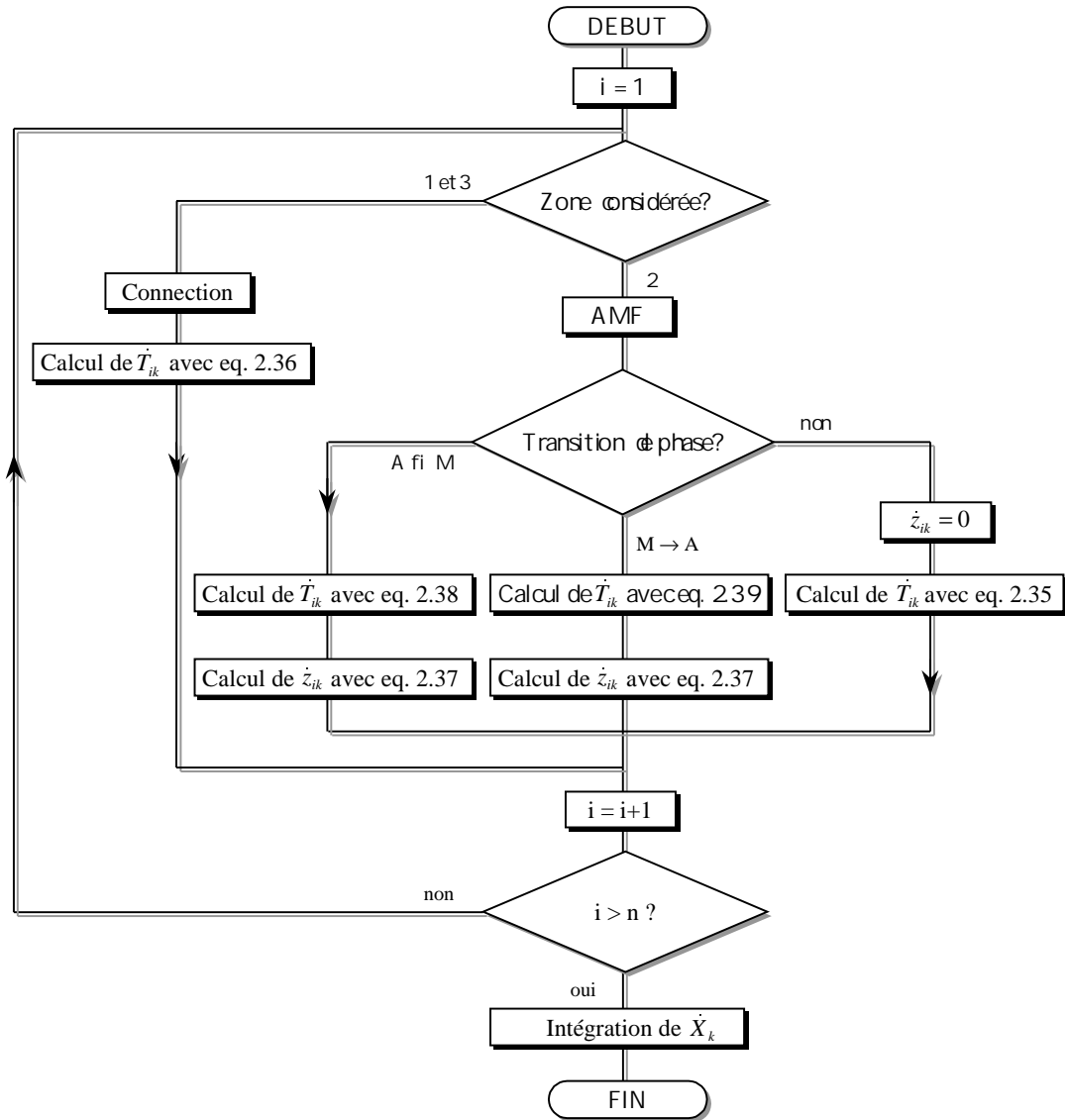
$$\dot{T}_{ik} = \frac{\Delta T_{ik}}{\Delta t} = \frac{\lambda_2 \frac{T_{(i+1)k} - 2T_{ik} + T_{(i-1)k}}{\Delta x^2} + \rho_{e2} \frac{u^2}{(ab)^2} - \frac{2h(a+b)}{ab} (T_{ik} - T_A)}{\rho_2 (c_{v2} + \Delta u a_1 (1 - z_{ik}))} \tag{2.39}$$

Et lorsque $M_T \rightarrow A$:

$$\dot{T}_{ik} = \frac{\Delta T_{ik}}{\Delta t} = \frac{\lambda_2 \frac{T_{(i+1)k} - 2T_{ik} + T_{(i-1)k}}{\Delta x^2} + \rho_{e2} \frac{u^2}{(ab)^2} - \frac{2h(a+b)}{ab} (T_{ik} - T_A)}{\rho_2 (c_{v2} + \Delta u a_2 z_{ik})} \quad (2.40)$$

Une fois que \dot{T}_{ik} à été calculé pour les éléments de la zone 2 subissant une transition de phase, on obtient directement \dot{z}_{ik} à partir de l'équation 2.38. A ce stade, nous venons de donner les équations qui permettent de calculer tous les éléments du vecteur des états dérivatifs continus du module Joule. Le programme informatique qui réalise cette tâche de calcul est programmé à l'aide d'une s-fonction³, sous Matlab Simulink, suivant l'algorithme de la figure 2.11. Dans cet algorithme, on retrouve l'ensemble des étapes de calcul qui permettent de résoudre les équations de la chaleur du module Joule, sur une période d'échantillonnage.

3. Voir la documentation MATLAB Simulink pour plus de détails.

FIG. 2.11 – *Algorithme de résolution des équations du module Joule.*

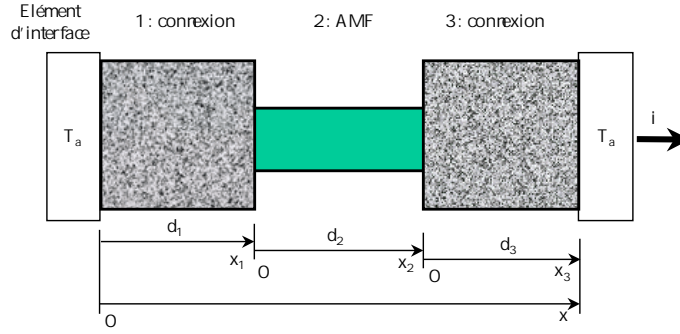


FIG. 2.12 – Définition des repères locaux pour les trois zones du module Joule.

Validation du modèle discret

Nous venons d'exposer une méthode numérique de résolution par différences finies qui, comme nous le verrons par la suite, est très performante. En effet, elle permet de résoudre des équations qui ne sont pas linéaires, ou de prendre en compte la variation des paramètres avec la température, alors qu'un calcul analytique exact demanderait une masse de calculs sans comparaison avec la méthode numérique. Malgré tout, pour valider le modèle numérique, le calcul analytique du modèle du module Joule est décrit ici, dans le cas du régime permanent. Pour ce faire, on écrit chacune des trois équations de la chaleur dans le repère local défini sur la zone correspondante considérée (cf. figure 2.12). D'après l'équation 2.23, dans la zone 1 on écrit :

$$\rho_1 c_{v_1} \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x_1^2} + \rho_{e_1} j_1^2 + \frac{4 h_1}{a} (T_A - T_1) \quad (2.41)$$

D'après l'équation 2.22, dans la zone 2 on écrit :

$$\rho_2 c_{v_2} \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial x_2^2} + \rho_{e_2} j_2^2 + \frac{2 h_2 (a + b)}{a b} (T_A - T_2) + \rho_2 \Delta u \dot{z} \quad (2.42)$$

D'après l'équation 2.23, dans la zone 3 on écrit :

$$\rho_3 c_{v_3} \frac{\partial T_3}{\partial t} = \lambda_3 \frac{\partial^2 T_3}{\partial x_3^2} + \rho_{e_3} j_3^2 + \frac{4 h_3}{a} (T_A - T_3) \quad (2.43)$$

Dans le cas du régime statique (calcul des températures finales), les dérivées partielles de la température par rapport au temps sont nulles et, il n'y a pas transition de phase ($\dot{z} = 0$). On obtient après simplification le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 T_1}{\partial x_1^2} + a_1 (T_A - T_1) = -b_1 \\ \frac{\partial^2 T_2}{\partial x_2^2} + a_2 (T_A - T_2) = -b_2 \\ \frac{\partial^2 T_3}{\partial x_3^2} + a_3 (T_A - T_3) = -b_3 \end{cases} \quad (2.44)$$

Avec comme paramètres constants :

$$\begin{aligned}
a_1 &= \frac{4 h_1}{\lambda_1 a} & a_2 &= \frac{2 h_2 (a + b)}{\lambda_2 a b} & a_3 &= \frac{4 h_3}{\lambda_3 a} \\
b_1 &= \frac{\rho e_1 j_1^2}{\lambda_1} & b_2 &= \frac{\rho e_2 j_2^2}{\lambda_2} & b_3 &= \frac{\rho e_3 j_3^2}{\lambda_3}
\end{aligned}$$

On impose les conditions aux limites sur les températures suivantes :

$$\begin{aligned}
T_1(0) &= T_A & T_1(d_1) &= T_2(0) \\
T_2(d_2) &= T_3(0) & T_3(d_3) &= T_A
\end{aligned} \tag{2.45}$$

On impose les conditions aux limites sur les flux de chaleur suivants :

$$\begin{aligned}
\lambda_1 \frac{\partial T_1(d_1)}{\partial x_1} &= \lambda_2 \frac{\partial T_2(0)}{\partial x_2} \\
\lambda_2 \frac{\partial T_2(d_2)}{\partial x_2} &= \lambda_3 \frac{\partial T_3(0)}{\partial x_3}
\end{aligned} \tag{2.46}$$

La solution générale aux système d'équations 2.44 est :

$$\begin{cases}
T_1 = T_A + \frac{b_1}{a_1} + k_1 e^{\sqrt{a_1} x_1} + k_2 e^{-\sqrt{a_1} x_1} \\
T_2 = T_A + \frac{b_2}{a_2} + k_3 e^{\sqrt{a_2} x_2} + k_4 e^{-\sqrt{a_2} x_2} \\
T_3 = T_A + \frac{b_3}{a_3} + k_5 e^{\sqrt{a_3} x_3} + k_6 e^{-\sqrt{a_3} x_3}
\end{cases} \tag{2.47}$$

D'où l'on tire :

$$\begin{cases}
\frac{\partial T_1}{\partial x_1} = k_1 \sqrt{a_1} e^{\sqrt{a_1} x_1} - k_2 \sqrt{a_1} e^{-\sqrt{a_1} x_1} \\
\frac{\partial T_2}{\partial x_2} = k_3 \sqrt{a_2} e^{\sqrt{a_2} x_2} - k_4 \sqrt{a_2} e^{-\sqrt{a_2} x_2} \\
\frac{\partial T_3}{\partial x_3} = k_5 \sqrt{a_3} e^{\sqrt{a_3} x_3} - k_6 \sqrt{a_3} e^{-\sqrt{a_3} x_3}
\end{cases} \tag{2.48}$$

Pour calculer les coefficients k_i on utilise les conditions aux limites 2.45 et 2.46. On obtient le système linéaire suivant :

$$A k = b \tag{2.49}$$

Avec :

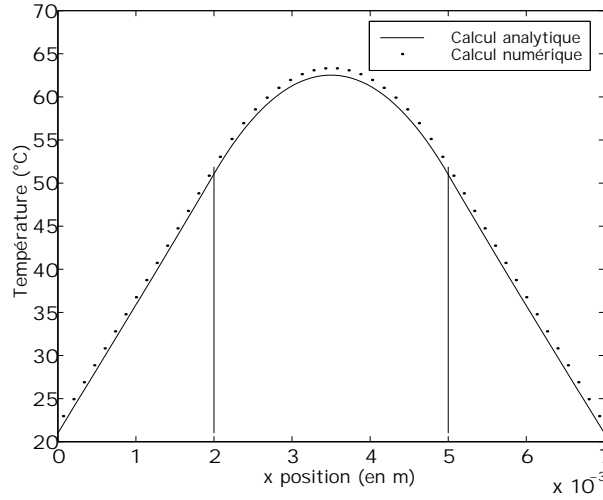


FIG. 2.13 – Comparaison entre les résultats obtenus par le modèle numérique et le modèle analytique, en régime permanent.

$$A = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ e^{\sqrt{a_1} d_1} & e^{-\sqrt{a_1} d_1} & -1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{\sqrt{a_2} d_2} & e^{-\sqrt{a_2} d_2} & -1 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & e^{\sqrt{a_3} d_3} & e^{-\sqrt{a_3} d_3} \\ -\lambda_1 \sqrt{a_1} e^{\sqrt{a_1} d_1} & \lambda_1 \sqrt{a_1} e^{-\sqrt{a_1} d_1} & \lambda_2 \sqrt{a_2} & -\lambda_2 \sqrt{a_2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\lambda_2 \sqrt{a_2} e^{\sqrt{a_2} d_2} & \lambda_2 \sqrt{a_2} e^{-\sqrt{a_2} d_2} & \lambda_3 \sqrt{a_3} & -\lambda_3 \sqrt{a_3} \end{pmatrix}$$

$$k = \begin{pmatrix} k_1 \\ k_2 \\ k_3 \\ k_4 \\ k_5 \\ k_6 \end{pmatrix} \quad b = \begin{pmatrix} -\frac{b_1}{a_1} \\ \frac{b_2}{a_2} - \frac{b_1}{a_1} \\ \frac{q_2}{a_3} - \frac{q_1}{a_2} \\ -\frac{b_3}{a_3} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$
(2.50)

Par inversion de la matrice A , on obtient directement les valeurs des coefficients k_i :

$$k = A^{-1} b \quad (2.51)$$

La répartition de température sur le module Joule, en régime permanent, se calcule à partir de l'équation 2.47. En prenant des paramètres identiques, le régime permanent obtenu par la résolution des équations du module Joule suivant la méthode numérique, est très proche de celui obtenu par la résolution analytique (cf. figure 2.13).

$h_{1,3} = 128 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$	$c_{v1,3} = 460 \text{ J.kg}^{-1}$	$\rho_{1,3} = 7850 \text{ kg.m}^{-3}$	$\rho_{e1,3} = 1,01.10^{-7} \Omega.m$
$h_2 = 128 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$	$c_{v2} = 490 \text{ J.kg}^{-1}$	$\rho_2 = 6500 \text{ kg.m}^{-3}$	$\rho_{e2} = 6,32.10^{-7} \Omega.m$
$\Delta u = 20652 \text{ J.kg}^{-1}$	$\Delta s = 66 \text{ J.kg}^{-1}$	$\Phi_{it} = 400 \text{ J.kg}^{-1}$	$a_1 = a_2 = 0,5$
$d_{1,3} = 10.10^{-3} \text{ m}$	$a = 0,78.10^{-3} \text{ m}$	$\lambda_2 = 10 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\lambda_{1,3} = 48 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
$v_2 = 3,744.10^{-10} \text{ m}^3$	$T_A = 21^\circ\text{C}$		

TAB. 2.2 – valeurs numériques des paramètres pour le module Joule (connexion électrique en fer).

2.4.3 influence de la forme géométrique de l'AMF

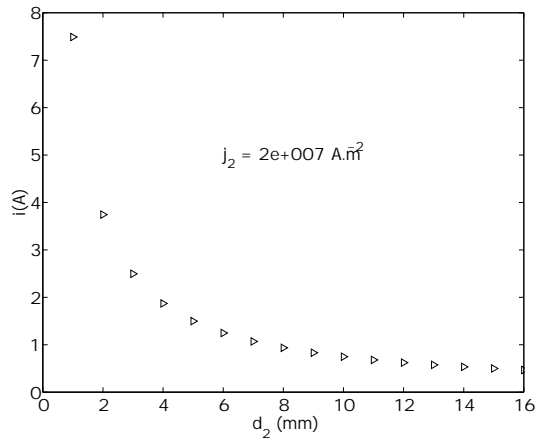
Le but de ce paragraphe est de montrer comment la forme géométrique de l'AMF va modifier le comportement thermique de celui-ci. On se place ici dans un cas idéal où l'on suppose que l'extrémité libre des connexions ou des fils électriques, est relié à un radiateur thermique. La température aux extrémités est ainsi maintenue constante, à la température ambiante T_A . Pour cette étude, le volume v_2 de la lame AMF considérée est maintenu constant, et on fait varier sa longueur d_2 . L'épaisseur b de la lame s'écrit alors :

$$b = \frac{v_2}{a d_2} \quad (2.52)$$

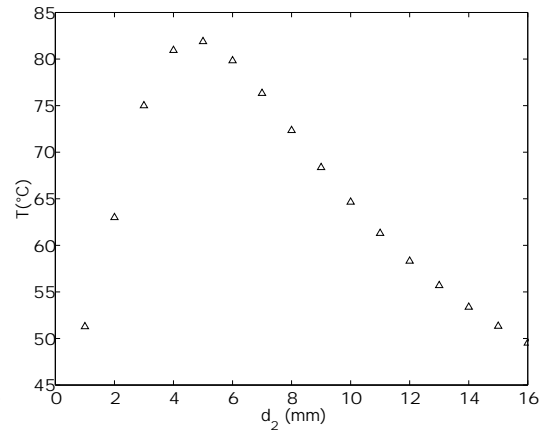
On choisit d'appliquer une densité de courant j_2 constante dans la lame. Suivant la longueur d_2 de la lame que l'on considère, le courant appliqué au module thermique aura pour expression :

$$u = j_2 s_2 = \frac{j_2 v_2}{d_2} \quad (2.53)$$

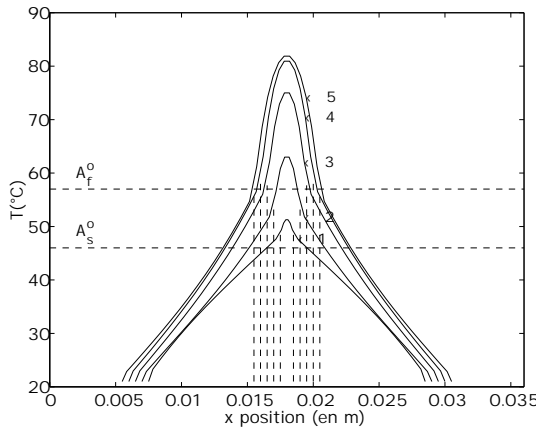
Les paramètres qui ont été utilisés dans ce calcul sont données dans la table 2.2. Ils ont été choisis pour une connexion électrique en fer, en raison de son faible coefficient de conduction thermique et pour une lame AMF en nickel-titane. Les résultats qui ont été obtenus sont données sur la figure 2.14. En faisant varier la longueur de la lame en AMF entre 1 et 16 mm, on constate sur la figure 2.14b qu'il y a une valeur optimale sur la rapidité de chauffage et sur la température du régime permanent, pour $d_2 = 5$ mm. Dans ce cas, le temps de réponse pour obtenir la transition de phase est la plus courte possible.



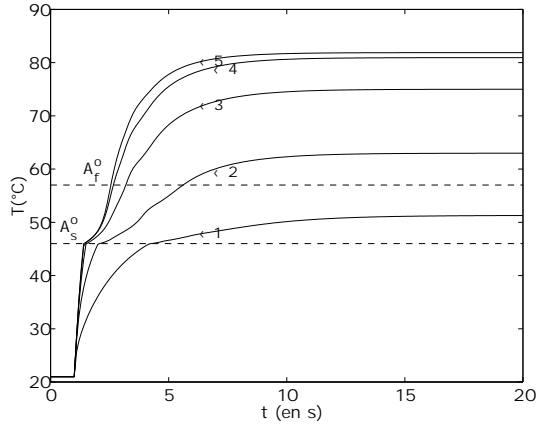
(a) Courant appliqué au module Joule en fonction de la longueur de la lame.



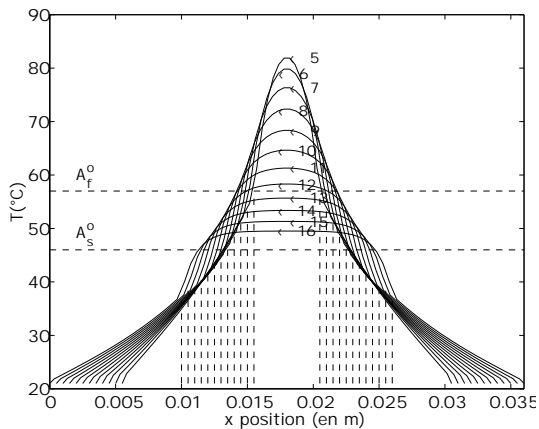
(b) Température au milieu de la lame, en régime permanent, en fonction de la longueur.



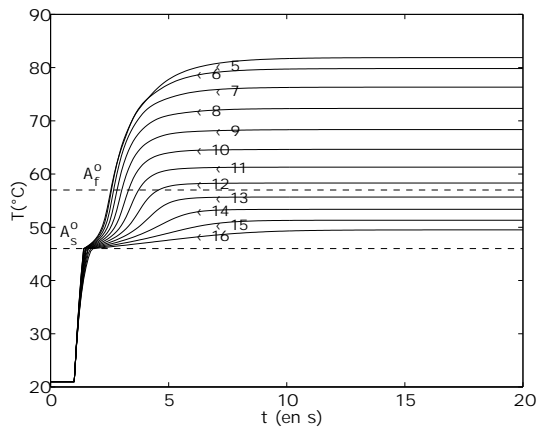
(c) Répartition de la température sur le module Joule pour des longueurs de lame de 1 à 5 mm.



(d) Température au milieu de la lame, en régime transitoire, suite à un échelon de courant, pour des longueurs de lame de 1 à 5 mm.



(e) Répartition de la température sur le module Joule pour des longueurs de lame de 5 à 16 mm.



(f) Température au milieu de la lame, en régime transitoire, pour des longueurs de lame de 5 à 16 mm.

FIG. 2.14 – Etude thermique du module Joule en fonction de la géométrie de la lame.

Matériau	$\rho_{1,3} (kg.m^{-3})$	$\lambda_{1,3} (W.m^{-1}.K^{-1})$	$c_{v1,3} (J.kg^{-1})$	$\rho_{e1,3} (\Omega.m)$
1:Aluminium	2710	204	900	$2,67.10^{-8}$
2:Laiton	8490	111	343	$6,2.10^{-8}$
3:Cuivre	8960	386	385	$1,69.10^{-8}$
4:Or	19320	310	126	$2,2.10^{-8}$
5:Nickel	8910	90	448	$6,9.10^{-8}$
6:Fer	7850	48	460	$1,01.10^{-7}$

TAB. 2.3 – valeurs numériques des paramètres pour les différents matériaux utilisés pour la connexion électrique.

On remarque sur la figure 2.14c et (e) que la partie de lame qui est proche de la connexion électrique peut, pour des valeurs de d_2 différentes de 5 mm, ne pas subir de transition de phase du fait que la température, dans ces zones, reste en dessous de A_s^o . Pour une lame dont le volume est donné, la géométrie de celle ci a beaucoup d'importance quant à la dynamique thermique du système. Ces résultats peuvent être utilisés en conception, pour l'optimisation des actionneurs AMF à lame, commandés par effet Joule. Nous pourrions envisager ici, de mettre en place une méthode, qui déterminerait de manière systématique la géométrie optimale, mais cette étude ne rentrait pas directement dans le cadre de nos préoccupations. Dans le paragraphe qui suit, on s'intéresse à l'influence de la nature de la connexion électrique. Dans la suite, on appellera simplement ces connexions électriques «fils d'alimentation».

2.4.4 Influence de la nature des fils d'alimentation

En faisant varier les paramètres qui caractérisent les fils d'alimentation, on peut modifier la réponse thermique de la lame. Dans le calcul qui est effectué ici, on conserve le volume v_2 de lame, utilisé au paragraphe précédent et on fixe sa longueur à $d_2 = 3$ mm. Le courant appliqué au module Joule est : $u = 2,5$ A. Le tableau 2.3 montre les valeurs qui ont été utilisées pour le calcul numérique et qui correspondent à des fils d'alimentation en aluminium, en laiton, en cuivre, en or, en nickel et en fer. La figure 2.15 montre les résultats qui ont été obtenus à partir de l'utilisation de ces différents métaux pour l'alimentation électrique de la lame AMF.

On constate que la réponse thermique est d'autant plus rapide que le coefficient de conduction de la connexion est petit. Les meilleurs résultats sont obtenus avec le fer qui a le plus petit coefficient de conduction par rapport aux autres matériaux qui ont été testés. En fait, le transfert des calories de la lame AMF par conduction thermique est diminué, ce qui provoque des températures en régime permanent plus importantes, ainsi que des dynamiques plus courtes au chauffage. Par contre, pour le refroidissement les résultats sont inversés. Quand le coefficient de conduction de la connexion est grand, les calories sont plus rapidement évacuées et l'AMF refroidit rapidement. Pour le refroidissement il est donc plus intéressant d'utiliser le cuivre, du moins si le cahier des charges n'impose

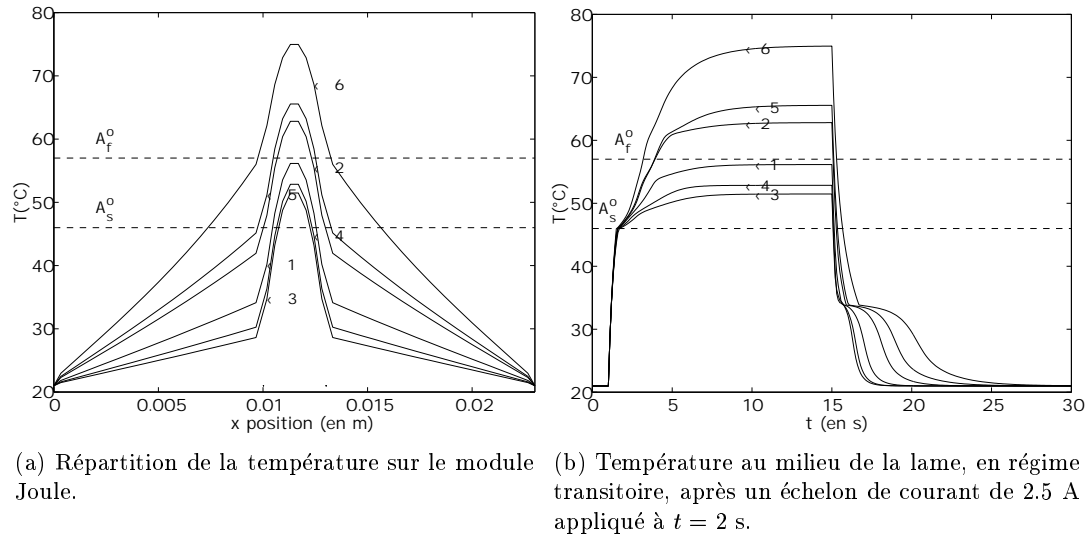


FIG. 2.15 – *Etude thermique du module Joule, en fonction du matériau utilisé pour les fils d'alimentation.*

pas de limitations sur le courant d'alimentation.

2.4.5 Influence des radiateurs

Jusqu'à présent, le module Joule était considéré connecté à un radiateur à chacune de ses extrémités, de manière à maintenir la température des extrémités des connexions électriques à la température ambiante. Si, dans un souci de réduction des dimensions de l'actionneur, on supprime ces radiateurs, le temps de réponse thermique de l'actionneur peut passer, lors du refroidissement, de 7 s à 12 s, ce qui signifie que le temps de refroidissement est multiplié par 1,7 (cf. figure 2.16). Par contre, le temps de chauffage reste constant, et la température du régime permanent est plus élevée de quelques degrés en l'absence des radiateurs.

En conclusion, on peut dire qu'il y a de nombreux paramètres qui rentrent en jeu dans le module Joule. Les dynamiques thermiques mises en jeu pour des actionneurs millimétriques, sont de l'ordre de quelques secondes. On peut trouver une forme optimale de la lame AMF et faire un choix judicieux de la connexion électrique mais dans tous les cas, il est impossible de maîtriser le refroidissement de manière commandée, puisque l'on reste complètement tributaire de la température ambiante. De plus, si l'on souhaite ne pas monter de radiateurs sur le module Joule dans le but de réduire les dimensions, les temps de refroidissement sont fortement dégradés. Aussi, nous avons envisagé de reprendre ce concept, en y intégrant un système thermo-électrique par effet Peltier, qui doit assurer le contrôle de la température aussi bien au chauffage qu'au refroidissement.

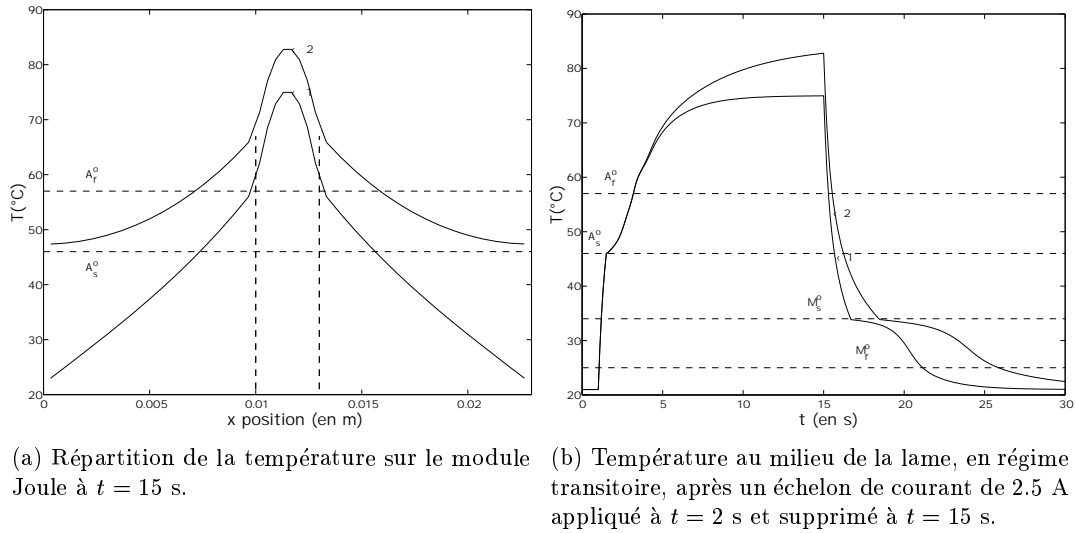


FIG. 2.16 – *Etude thermique du module Joule avec radiateur (1), et sans radiateur (2) ($d_2 = 3$ mm).*

2.5 Contrôle de la température par effet Peltier

Afin d'évaluer, de manière quantitative, les possibilités qu'offre la solution thermo-électrique pour la commande de la température d'un actionneur AMF, Nous avons réalisé une étude détaillée d'un système thermo-électrique élémentaire. Cette étude s'appuie sur les connaissances de base de la thermoélectricité. Ces bases sont données ici, et sont indispensables pour la compréhension du système thermo-électrique qui a été réalisé et testé.

2.5.1 Introduction à la thermoélectricité

Description des phénomènes thermo-électriques

Quand on ouvre un circuit composé de deux métaux différents soumis à des différences de température quelconques, on observe l'apparition d'une force électromotrice aux bornes du montage (cf. figure 2.17a). Une telle réalisation est plus connue sous le nom de thermocouple [1]. Ce phénomène thermo-électrique a été découvert par le physicien allemand Seebeck en 1821. Globalement, l'*effet Seebeck* est relativement complexe à expliquer. Pour cela, il faut s'appuyer sur les travaux du physicien français Peltier qui a pu mettre en évidence un phénomène connu sous le nom d'*effet Peltier*. On observe ce phénomène lorsqu'on réalise un contact électrique entre deux conducteurs de nature différente. Un courant électrique i va provoquer un effet thermique au niveau de la jonction entre les deux conducteurs 1 et 2. On peut exprimer la puissance thermique produite, $q_{Peltier}$ de deux manières différentes, soit en faisant intervenir les coefficients Seebeck α_1 et α_2 des deux conducteurs ainsi que la température T de la jonction, soit

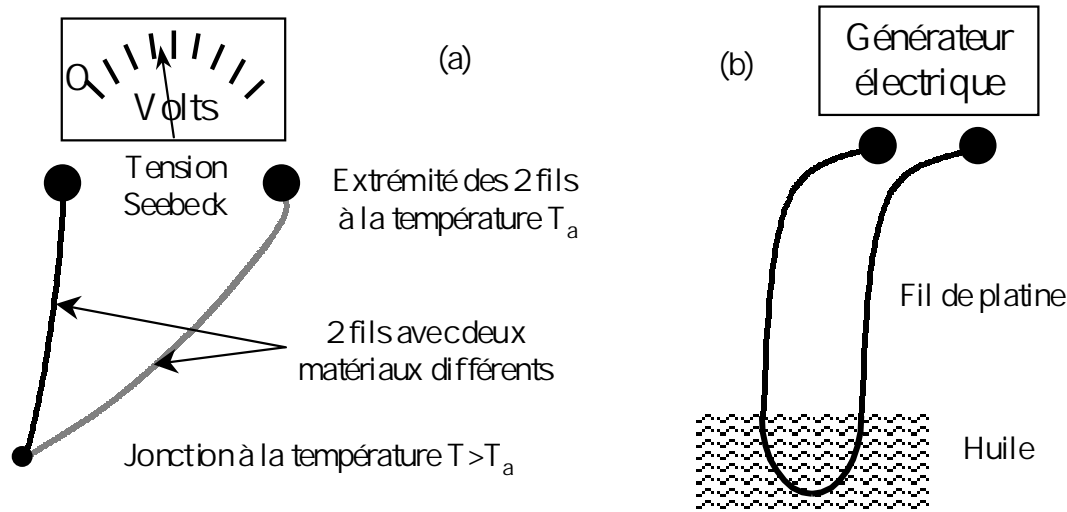


FIG. 2.17 – Expérience du thermocouple mettant en évidence l'effet Seebeck (a), expérience du fil de platine mettant en évidence l'effet Thomson (b).

en faisant intervenir les coefficients Peltier π_1 et π_2 :

$$\begin{aligned} q_{Peltier} &= (\alpha_1 - \alpha_2) T i = (\pi_1 - \pi_2) i \\ &= \alpha_{12} T i = \pi_{12} i, \text{ en posant } \alpha_{12} = \alpha_1 - \alpha_2 \text{ et } \pi_{12} = \pi_1 - \pi_2 \end{aligned} \quad (2.54)$$

L'expérience montre que les coefficients Peltier et Seebeck dépendent de la température. Par définition on écrit la relation suivante :

$$\pi(T) = \alpha(T) T \quad (2.55)$$

D'autre part, il existe un autre phénomène thermo-électrique découvert peu de temps après par William Thomson. L'expérience mettant en évidence l'effet Thomson consiste à prendre un fil de platine en forme de "U" et à plonger le coude inférieur dans un bain d'huile (cf. figure 2.17b). On fait passer un courant électrique suffisamment intense dans le fil, pour porter au rouge les portions supérieures des deux branches. Le refroidissement par le bain d'huile produit un gradient de température dans chaque branche du fil. Dans l'une des branches, le courant circule dans le sens du gradient thermique, dans l'autre branche il circule en sens inverse. L'incandescence observée n'est pas symétrique. Sur l'une des branches, la portion rougie du fil s'étend plus bas que sur l'autre. La dissymétrie s'inverse lorsque l'on inverse le sens du courant i . L'effet Thomson correspond à un dégagement élémentaire d'énergie calorifique dq_{th} sur une portion de longueur dx et s'exprime à l'aide du coefficient thomson τ_1 du matériau :

$$dq_{th} = \tau_1(T) i dT \quad (2.56)$$

Les trois grandeurs thermo-électriques qui viennent d'être présentées ici, sont dépendantes les unes des autres. On peut retrouver les expressions qui les relient, en étudiant

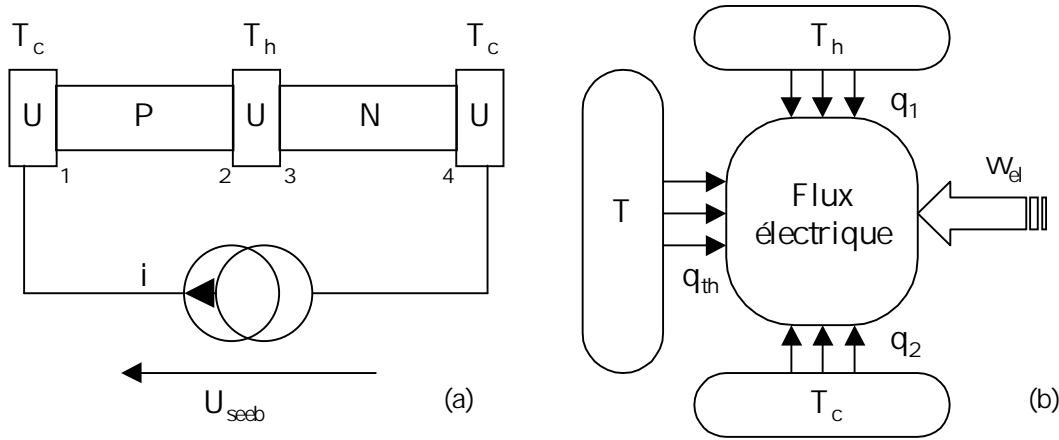


FIG. 2.18 – Machine thermo-électrique et représentation des échanges thermiques et électriques

une machine thermo-électrique.

Machine thermodynamique à effet thermo-électrique

On s'intéresse ici à une machine thermo-électrique, constituée d'un empilement de trois matériaux différents (cf. figure 2.18a). On utilise un matériau semi-conducteur, du tellure de bismuth Bi_2Te_3 , qui est très performant d'un point de vue thermo-électrique, ainsi que du cuivre (U). Le tellure de bismuth est traité par dopage de manière à obtenir un semi-conducteur positif (P) ou négatif (N). L'ensemble comporte quatre jonctions notées de 1, 2, 3 et 4. On suppose que la température des éléments en cuivre situés aux deux extrémités est maintenue constante à la valeur T_c et que la température de l'élément central vaut T_h . Un générateur de courant alimente le montage avec un courant i et une tension U_{seeb} est générée par les effets thermo-électriques intervenant dans le montage.

On symbolise les énergies échangées par le flux électrique qui circule dans le montage sur la figure 2.18b. On trouve la puissance thermique q_1 prise à la source chaude, qui est à la température T_h , la puissance thermique q_2 prise à la source froide, qui est à la température T_c , la puissance thermique q_{th} prise à la source qui est à la température T , comprise entre T_h et T_c , compte tenu du gradient de température qui existe le long des lingots P et N , et enfin la puissance électrique w_{el} prise au générateur de courant. Dans le cas où l'on néglige l'effet Joule (on suppose ici que la résistance électrique du module thermo-électrique est négligeable), ces différentes énergies s'écrivent :

$$\begin{aligned} q_1 &= -(\pi_P(T_h) - \pi_U(T_h))i - (\pi_U(T_h) - \pi_N(T_h))i \\ \Rightarrow q_1 &= -\pi_{PN}(T_h) i \end{aligned} \quad (2.57)$$

$$\begin{aligned} q_2 &= -(\pi_U(T_c) - \pi_P(T_c))i - (\pi_N(T_c) - \pi_U(T_c))i \\ \Rightarrow q_2 &= \pi_{PN}(T_c) i \end{aligned} \quad (2.58)$$

$$\begin{aligned}
q_{th} &= \int_{T_c}^{T_h} \tau_P(T) i dT + \int_{T_h}^{T_c} \tau_N(T) i dT \\
\Rightarrow q_{th} &= i \int_{T_c}^{T_h} (\tau_P(T) - \tau_N(T)) dT
\end{aligned} \tag{2.59}$$

$$w_{el} = U_{seeb} i \tag{2.60}$$

En écrivant le premier principe de la thermodynamique qui indique que l'accroissement de l'énergie interne d'un système est nulle lors d'un cycle, on obtient l'expression de la tension Seebeck U_{seeb} que l'on observe quand les températures T_h et T_c sont différentes :

$$\begin{aligned}
\Delta u &= q_1 + q_2 + q_{th} + w_{el} = 0 \\
\Rightarrow U_{seeb}(T_h, T_c) &= \pi_{PN}(T_h) - \pi_{PN}(T_c) - \int_{T_c}^{T_h} (\tau_P(T) - \tau_N(T)) dT
\end{aligned} \tag{2.61}$$

En négligeant l'effet Joule, on peut considérer que le cycle thermodynamique du flux électrique est réversible. Le second principe de la thermodynamique qui énonce que l'accroissement de l'entropie d'un système réversible est nul lors d'un cycle, fournit une deuxième expression :

$$\begin{aligned}
\Delta_s &= \int \frac{dq}{T} dT = 0 \\
\Rightarrow \frac{q_1}{T_h} + \frac{q_2}{T_c} + \int_{T_c}^{T_h} \frac{\tau_P(T) i}{T} dT + \int_{T_h}^{T_c} \frac{\tau_N(T) i}{T} dT &= 0 \\
\Rightarrow \frac{\pi_{PN}(T_c)}{T_c} - \frac{\pi_{PN}(T_h)}{T_h} + \int_{T_c}^{T_h} \frac{\tau_P(T) - \tau_P(T)}{T} dT &= 0
\end{aligned} \tag{2.62}$$

L'équation 2.62 permet d'écrire une relation supplémentaire qui existe entre le coefficient Seebeck et le coefficient Thomson [44] :

$$\begin{aligned}
\tau_P(T) &= \frac{d\alpha_P(T)}{dT} T = \alpha'_P(T) T \\
\tau_N(T) &= \frac{d\alpha_N(T)}{dT} T = \alpha'_N(T) T
\end{aligned} \tag{2.63}$$

Dans la pratique, le dopage des lingots de tellure de bismuth est tel que les coefficients Seebecks sont de signe contraire ($\alpha_N = -\alpha_P$). De cette manière l'expression de la tension Seebeck donnée à l'équation 2.61 est simplifiée.

$$U_{seeb}(T_h, T_c) = 2(\alpha_P(T_h) T_h - \alpha_P(T_c) T_c - \int_{T_c}^{T_h} \alpha'_P(T) T dT) \tag{2.64}$$

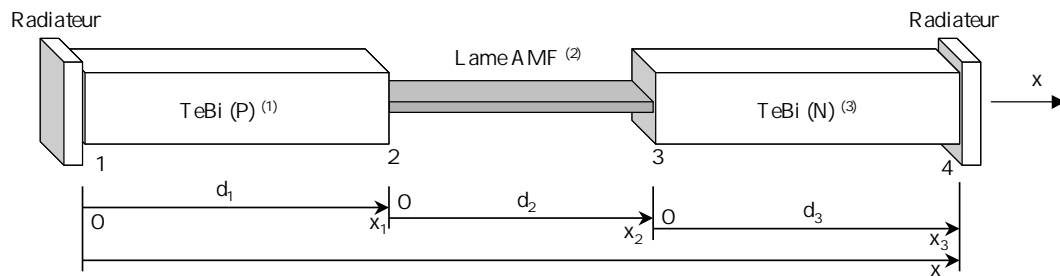


FIG. 2.19 – *Module Peltier constitué d'une lame en AMF montée entre deux lingots de tellure de bismuth dopés P et N. Deux radiateurs montés aux extrémités maintiennent la température à T_A .*

2.5.2 Modélisation

On choisit de modéliser le système thermo-électrique décrit sur la figure 2.18a. Le cuivre situé entre les jonctions 2 et 3 est remplacé par une lame AMF, en nickel-titane. On appelle « module Peltier AMF » le système thermo-électrique que l'on vient de décrire. Il a l'originalité d'intégrer directement l'AMF dans les jonctions thermo-électriques (cf. figure 2.19). Deux radiateurs (Rad) sont montés aux extrémités de manière à maintenir la température à T_A . On considère que le module Peltier AMF est découpé en trois zones numérotées de 1 à 3, qui correspondent respectivement au lingot de tellure de bismuth dopé P (P), à la lame AMF (Lam) et au lingot de tellure de bismuth dopé N (N). L'ensemble comporte quatre jonctions thermo-électriques numérotées de 1 à 4, qui correspondent respectivement aux jonctions Rad-P-Lam-N-Rad. L'équation de la chaleur des lingots de Bi_2Te_3 (zone 1 et 3) fait intervenir un terme supplémentaire qui prend en compte la chaleur mise en jeu par l'effet Thomson. Elle s'écrit :

$$\lambda_{1,3} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \tau_{1,3} \frac{\partial T}{\partial x} j_{1,3} + \rho_{1,3} c_{v,1,3} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{4h}{a} (T - T_A) = \rho_{e,1,3} j_{1,3}^2 \quad (2.65)$$

Pour la lame AMF, on conserve l'équation de la chaleur 2.22. Le coefficient seebeck de l'AMF α_2 étant très inférieur à celui du tellure de bismuth $\alpha_{1,3}$, par hypothèse, on considère que α_2 est indépendant de la température. Par conséquent, on néglige l'effet Thomson dans la lame AMF. Au niveau des jonctions thermo-électriques, on écrit la continuité du flux de chaleur qui traverse la jonction 2 de cette manière :

$$-\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x_1}(d_1, t) + \pi_{12}(T_{12}) j_{12} + r_{12} j_{12}^2 = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x_2}(0, t) \quad (2.66)$$

Dans cette équation, on trouve le flux de chaleur qui circule par conduction, à l'extrémité droite du lingot (P), le flux de chaleur produit par l'effet Peltier ainsi que le flux de chaleur produit par la résistance de contact r_{12} au niveau de la jonction 2, et le flux de chaleur qui circule par conduction, à l'extrémité gauche de la lame AMF. Dans la pratique, il y a toujours des impuretés qui introduisent une résistance électrique supplémentaire, non négligeable, au travers de la jonction thermo-électrique [2] et donc

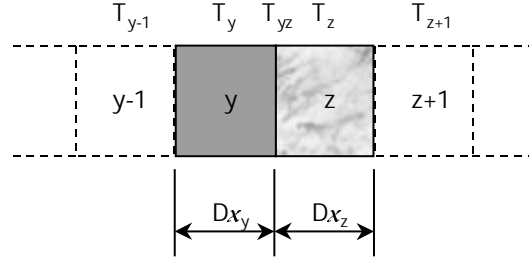


FIG. 2.20 – Deux éléments discrets y et z situés de part et d'autre d'une jonction thermo-électrique.

qui dégrade fortement les caractéristiques du système, lors du refroidissement. T_{12} , π_{12} et j_{12} sont la température, le coefficient Peltier et la densité de courant, au niveau de la jonction 2. De la même manière, au niveau de la jonction 3, la continuité du flux de chaleur s'écrit :

$$-\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x_2}(d_2, t) + \pi_{23}(T_{23}) j_{23} + r_{23} j_{23}^2 = -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial x_3}(0, t) \quad (2.67)$$

Au niveau des extrémités du module Peltier AMF on a :

$$T_1(0, t) = T_3(d_3, t) = T_A \quad (2.68)$$

Modèle discret

Pour résoudre les équations du module Peltier AMF, on utilise la méthode numérique par différences finies décrite dans le paragraphe 2.4.2. On utilise le même découpage spatial que celui proposé sur la figure 2.8. Compte tenu de la présence des radiateurs aux extrémités du module, on considère que l'effet Peltier au niveau des jonctions 1 et 4 n'intervient pas dans le calcul. L'équation discrète utilisée pour le calcul des états dérivatif des éléments de la zone 1 et de la zone 3 est :

- si $i \in$ zone 1,3 :

$$\begin{aligned} & -\lambda_{1,3} \frac{T_{(i+1)k} - 2T_{ik} + T_{(i-1)k}}{\Delta x^2} + \tau_{1,3} \frac{T_{(i+1)k} - T_{ik}}{\Delta x} j_{1,3} + \rho_{1,3} c_{v1,3} \dot{T}_{ik} + \frac{4h}{a} (T_{ik} - T_A) \\ & = \rho_{e1,3} \frac{u^2}{a^4} \end{aligned} \quad (2.69)$$

On utilise l'équation 2.36 pour le calcul des états dérivatifs des éléments de la zone 2. Dans le cas où l'élément discret i que l'on considère comporte une jonction thermo-électrique, on ne peut pas utiliser les équations 2.36 et 2.69 étant donné que dans l'expression des flux de chaleurs entrant dans l'élément Φ_e^i ou sortant de l'élément Φ_s^i , l'effet Peltier et l'effet de résistance de contact sont présents.

Considérons deux éléments discrets y et z , disposés de part et d'autre d'une jonction thermo-électrique (cf. figure 2.20). En appelant T_{yz} la température de la jonction thermo-électrique, on écrit de manière discrète le flux de chaleur sortant de l'élément y :

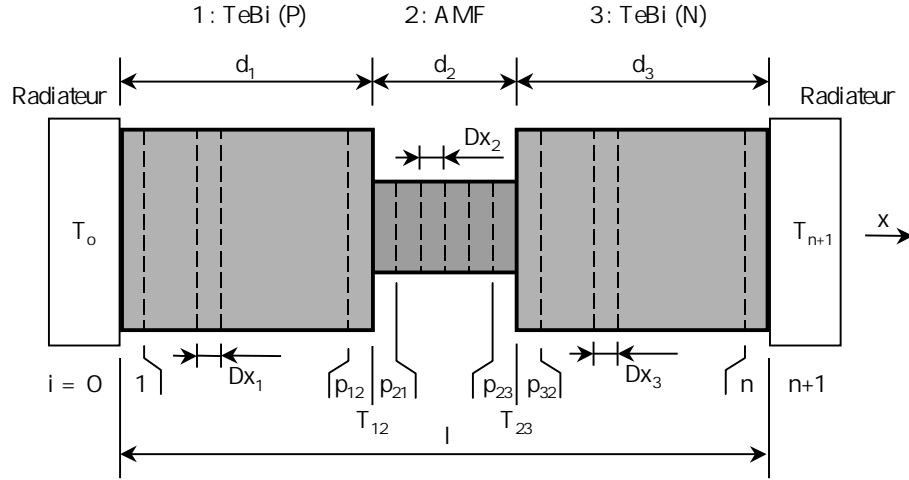


FIG. 2.21 – Maillage du module Peltier AMF. Les éléments discrets pour lesquels $i = p_{12}, p_{21}, p_{23}$ et p_{32} , sont situés sur les deux jonctions thermo-électriques.

$$\Phi_s^y = -2 \lambda_y \frac{T_{yz} - T_y}{\Delta x_y} - (\pi_{yz} j_{yz} + r_{yz} j_{yz}^2) \frac{\lambda_y}{\lambda_y + \lambda_z} \quad (2.70)$$

Le flux de chaleur entrant dans l'élément z s'écrit :

$$\Phi_e^z = -2 \lambda_z \frac{T_z - T_{yz}}{\Delta x_z} + (\pi_{yz} j_{yz} + r_{yz} j_{yz}^2) \frac{\lambda_z}{\lambda_y + \lambda_z} \quad (2.71)$$

Ces deux équations signifient que le flux de chaleur produit par effet Peltier et par la résistance de contact, se répartit de part et d'autre de la jonction, de manière proportionnelle aux coefficients de conduction de l'élément y et de l'élément z . La condition de continuité du flux de chaleur à la jonction est respectée quand :

$$\Phi_s^y + \pi_{yz} j_{yz} + r_{yz} j_{yz}^2 = \Phi_e^z \quad (2.72)$$

Pour que la continuité du flux de chaleur soit respectée au niveau de la jonction yz la température de la jonction doit être égale à :

$$T_{yz} = \frac{\frac{\lambda_y}{\Delta x_y} T_y + \frac{\lambda_z}{\Delta x_z} T_z}{\frac{\lambda_y}{\Delta x_y} + \frac{\lambda_z}{\Delta x_z}} \quad (2.73)$$

La température T_{yz} est obtenue à partir de l'équation 2.72, en remplaçant les valeurs de Φ_s^y et Φ_e^z par leur expression donnée en 2.70 et 2.71.

On repère les éléments discrets situés de part et d'autre des jonctions thermo-électriques par p_{12}, p_{21}, p_{23} et p_{32} (cf. figure 2.21). L'équation de la chaleur de l'élément discret p_{12} s'écrit à partir de l'équation 2.31, en prenant $i = p_{12}$:

$$\Phi_e^{p_{12}} + q_{int}^{p_{12}} \Delta x_1 = \rho_1 c_{v1} \dot{T}_{p_{12}k} \Delta x_1 + \Phi_s^{p_{12}} \quad (2.74)$$

La valeur du flux entrant, du flux sortant de l'élément p_{12} , ainsi que la valeur de la source interne de chaleur sont :

$$\begin{aligned}\Phi_e^{p_{12}} &= -\lambda_1 \frac{T_{p_{12}} - T_{p_{12}-1}}{\Delta x_1} \\ \Phi_s^{p_{12}} &= -2 \lambda_1 \frac{T_{12} - T_{p_{12}}}{\Delta x_1} - (\pi_{12} j_{12} + r_{12} j_{12}^2) \frac{\lambda_1}{\lambda_1 + \lambda_2} \\ q_{int}^{p_{12}} &= \rho_{e1} \frac{u^2}{a^4} + \frac{4h}{a} (T_A - T_{p_{12}})\end{aligned}\quad (2.75)$$

De la même manière, l'équation de la chaleur de l'élément discret p_{21} , situé à l'extrémité gauche de la lame AMF, s'écrit :

$$\Phi_e^{p_{21}} + q_{int}^{p_{21}} \Delta x_2 = \rho_2 c_{v2} \dot{T}_{p_{21}k} \Delta x_2 + \Phi_s^{p_{21}} \quad (2.76)$$

La valeur du flux entrant, du flux sortant de l'élément p_{21} , ainsi que la valeur de la source interne de chaleur sont :

$$\begin{aligned}\Phi_e^{p_{21}} &= -2 \lambda_2 \frac{T_{p_{21}} - T_{12}}{\Delta x_2} + (\pi_{12} j_{12} + r_{12} j_{12}^2) \frac{\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} \\ \Phi_s^{p_{21}} &= -\lambda_2 \frac{T_{p_{21}+1} - T_{p_{21}}}{\Delta x_2} \\ q_{int}^{p_{21}} &= \rho_{e2} \frac{u^2}{(ab)^2} + \frac{2h(a+b)}{ab} (T_A - T_{p_{21}}) + \rho_2 \Delta u \dot{z}_{p_{21}k}\end{aligned}\quad (2.77)$$

La température T_{12} de la jonction 2 (P-Lam) est :

$$T_{12} = \frac{\frac{\lambda_1}{\Delta x_1} T_{p_{12}} + \frac{\lambda_2}{\Delta x_2} T_{p_{21}}}{\frac{\lambda_1}{\Delta x_1} + \frac{\lambda_2}{\Delta x_2}} \quad (2.78)$$

L'équation de la chaleur de l'élément discret p_{23} , situé à l'extrémité droite de la lame AMF, s'écrit :

$$\Phi_e^{p_{23}} + q_{int}^{p_{23}} \Delta x_2 = \rho_2 c_{v2} \dot{T}_{p_{23}k} \Delta x_2 + \Phi_s^{p_{23}} \quad (2.79)$$

La valeur du flux entrant, du flux sortant de l'élément p_{23} , ainsi que la valeur de la source interne de chaleur sont :

$$\begin{aligned}\Phi_e^{p_{23}} &= -\lambda_2 \frac{T_{p_{23}} - T_{p_{23}-1}}{\Delta x_2} \\ \Phi_s^{p_{23}} &= -2 \lambda_2 \frac{T_{23} - T_{p_{23}}}{\Delta x_2} - (\pi_{23} j_{23} + r_{23} j_{23}^2) \frac{\lambda_2}{\lambda_2 + \lambda_3} \\ q_{int}^{p_{23}} &= \rho_{e2} \frac{u^2}{(ab)^2} + \frac{2h(a+b)}{ab} (T_A - T_{p_{23}}) + \rho_2 \Delta u \dot{z}_{p_{23}k}\end{aligned}\quad (2.80)$$

L'équation de la chaleur de l'élément discret p_{32} , situé à l'extrémité gauche du lingot de tellure de bismuth dopé N, s'écrit :

$$\Phi_e^{p_{32}} + q_{int}^{p_{32}} \Delta x_3 = \rho_3 c_{v3} \dot{T}_{p_{32}k} \Delta x_3 + \Phi_s^{p_{32}} \quad (2.81)$$

La valeur du flux entrant, du flux sortant de l'élément p_{32} , ainsi que la valeur de la source interne de chaleur sont :

$$\begin{aligned} \Phi_e^{p_{32}} &= -2 \lambda_3 \frac{T_{p_{32}} - T_{23}}{\Delta x_3} + (\pi_{23} j_{23} + r_{23} j_{23}^2) \frac{\lambda_3}{\lambda_2 + \lambda_3} \\ \Phi_s^{p_{32}} &= -\lambda_3 \frac{T_{p_{32}+1} - T_{p_{32}}}{\Delta x_3} \\ q_{int}^{p_{32}} &= \rho_{e3} \frac{u^2}{a^4} + \frac{4h}{a} (T_A - T_{p_{32}}) \end{aligned} \quad (2.82)$$

La température T_{23} de la jonction 3 (Lam-N) est :

$$T_{23} = \frac{\frac{\lambda_2}{\Delta x_2} T_{p_{23}} + \frac{\lambda_3}{\Delta x_3} T_{p_{32}}}{\frac{\lambda_2}{\Delta x_2} + \frac{\lambda_3}{\Delta x_3}} \quad (2.83)$$

Quand il y a transition de phase, on calcule l'état dérivatif $\dot{T}_{\alpha k}$ ($\alpha = p_{21}, p_{23}$), des éléments discrets p_{21} et p_{23} , en utilisant les cinétiques données en 2.38. Lorsque $A \rightarrow M_T$, on obtient :

$$\dot{T}_{\alpha k} = \frac{\frac{\Phi_e^\alpha - \Phi_s^\alpha}{\Delta x_2} + \rho_{e2} \frac{u^2}{(ab)^2} - \frac{2h(a+b)}{ab} (T_{\alpha k} - T_A)}{\rho_2 (c_{v2} + \Delta u a_1 (1 - z_{\alpha k}))} \quad (2.84)$$

Et lorsque $M_T \rightarrow A$, on a :

$$\dot{T}_{\alpha k} = \frac{\frac{\Phi_e^\alpha - \Phi_s^\alpha}{\Delta x_2} + \rho_{e2} \frac{u^2}{(ab)^2} - \frac{2h(a+b)}{ab} (T_{\alpha k} - T_A)}{\rho_2 (c_{v2} + \Delta u a_2 z_{\alpha k})} \quad (2.85)$$

Le calcul numérique des états dérivatifs continus des éléments discrets du module Peltier AMF sont réalisés en utilisant une s-fonction Matlab, sous l'environnement Simulink. L'algorithme de résolution est donné sur la figure 2.22. Il prend en compte tous les cas qui sont rencontrés pour l'ensemble des éléments discrets du modèle ($i = 1, \dots, n$), et fait référence aux équations qui sont présentées ici.

Validation du modèle discret

De la même manière que dans le paragraphe 2.4, on utilise une résolution analytique des équations du module Peltier (eq. 2.65 et 2.22) en régime permanent, pour valider les résultats qui sont donnés par le modèle discret. En régime permanent les dérivées partielles par rapport au temps sont égales à zéro. De plus, pour simplifier, on suppose que l'effet Thomson est négligeable ($\tau = 0$). Finalement, on obtient le même système

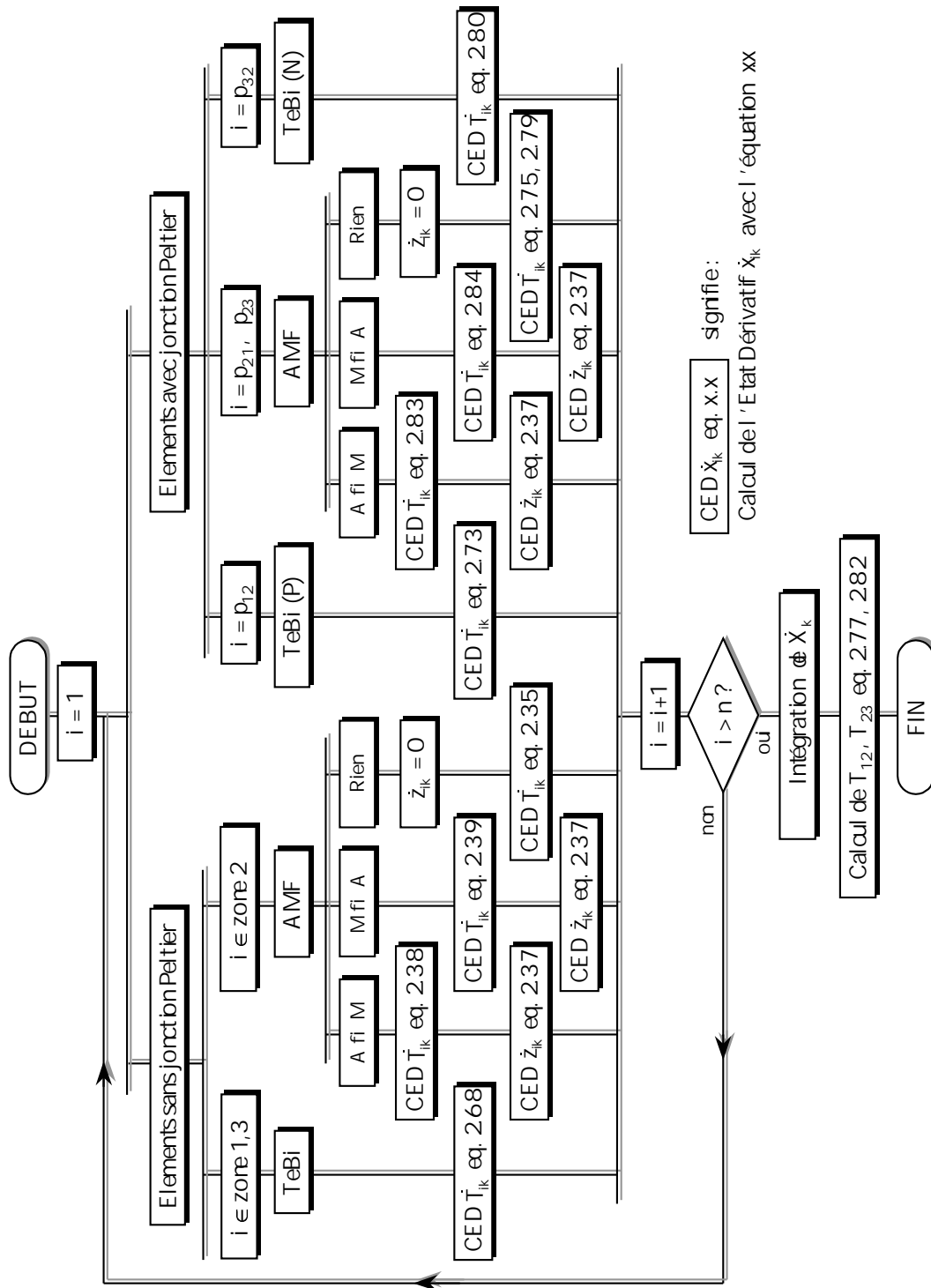


FIG. 2.22 – Organigramme de calcul du module Peltier AMF, sur une période d'échantillonnage.

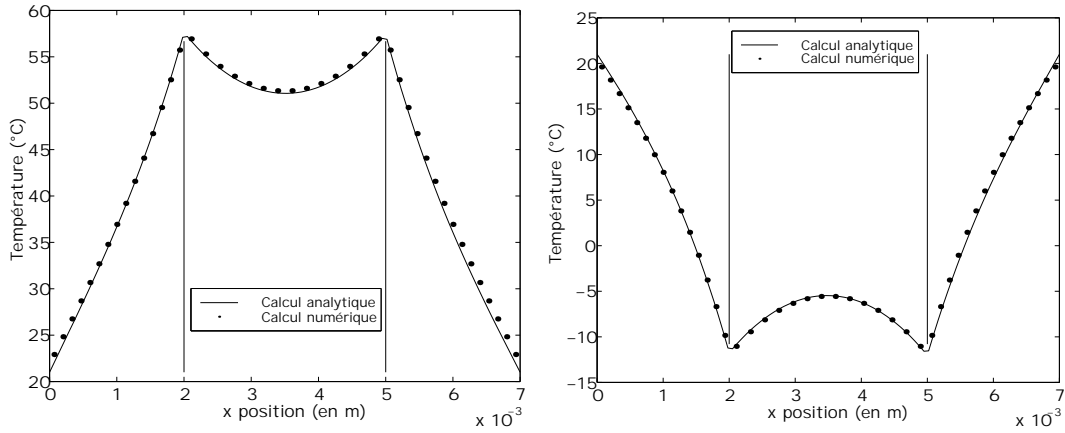


FIG. 2.23 – Comparaison entre la solution analytique et la solution numérique, dans le cas du chauffage et dans le cas du refroidissement.

d'équation donné en 2.44. Les conditions aux limites sur la température sont également inchangées et sont données en 2.45. Les équations sur la continuité du flux de chaleur, au niveau des jonctions 2 et 3, s'écrit maintenant :

$$\begin{aligned}
 -\lambda_1 \frac{\partial T_1(d_1)}{\partial x_1} + \alpha_{12} T_2(0) j_{12} + r_{12} j_{12}^2 &= -\lambda_2 \frac{\partial T_2(0)}{\partial x_2} \\
 -\lambda_2 \frac{\partial T_2(d_2)}{\partial x_2} + \alpha_{23} T_3(0) j_{23} + r_{23} j_{23}^2 &= -\lambda_3 \frac{\partial T_3(0)}{\partial x_3}
 \end{aligned} \quad (2.86)$$

La solution du système d'équation différentielle 2.44 est donnée par le système d'équations 2.47. On calcule les constantes d'intégration k_1, \dots, k_4 en utilisant les conditions aux limites 2.45 et 2.86. Finalement on obtient le système linéaire suivant :

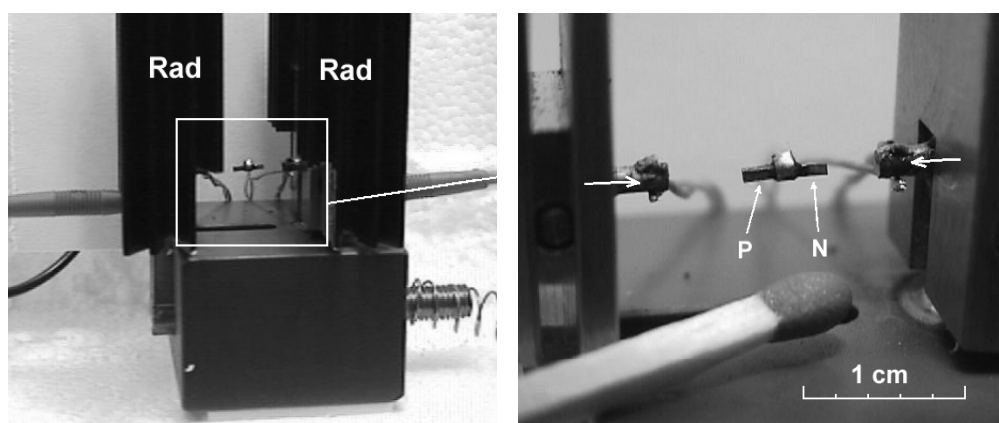
$$A' k = b' \quad (2.87)$$

Tous les termes des différentes matrices et vecteurs sont données dans l'annexe A. On obtient les constantes d'intégration par inversion de la matrice A . La répartition de température sur le module Joule, en régime permanent, se calcule à partir de l'équation 2.47. En prenant des paramètres identiques, le profil de température en régime permanent, obtenu par la résolution des équations du module Joule, suivant la méthode numérique, est très proche de celui obtenu par la résolution analytique (cf. figure 2.23).

2.5.3 Vérification expérimentale

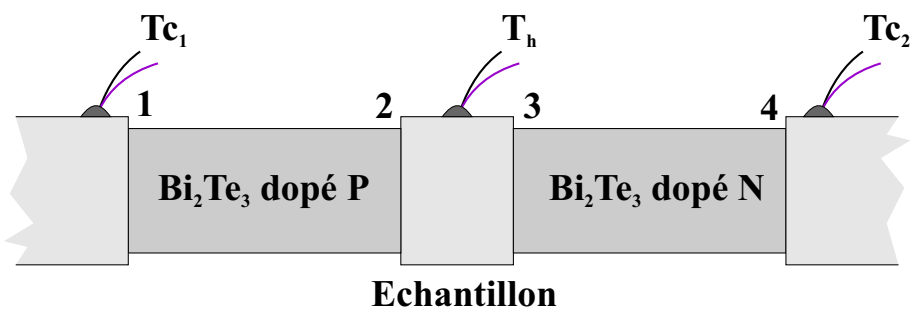
Le module Peltier Expérimental

Pour valider le modèle physique qui vient d'être exposé, un système expérimental à été mis au point, de manière à reproduire les conditions de fonctionnement du module Peltier AMF. Ce montage s'appelle « le module Peltier expérimental » (cf. figure



(a) vue d'ensemble avec les radiateurs écartés

(b) vue rapprochée



(c) schéma explicatif correspondant à la position de fonctionnement, radiateurs rapprochés

FIG. 2.24 – *Le module Peltier expérimental.*

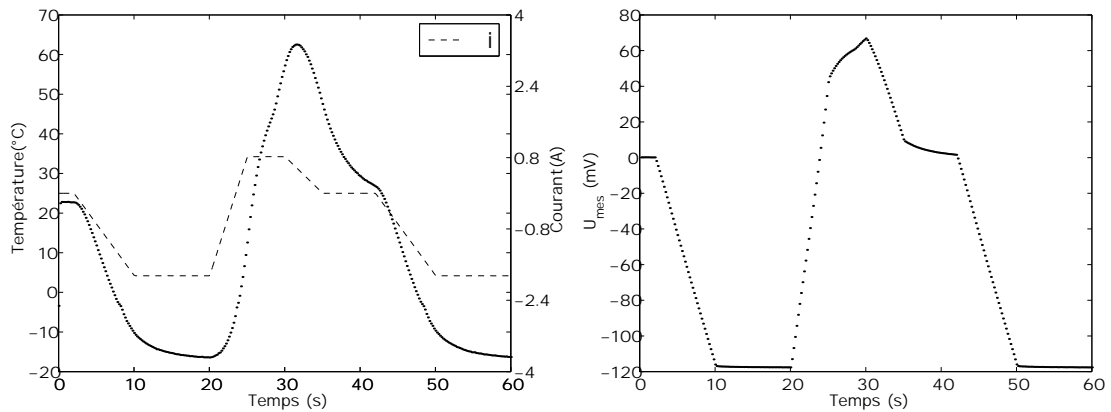


FIG. 2.25 – Mesures expérimentales du module à effet Peltier avec échantillon en laiton.

2.24). On peut distinguer, aux deux extrémités du module, les deux radiateurs en aluminium qui assurent le maintien de la température des deux jonctions froides 1 et 4 à la température ambiante T_a . La partie gauche de l'ensemble coulisse et permet de maintenir en pression, par l'intermédiaire d'un ressort, les deux lingots de tellure de bismuth ainsi que l'AMF. Les dimensions de chaque lingot sont : $1,6 \times 0,6 \times 0,6 \text{ mm}^3$. Durant les premiers essais, l'élément central du module (l'échantillon en AMF) a été remplacé par un élément en laiton. En effet, comme nous le verrons dans la suite, il est plus facile de souder les lingots de tellure de bismuth sur du laiton que sur du nickel titane. De plus, cette soudure conditionne très fortement la qualité du refroidissement de l'élément central qui sert d'échantillon. Les températures le long du module expérimental sont mesurées avec trois thermocouples (chromel alumel) qui sont disposés, sur l'élément en cuivre à gauche près de la jonction 1, sur l'échantillon entre les jonctions 2 et 3 et sur l'élément en cuivre à droite, près de la jonction 4. Une carte électronique sert d'interface entre le module Peltier expérimental et l'ordinateur qui permet de piloter le courant électrique i appliqué et de faire l'acquisition des données expérimentales. Les données mesurées sont : les températures des trois thermocouples T_{c1} , T_h , T_{c2} , le courant appliqué i et la tension aux bornes des deux radiateurs U_{mes} .

La figure 2.25 montre les mesures qui ont été obtenues avec un échantillon en laiton de diamètre 1,3 mm et de longueur 1,1 mm. On constate que l'on peut facilement faire varier la température de l'échantillon en laiton sur une plage de température allant de -15°C à $+65^\circ\text{C}$ en jouant sur le courant i . Il faut noter que durant cet essai, les deux radiateurs restent à la température de la pièce, c'est à dire 22°C environ. La température de l'échantillon peut aller jusqu'à 37°C en dessous de la température de la pièce. Quand i est positif, l'échantillon chauffe et quand i est négatif, l'échantillon refroidit. La plage de courant utile va de -1.8 A à 0.8 A . Ce montage expérimental va permettre de valider le modèle qui a été décrit au paragraphe 2.5.2, en comparant les résultats expérimentaux aux calculs obtenus par simulation numérique du modèle discret.

Identification des paramètres thermo-électriques

Le module Peltier expérimental réalisé permet de mesurer le coefficient Seebeck des lingots de tellure de bismuth utilisés. Ces lingots ont été gracieusement fournis par la société Marvel⁴. La procédure consiste à mesurer expérimentalement la tension Seebeck qui apparaît aux bornes du module thermique [15]. La mesure se fait en deux séquences. La première séquence consiste à appliquer un courant électrique i au montage, ce qui va provoquer une différence de température entre T_h et T_c . Dans la deuxième séquence, on ouvre le circuit de manière à annuler le courant i de sorte que la tension mesurée U_{mes} soit la tension Seebeck (cf. figure 2.26a). En effet, dans le cas réel, le montage a une résistance électrique non négligeable. De ce fait, l'expression de U_{mes} fait intervenir la résistance propre R_{mod} des matériaux qui composent le module, ainsi que les résistances de contact $R_{jonc(i)}$ des quatre jonctions thermo-électriques [2].

$$U_{mes}(T_h, T_c, i) = U_{seeb}(T_h, T_c) + (R_{mod} + R_{jonc1} + R_{jonc2} + R_{jonc3} + R_{jonc4}) i \quad (2.88)$$

L'équation 2.64 ne permet pas d'obtenir directement la valeur du coefficient Seebeck à partir de U_{seeb} . Dans le cas où les températures T_h et T_c sont très proches l'une de l'autre, on peut écrire :

$$\begin{aligned} \alpha'_P(T) &= \frac{\alpha_P(T_h) - \alpha_P(T_c)}{T_h - T_c} \\ \Rightarrow U_{seeb}(T_h, T_c) &= (\alpha_P(T_h) + \alpha_P(T_c))(T_h - T_c) \end{aligned} \quad (2.89)$$

Pour une température T_c constante, on vérifie expérimentalement que U_{seeb} est proportionnelle à T_h (cf. figure 2.26 (b)). Si on appelle k_s le coefficient de proportionnalité, lorsque T_h est proche de T_c on peut écrire :

$$\begin{aligned} U_{seeb}(T_h, T_c) &= k_s (T_h - T_c) \\ \Rightarrow \alpha_P(T_h) + \alpha_P(T_c) &= k_s \\ \Rightarrow \alpha_P(T_c) &\simeq \frac{k_s}{2} \end{aligned} \quad (2.90)$$

Afin de déterminer k_s , on évalue l'équation de la droite, par la méthode des moindres carrés. Cette méthode permet donc de calculer le coefficient Seebeck du tellure de bismuth à la température T_c fixée. Pour obtenir les valeurs de α_P en fonction de la température il faut renouveler cet essai à des températures différentes. On obtient de cette manière $\alpha_P(T)$. Sur la plage de température utilisé ici, on considère en première approximation que la variation de α_P est linéaire. On obtient l'équation de α_P avec une droite des moindres carrés (cf. figure 2.27). Le coefficient Thomson se déduit simplement des relations 2.63.

4. Marvel Thermoelectrics
11 Rue Joachim du Bellay, Marsinval, 78540 Vernouillet, FRANCE
Tel: +(33) 1.39.71.69.14 , FAX: +(33) 1.39.71.68.23
e-mail: js@marvelte.com

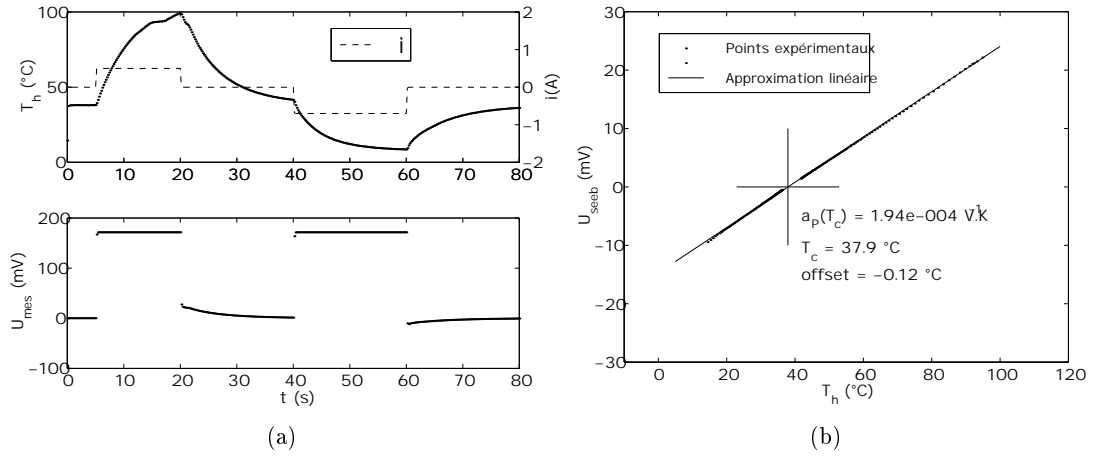


FIG. 2.26 – Identification des paramètres thermo-électriques du tellure de bismuth.

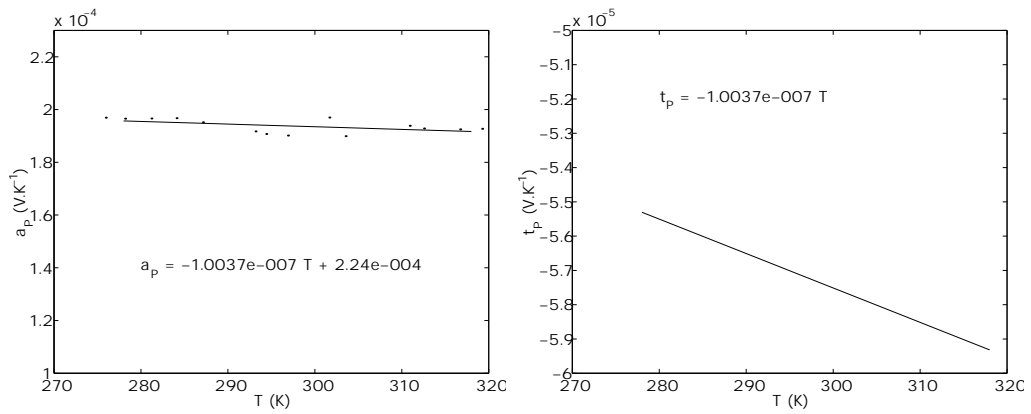


FIG. 2.27 – Expression du coefficient Seebeck et du coefficient Thomson en fonction de la température.

$\rho_{1,3} = 7530 \text{ kg.m}^{-3}$	$h_{1,3} = 128 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$	$c_{v1,3} = 544 \text{ J.kg}^{-1}$
$\lambda_{1,3} = 1,61 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\alpha_P = 2,24.10^{-4} - 1.1.10^{-7} T \text{ V.K}^{-1}$	$d_{1,3} = 1,68.10^{-3} \text{ m}$
$\tau_P = -1.10^{-7} T \text{ V.K}^{-1}$	$\rho_{e1,3} = 0,92.10^{-5} + 1,37.10^{-7} T \text{ } \Omega.\text{m}$	$a = 0,82.10^{-3} \text{ m}$

TAB. 2.4 – Valeurs numériques des paramètres pour le tellure de bismuth.

$\rho_2 = 8490 \text{ kg.m}^{-3}$	$h_2 = 128 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$	$c_{v2} = 680 \text{ J.kg}^{-1}$
$\lambda_2 = 111 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\alpha_2 = 1,2.10^{-5} \text{ V.K}^{-1}$	$d_2 = 1,07.10^{-3} \text{ m}$
$\rho_{e2} = 9.10^{-8} \text{ } \Omega.\text{m}$	$\tau_2 = 0 \text{ V.K}^{-1}$	$\phi = 1,32.10^{-3} \text{ m}$

TAB. 2.5 – Valeurs numériques des paramètres pour l'échantillon en laiton.

Les grandeurs thermo-électriques qui viennent d'être obtenues ici sont utilisées comme paramètres dans le modèle numérique par différences finies.

2.5.4 Confrontation entre l'expérience et la modélisation

Différents essais ont été réalisés avec le module Peltier expérimental. Durant les premiers essais, on a utilisé un échantillon en laiton, de manière à régler les paramètres du modèle numérique. Les paramètres physiques qui ont été utilisés proviennent du livret édité par Melcor⁵ [29] et sont donnés à la table 2.4, pour le module thermo-électrique, et à la table 2.5, pour l'échantillon en laiton. Trois paramètres du tellure de bismuth dépendent de la température.

Pour déterminer la valeur des résistances de contact $R_{j\text{onc}(i)}$ entre les jonctions thermo-électriques, on utilise l'équation 2.88. Pour simplifier, on suppose que les valeurs de $R_{j\text{onc}(i)}$ sont identiques et valent toutes $R_{j\text{onc}}$. Ensuite, on en déduit la valeur de r_{12} et r_{23} en écrivant que :

$$r_{12} = R_{j\text{onc}} s_{12} \quad r_{23} = R_{j\text{onc}} s_{23} \quad (2.91)$$

⁵ Melcor corporation
Frigichip Thermoelectric Cooling Devices

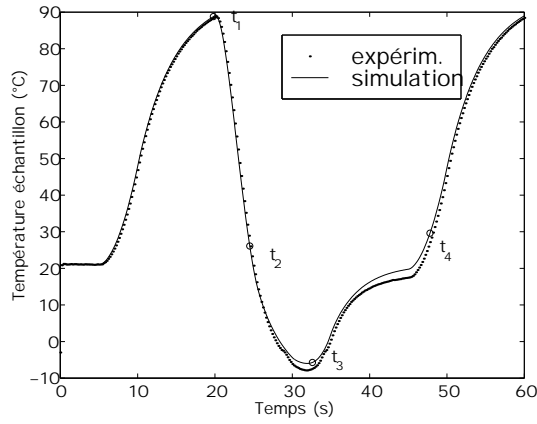
$\rho_2 = 6500 \text{ kg.m}^{-3}$	$h_2 = 128 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$	$c_{v_2} = 326 \text{ J.kg}^{-1}$	$\Delta u = 23000 \text{ J.kg}^{-1}$
$\lambda_2 = 22 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\alpha_2 = 1,2.10^{-5} \text{ V.K}^{-1}$	$d_2 = 0,56.10^{-3} \text{ m}$	$\Delta s = 73,8 \text{ J.kg}^{-1}$
$\rho_{e_2} = 6,32.10^{-7} \text{ }\Omega.\text{m}$	$a_1 = a_2 = 0,25$	$\phi = 1,1.10^{-3} \text{ m}$	$\phi_{it} = 258,4 \text{ J.kg}^{-1}$

TAB. 2.6 – Valeurs numériques des paramètres pour l'échantillon en AMF.

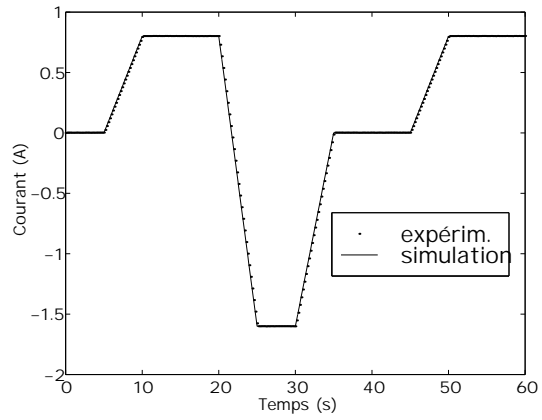
On désigne par s_{12} et s_{23} , les sections respectives de la jonction 2 et de la jonction 3.

Les résultats qui ont été obtenus sont donnés sur la figure 2.28. Le modèle numérique donne de très bons résultats quand à la prédiction de la température de l'échantillon en laiton, lors d'un cycle thermique (a)(b). De plus, le modèle numérique permet de tracer à n'importe quel instant le profil de température le long du module thermique. On s'aperçoit que la température dans l'échantillon est uniforme, suivant la direction x , aussi bien dans les phases de régime permanent (c)(e) que dans les phases transitoires (d)(f). Les résultats obtenus en régime permanent sont donnés sur la figure 2.29. Dans cet essai, la température de l'échantillon T_2 et la tension aux bornes du module Peltier U_{mes} sont données, une fois le régime permanent atteint. On remarque qu'il y a un courant optimal pour lequel la température de l'échantillon est la plus basse. En effet, si le courant de refroidissement est trop important, l'effet Joule dans les lingots de tellure de bismuth devient prépondérant : l'effet Peltier est proportionnel au courant, tandis que l'effet Joule est proportionnel au carré du courant. Quand à U_{mes} , cette tension est la somme de la tension Seebeck U_{seeb} , de la tension provenant des résistances de contact et de la tension due à la résistance électrique des matériaux du module Peltier (cf. eq. 2.88). Le modèle numérique donne de très bons résultats et peut être utilisé pour concevoir des systèmes thermo-électriques similaires, ayant une géométrie différente.

La deuxième phase de l'expérimentation a consisté à monter dans le module Peltier, un échantillon en AMF. L'échantillon AMF est en nickel titane (NiTi) et sa forme géométrique est similaire à celle de l'échantillon en laiton. Ses caractéristiques sont donnée à la table 2.6. Il est équipé d'un microthermocouple de $25 \mu\text{m}$ de diamètre qui permet la mesure de sa température. On obtient des résultats similaires de l'échantillon en laiton avec toutefois deux différences majeures (cf. figure 2.30). La première différence correspond à la perturbation de température due à la transition de phase de l'AMF. Les températures de transition de phase sont placées sur la sous figure (a), à côté du retard thermique provoqué par cette énergie de transition de phase Δu . La simulation numérique permet de calculer la fraction de martensite z_T en fonction de la température (d). La deuxième différence correspond à la température minimale que peut atteindre l'échantillon en régime permanent. On constate qu'ici, cette température minimale est



(a) température de l'échantillon.



(b) courant appliqué au module Peltier.

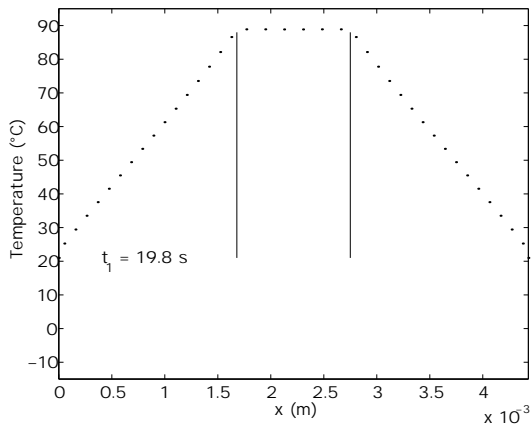
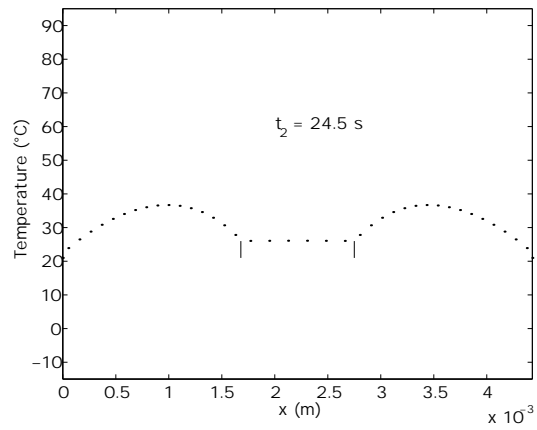
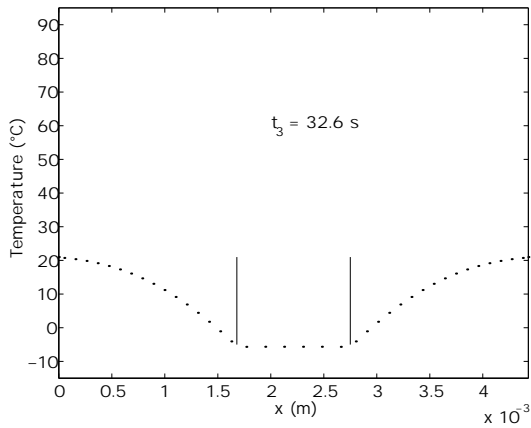
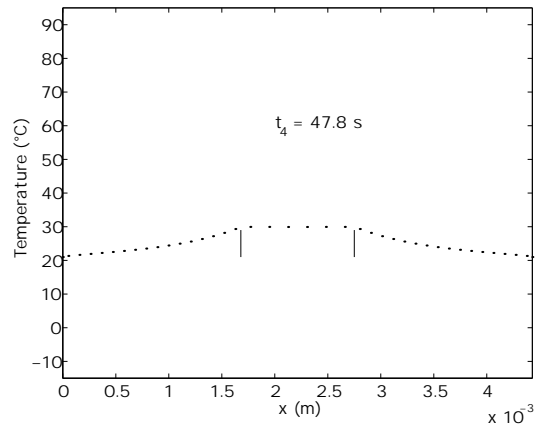
(c) profil de température à t_1 (simulé).(d) profil de température à t_2 (simulé).(e) profil de température à t_3 (simulé).(f) profil de température à t_4 (simulé).

FIG. 2.28 – Réponse thermique du module Peltier en régime transitoire : données expérimentales et simulations.

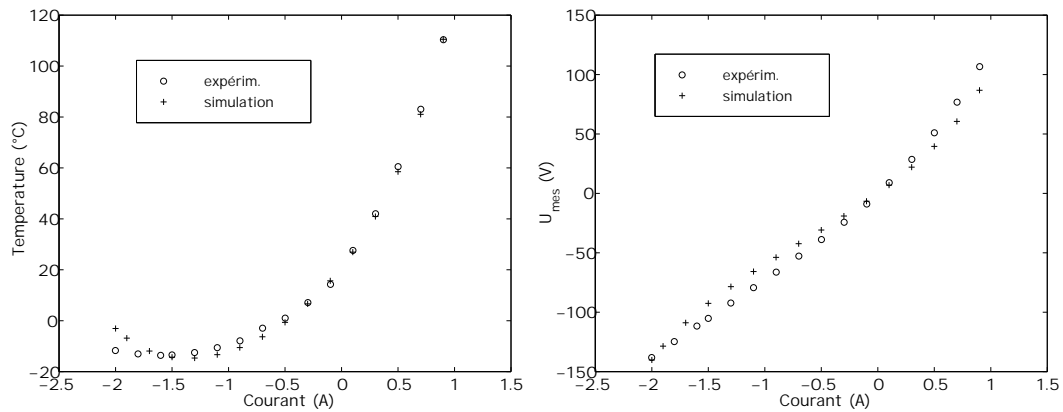


FIG. 2.29 – Réponse thermique du module Peltier en régime permanent.

de l'ordre de 10 °C pour un courant de -0,6 A. Les performances en refroidissement sont médiocres avec l'échantillon en AMF. Ce phénomène est dû à la résistance de contact des jonctions P-NiTi et NiTi-N qui est très élevée par rapport aux jonctions P-CuZn et CuZn-N. Le phénomène de passivation en surface de l'AMF est responsable de la résistance de contact élevée et donc d'un apport de chaleur indésirable par effet Joule. En effet, il se forme par réaction avec l'oxygène de l'air, une mince couche d'oxyde de titane qui est très résistante et qui apparaît quasi instantanément, même après un décapage sérieux [14][46]. Un autre test à été effectué avec un échantillon AMF, pour lequel les faces en jonction avec le tellure de bismuth ont été dorées à l'or par électro-déposition. On améliore sensiblement la température minimale jusqu'à 0 °C, mais cette méthode n'est pas satisfaisante malgré tout, car le dépôt d'or est beaucoup trop fragile. En fait, la qualité des jonctions thermo-électriques joue un rôle primordial quand à la capacité de refroidissement du système thermo-électrique. Le problème n'est pas facile à résoudre d'un point de vue technologique, étant donné la difficulté à empêcher la passivation du NiTi, et plus particulièrement si on envisage un système fonctionnant à l'air libre. Nous verrons dans la suite, comment ce problème a été résolu par soudure entre l'AMF et le tellure de bismuth.

Durant les phases transitoires lors de la transition de phase de l'AMF, le profil de température le long du module Peltier est légèrement modifié. On constate avec le calcul numérique que la répartition de température dans l'AMF, suivant l'axe x et à l'instant $t = 6,2$ s, n'est pas constante et qu'il existe un léger gradient de température (c). Ce phénomène peut être expliqué par le fait que la quasi totalité de la chaleur est produite (ou absorbée) au niveau des jonction 2 et 3, le centre de l'échantillon recevant la chaleur uniquement par conduction suivant la direction x .

Le modèle numérique du module Peltier AMF donnant de bons résultats, nous allons l'utiliser pour faire la comparaison entre un système de contrôle de la température de l'AMF par effet Joule et un système de contrôle par effet Peltier.

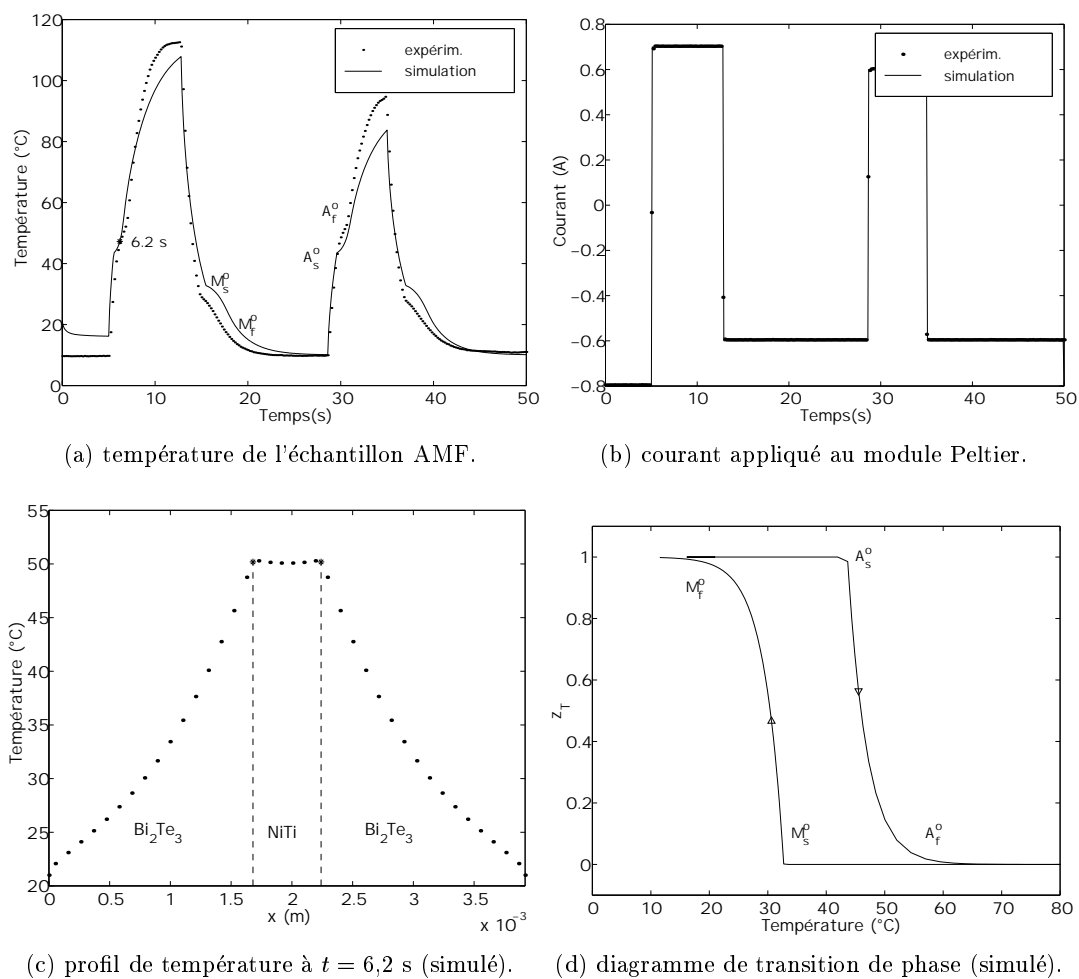


FIG. 2.30 – Réponse thermique du module Peltier AMF en régime transitoire : données expérimentales et simulations.

2.6 Comparaison entre l'effet Peltier et l'effet Joule

Pour comparer les deux modes de chauffage et de refroidissement, on choisit d'une part le module Joule du paragraphe 2.4 et d'autre part, le module Peltier du paragraphe 2.5. Dans les deux cas, on considère que l'AMF est une lame en NiTi de dimensions $0,15 \times 0,82 \times 3 \text{ mm}^3$. Les températures de transition de phase de l'AMF sont : $A_s^o = 48^\circ\text{C}$, $A_f^o = 69^\circ\text{C}$, $M_s^o = 42^\circ\text{C}$ et $M_f^o = 24^\circ\text{C}$. Pour le module Joule, on considère que les fils d'alimentation sont en fer et de même dimensions que les lingots de tellure de bismuth du module Peltier : $0,82 \times 0,82 \times 1,68 \text{ mm}^3$. Les fils d'alimentation étant très courts, on peut réduire ainsi le temps de refroidissement, du fait de la proximité des deux radiateurs. Les extrémités des deux modules sont en effet connectées à des radiateurs qui maintiennent la température des extrémités à 20°C . On appelle respectivement $i_{Peltier}$ et i_{Joule} , le courant appliqué au module Peltier et au module Joule. $\mathcal{P}_{Peltier}$ et \mathcal{P}_{Joule} représentent respectivement la puissance électrique instantanée consommée par les deux modules, l'expression de la puissance instantanée étant :

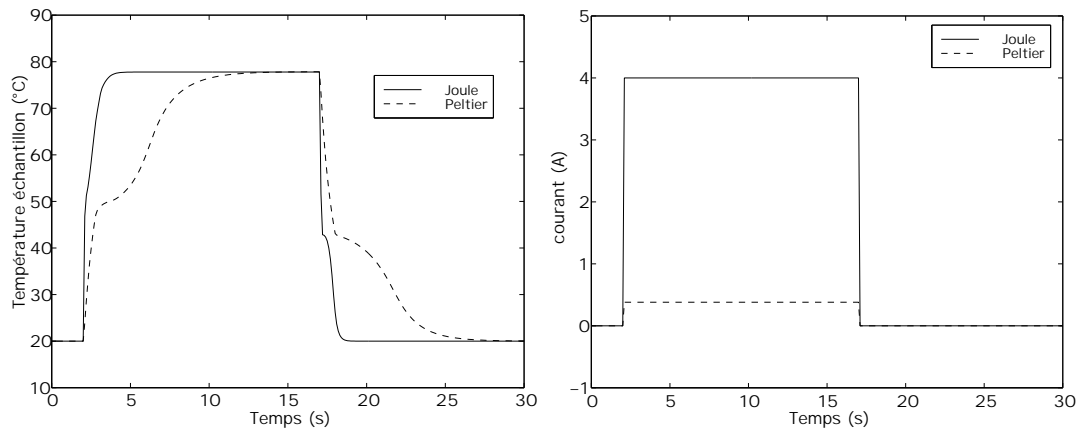
$$\mathcal{P} = U_{mes} i \quad (2.92)$$

2.6.1 Essais n°1

Pour cet essai, on a déterminé $i_{Peltier}$ et i_{Joule} de manière à obtenir une température de 78°C au centre de l'AMF, en régime permanent, puis l'échelon de courant correspondant est appliqué aux deux modules (cf. figure 2.31b). On constate qu'avec un courant $i_{Peltier} = 0,38 \text{ A}$ on obtient la même température en régime permanent qu'avec un courant $i_{Joule} = 4 \text{ A}$. Le rapport des puissances consommées est de 13,9 ce qui signifie que le module Peltier consomme environ 14 fois moins d'énergie que le module Joule (cf. figure 2.31d). Quand à la dynamique thermique, on constate que le module Joule est beaucoup plus rapide (cf. figure 2.31a). Ce phénomène provient du fait que le coefficient de conduction du fer est 30 fois plus grand que celui du tellure de bismuth et donc les calories sont très rapidement évacuées vers les radiateurs du module Joule. Par contre, pour compenser les pertes importantes de calories par conduction dans le fer, i_{Joule} doit être relativement intense. Les profils de température nous montrent que la transition de phase est totale pour le module Peltier alors qu'elle est partielle aux extrémités de l'AMF pour le module Joule (cf. figure 2.31c). L'écart de température entre l'extrémité de l'AMF et son centre est de 28°C pour le module Joule alors qu'elle est seulement de 5°C pour le module Peltier. Finalement, pour obtenir la transition de phase complète sur la totalité de l'AMF du module Joule, on doit appliquer un courant de 5 A .

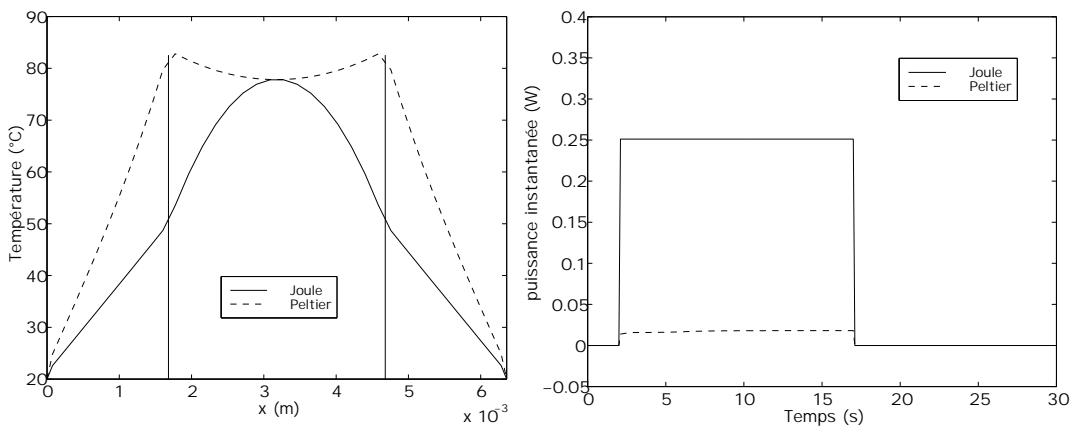
2.6.2 Essais n°2

Cet essai a permis de déterminer le temps de cycle minimum que l'on peut obtenir sur les deux modules, tout en assurant la transition de phase complète dans l'AMF. Pour ce faire, on utilise une commande en courant à deux états, le premier état correspondant au chauffage et le deuxième correspondant au refroidissement (cf. figure 2.32b). On notera



(a) température au centre de l'échantillon AMF.

(b) courant appliqué au module.

(c) profil de température à $t = 16$ s.

(d) puissance électrique absorbée.

FIG. 2.31 – Comparaison entre le module Peltier AMF et le module Joule (essai n° 1).

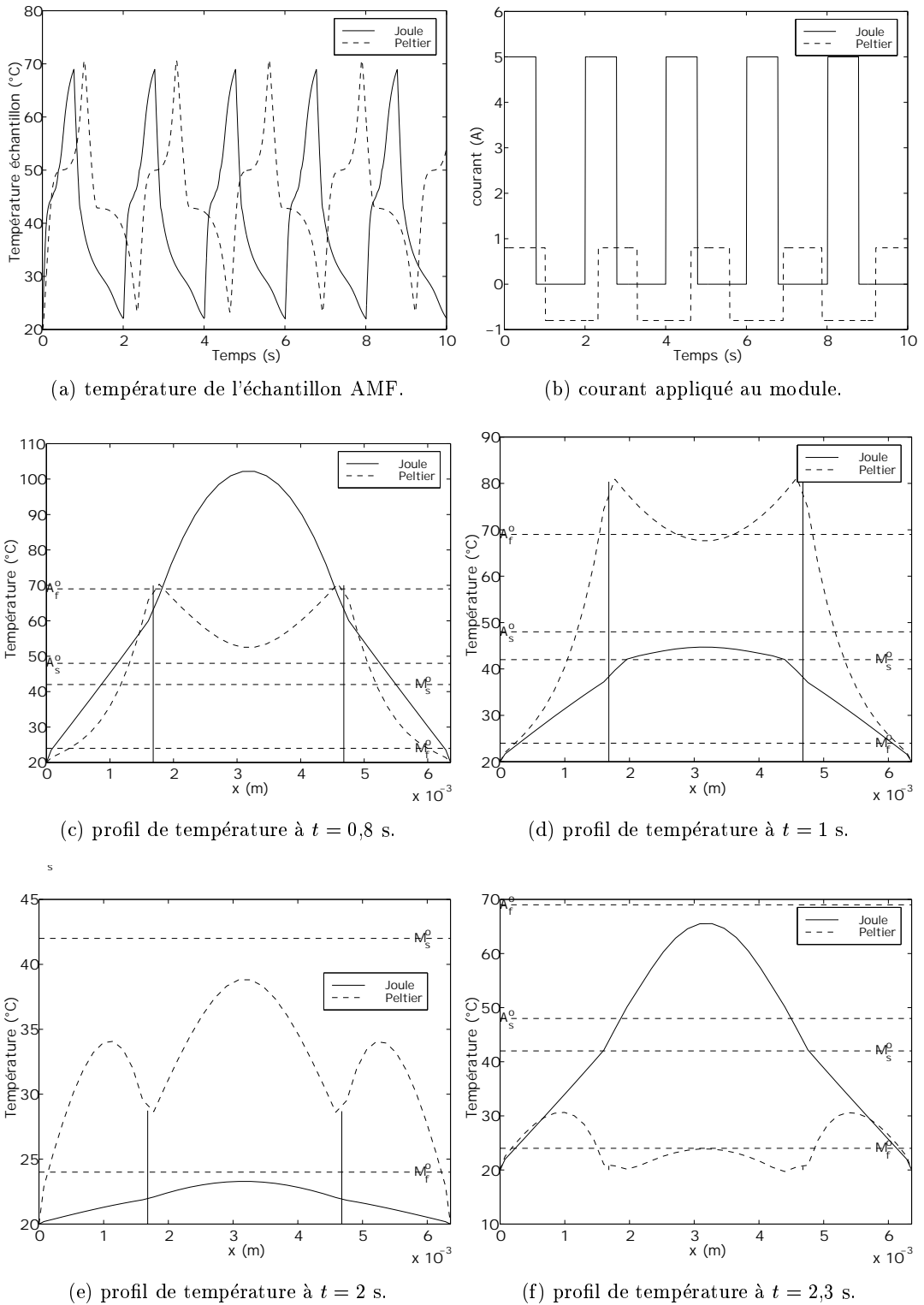


FIG. 2.32 – Comparaison entre le module Peltier AMF et le module Joule (essai n° 2).

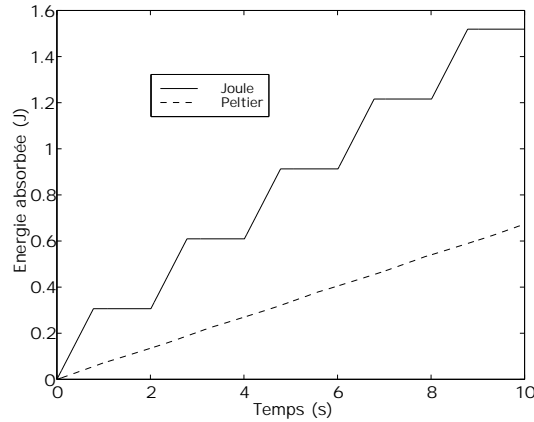


FIG. 2.33 – Comparaison de la consommation électrique cumulée (essai n° 2).

que i_{Joule} est nul lors des phases de refroidissement du module Joule contrairement à $i_{Peltier}$ qui est négatif. La mesure de la température sur l'AMF déclenche automatiquement le courant de chauffage dès que la température est en dessous de M_f^o et le courant de refroidissement dès que la température est au dessus de A_f^o . Il est nécessaire de faire quelques réglages fins pour obtenir la transitions de phase complète sur l'AMF. Pour le module Joule, la mesure de la température est effectuée à l'extrémité de la lame AMF, au niveau de la connection avec le fil d'alimentation. Le déclenchement du refroidissement est effectif dès que la température à l'extrémité de la lame dépasse A_f^o . La transition de phase est alors complète (cf. figure 2.32c). Le déclenchement du chauffage est effectif lorsque la température de l'extrémité de la lame est 2°C en dessous de M_f^o (cf. figure 2.32e). Pour le module Peltier, la mesure de la température est effectuée au centre de la lame AMF. Le déclenchement du refroidissement est effectif dès que la température au centre de la lame dépasse A_f^o . La transition de phase est alors complète (cf. figure 2.32d). Le déclenchement du chauffage est effectif lorsque la température au centre de la lame est en dessous de M_f^o (cf. figure 2.32 (f)). On remarque pour le module Joule, que la transition $M \rightarrow A$ s'amorce au centre de la lame AMF et qu'elle se propage ensuite sur les bords, au fur et à mesure que la température augmente. C'est le contraire pour la transition $A \rightarrow M$. Pour le module Peltier, la transition $M \rightarrow A$ et $A \rightarrow M$ s'amorce à l'extrémité de la lame AMF et ensuite se propage jusqu'au centre. La différence s'explique par le fait que pour le module Joule, la chaleur apportée à la lame est répartie sur sa longueur et que le refroidissement est assuré par conduction avec les fils d'alimentation, tandis que pour le module Peltier, ce sont les jonctions thermo-électriques qui apportent ou qui absorbent de la chaleur. On obtient un temps de cycle pour le module Joule de 2 s, 0,8 s au chauffage et 1,2 s au refroidissement contre un temps de cycle de 2,3 s, 1 s au chauffage et 1.3 s au refroidissement, pour le module Peltier (cf. figure 2.32a). Les temps de refroidissement sont très proches l'un de l'autre.

Au niveau de la puissance électrique absorbée par les modules, on constate une nette différence (cf. figure 2.33). Même si le module Joule n'est pas consommateur d'énergie

dans les phases de refroidissement il l'est, et de manière importante, dans les phases de chauffage. Finalement, la puissance moyenne absorbée, lors d'un fonctionnement en cycle tel qu'il est décrit dans ce paragraphe, est de 0,16 W contre 0,067 W pour le Module Peltier. Le module Peltier est donc 2,4 fois moins consommateur d'électricité que le module Joule.

2.7 Bilan

Pour conclure sur ce chapitre, résumons les différents points intéressants qui ont été dégagés dans cette partie. Tout d'abord, la transition de phase de l'AMF provoque un retard thermique supplémentaire inévitable qui ralentit de manière non négligeable la dynamique de l'actionneur AMF. Si l'on veut améliorer de manière efficace cette dynamique, on aura intérêt à réduire au maximum les dimensions de l'actionneur pour minimiser les inerties thermiques, qui rendent l'actionneur AMF plus lent que la plupart des matériaux actifs concurrents. Ensuite, le cahier des charges qui est imposé à l'actionneur va déterminer le choix de la méthode de contrôle de la température de l'AMF. Il faut travailler au cas par cas. Si on utilise un AMF sous la forme de fil, c'est la solution Joule qui s'impose car avec la solution Peltier, les zones de l'AMF trop éloignées des jonctions thermo-électriques sont incontrôlées. Globalement, la solution Joule est très performante et très facile à mettre en oeuvre devant la solution Peltier, mais dans certains cas particuliers, elle peut être inutilisable. C'est le cas de systèmes où la température ambiante n'est pas fixe et que le refroidissement par convection naturelle est incertain. Ici, la solution Peltier prend tout son intérêt du fait de sa robustesse face aux variations de température du milieu environnant. La solution Joule est fondée sur une méthode dissipative non réversible et il faut prévoir l'évacuation de l'énergie électrique que l'on apporte à l'actionneur, tandis que la solution Peltier est une méthode réversible, où le système fonctionne par transfert de chaleur entre les jonctions thermo-électriques et qui présente très peu de dissipation, minimisant ainsi les transferts de chaleur avec l'extérieur. Dans le cas d'actionneurs AMF de formes géométriques compactes, on constate que l'on peut obtenir des dynamiques identiques. Par ailleurs, la solution Peltier permet de minimiser fortement la consommation énergétique.

Afin de valider ces résultats, Nous avons mis en oeuvre ces deux techniques de contrôle de la température sur des actionneurs AMF réels. En effet, la fabrication d'actionneurs fondés sur l'effet Peltier pose des difficultés technologiques supplémentaires et il a été nécessaire de s'assurer de la possible réalisation de tels systèmes. Cet étude fait l'objet du chapitre 3.

Chapitre 3

Application aux micro-actionneurs

Nous venons d'étudier, dans le chapitre précédent, les possibilités qu'offrent les méthodes de contrôle de la température d'un AMF par effet Joule et par effet Peltier. Cette étude adoptait uniquement un point de vue thermique. Afin de vérifier la validité des résultats qui ont été obtenus et les appliquer sur des systèmes utilisables en tant qu'actionneurs, nous avons conçu et réalisé différents micro-actionneurs fondés sur la méthode Joule et la méthode Peltier. Les actionneurs qui vont être décrits ici, fonctionnent sur un même principe, c'est à dire à partir d'une lame en AMF travaillant en flexion. On obtient de cette manière des actionneurs dont la géométrie est très compacte et qui se prêtent bien à l'intégration du système de chauffage et de refroidissement thermoélectrique.

3.1 Micro-actionneur à lame à effet Joule

Le micro-actionneur à lame à effet Joule (ou module Ω Joule) est un micro-actionneur AMF dont le contrôle de la température de l'AMF est assuré par effet Joule. Il est constitué d'une lame courbée en NiTi (cf. figure 3.1), de $200 \mu\text{m}$ d'épaisseur, qui tra-

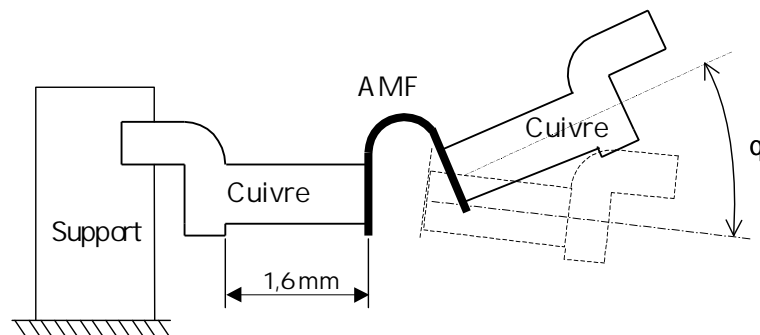


FIG. 3.1 – Le module Ω Joule.

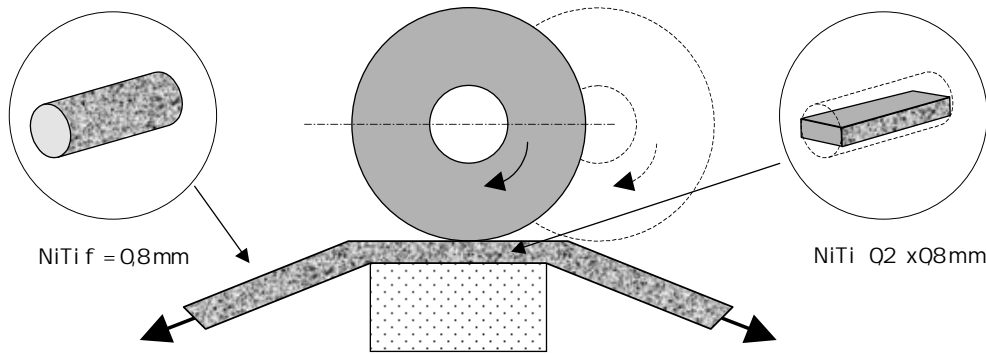


FIG. 3.2 – Opération de rectification de la lame AMF.

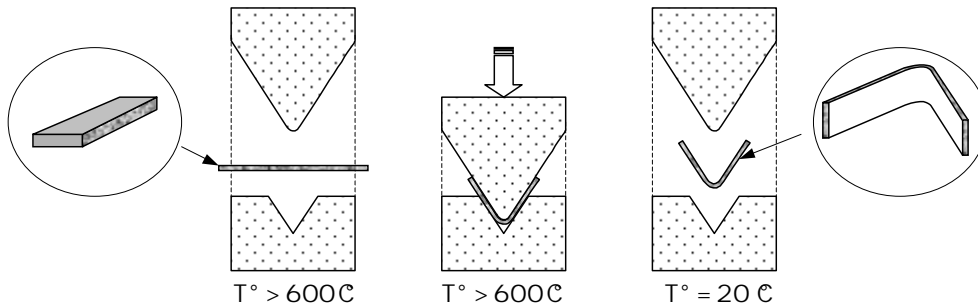


FIG. 3.3 – Opération de mise en forme à chaud de la lame AMF.

vaille en flexion et de deux connecteurs électriques en cuivre, qui assurent l'alimentation électrique ainsi que la transmission de l'effort moteur vers la structure actionnée. Une des extrémités de l'actionneur est immobilisée par un support fixe et l'autre extrémité pivote d'un angle θ , lorsque la lame AMF est déformée. Sur la figure 3.1, la lame AMF est représentée dans son état mémorisé (état austénitique). On obtient des débattements après déformation à l'état martensitique de $\theta_{max} = 68^\circ$. Cet actionneur utilise l'effet mémoire de forme simple sens. Une charge appliquée à l'extrémité libre de l'actionneur sert d'effort de rappel pour la pré-déformation de l'AMF, lors de la transition de phase $A \rightarrow M$. Les dimensions de l'actionneur sont : $10 \times 2 \times 1$ mm.

3.1.1 Fabrication de la lame AMF

La fabrication de la lame AMF du module Ω comporte plusieurs phases. Le constituant de départ est un fil en NiTi de diamètre 0,8 mm. Une première phase de rectification plane sur un montage spécial, permet l'obtention d'une lame de 0,2 mm d'épaisseur et de 0,8 mm de large (cf. figure 3.2). Le montage a été conçu de manière à immobiliser le fil AMF grâce à la tension de ce dernier qui vient le plaquer contre la semelle plane du montage.

Une deuxième phase de mise en forme à chaud sur un système de poinçon/matrice permet d'obtenir la courbure initiale souhaitée (120°) de la lame AMF (cf. figure 3.3). Cette opération s'effectue à une température supérieure à 600°C avec un chalumeau

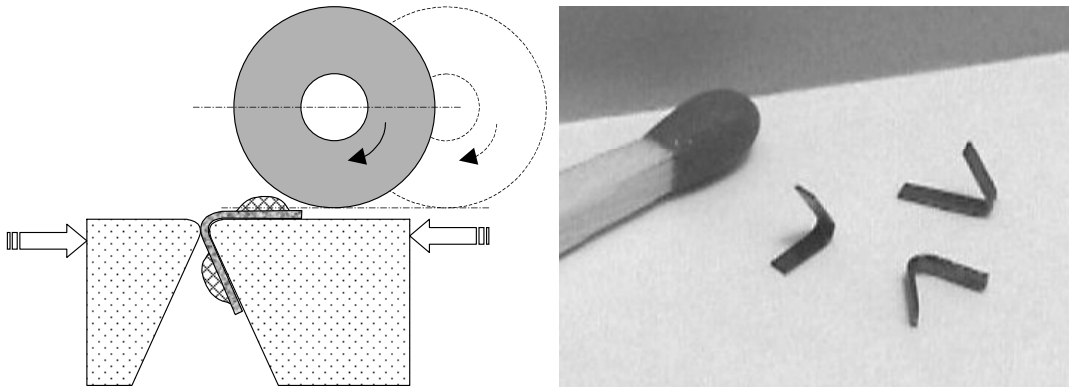


FIG. 3.4 – *Opération d'ébavurage de la brasure laiton.*

oxygène-acétylène car le matériau est alors très malléable et se travaille facilement. Le poinçon et la matrice sont en acier standard.

Après cette deuxième phase, la lame AMF est à la forme finale d'utilisation. Il faut ensuite préparer une petite surface d'accroche qui doit permettre de réaliser la soudure à l'étain, entre la lame et la connectique en cuivre. Cette opération est rendue très délicate à cause du phénomène de passivation de la surface du NiTi par oxydation naturelle avec l'oxygène de l'air [14]. Finalement, après plusieurs essais, une surface d'accroche satisfaisante est obtenue sous flux décapant, avec une brasure laiton. L'opération s'effectue avec un micro chalumeau gaz-oxygène. Le surplus de laiton de la brasure est éliminé en rectification sur un montage spécial (cf. figure 3.4). La couche de laiton qui est laissée après l'opération d'ébavurage, a une épaisseur inférieure à $50 \mu\text{m}$.

La géométrie finale de l'AMF s'obtient par meulage des extrémités du V formé par la lame, de manière à obtenir une surface d'accroche de $0,8 \times 0,8 \text{ mm}$. Après finition soignée au papier de verre, la lame AMF a une largeur de $0,8 \text{ mm}$, une épaisseur de $0,2 \text{ mm}$ et une longueur développée de 3 mm environ.

La dernière opération à effectuer est un recuit de recristallisation de 10 minutes à 600°C suivie d'une trempe à l'air. On obtient ainsi la propriété de mémoire de forme, sans apparition de la R-phase [26]. La lame AMF est alors prête pour être assemblée avec ses connecteurs en cuivre.

Le montage final du module Ω s'obtient par soudure à l'étain entre la lame en V et les deux éléments de connection en cuivre de la figure 3.1.

3.1.2 Résultats expérimentaux

Tous les essais ont été effectués sur la plateforme expérimentale de la figure 3.5. Cette plateforme se compose d'un PC qui assure le contrôle et l'acquisition des données pour le module Ω Joule. La mesure des déplacements de l'actionneur sont fournis par un capteur laser de position. Technologiquement, il est plus facile d'obtenir avec un capteur laser la déflexion d_{flec} de l'actionneur. Pour cette raison, on ne fait pas la mesure de la rotation θ , mais plutôt la mesure de la déflexion par l'intermédiaire d'un levier articulé (repère 4)

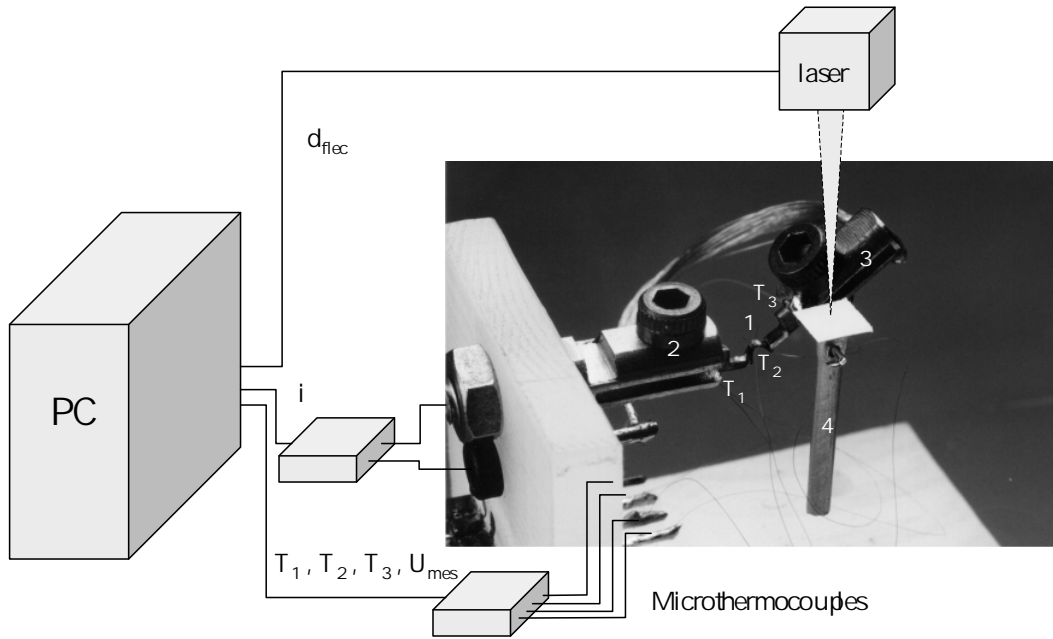


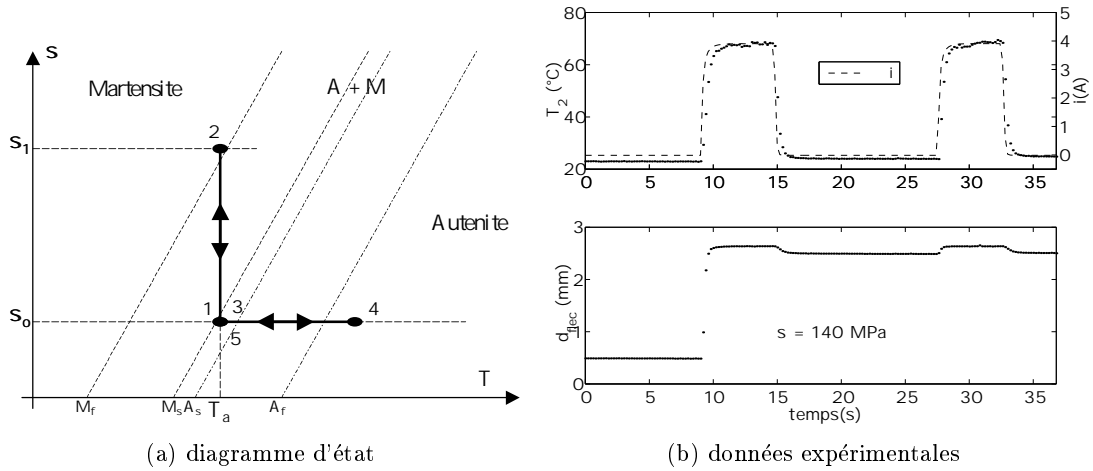
FIG. 3.5 – Plateforme d'expérimentation des modules Ω .

qui assure la réflexion verticale nécessaire au bon fonctionnement du laser, quelque soit l'angle θ . Une masse de 5 grammes (repère 3) qui sert également de radiateur thermique, assure une précontrainte de flexion d'environ 140 MPa au niveau du coude de la lame AMF (repère 1). Trois microthermocouples de type K (chromel-alumel) de $25 \mu\text{m}$ de diamètre servent à mesurer :

- la température T_1 au niveau du support radiateur (repère 2),
- la température T_2 au niveau du coude de l'AMF (repère 1),
- la température T_3 au niveau de la masse mobile (repère 3).

On utilise les deux fils de chromel des thermocouples T_1 et T_3 pour mesurer la tension U_{mes} aux bornes du module Ω Joule. Une carte d'interface fonctionnant en modulation de largeur d'impulsion (PWM), située entre le PC et la plateforme expérimentale, permet d'appliquer au module Ω Joule, un courant i allant de 0 à 5 A. Les essais de caractérisation de la lame ont permis de déterminer les températures de transition de phase de L'AMF sous $\sigma_o = 140 \text{ MPa}$:

$$\begin{aligned}
 A_s^{\sigma_o} &= 20 \text{ }^\circ\text{C} & A_f^{\sigma_o} &= 39 \text{ }^\circ\text{C} \\
 M_s^{\sigma_o} &= 19 \text{ }^\circ\text{C} & M_f^{\sigma_o} &= 0 \text{ }^\circ\text{C}
 \end{aligned}
 \tag{3.1}$$

FIG. 3.6 – *Expérimentation du module Ω Joule : essai n°1.***Essai n°1**

Durant cet essai, la température ambiante est de 22 °C. Initialement, on a appliqué une contrainte σ_1 supérieure à σ_o , de manière à obtenir $z_\sigma = 1$ et donc une déformation maximale de la lame AMF (cf. parcours de 1 à 2 puis de 2 à 3 sur le diagramme d'état de la figure 3.6 (a)). On applique un premier échelon de courant de 3,9 A au module Ω Joule (cf. figure 3.6 (b)) qui porte la température T_2 de l'AMF à 68 °C. Cette élévation de température provoque la transition de phase complète $M \rightarrow A$ (parcours de 3 à 4) et donc produit la déflexion d_{flec} maximale que l'on puisse obtenir avec l'actionneur. Après coupure du courant i , T_2 retombe à T_a sans provoquer la transition $A \rightarrow M$, puisque $T_a > M_f^{\sigma_o}$ (parcours de 4 à 5). Au cycle suivant, la déflexion obtenue est très petite.

Compte tenu des caractéristiques de la lame AMF, le module Ω Joule qui a été réalisé ici n'est pas conçu pour fonctionner à $T_a = 22$ °C, au niveau de contrainte σ_o . Il pourra fonctionner correctement, c'est-à-dire à transformation de phase complète, si $T_a < M_f^{\sigma_o}$. Mais dans ce cas, les calculs effectués au chapitre précédent, permettent de prédire un accroissement de la puissance de chauffage de 1,3 environ, ce qui représente un courant i de 5 A au lieu de 3,9 A. De plus, si la contrainte de fonctionnement passe en dessous de σ_o , cas où l'on fait fonctionner l'actionneur avec l'effet mémoire de forme double sens, il faut abaisser encore davantage T_a et donc dépenser encore plus d'énergie pour le chauffage de l'AMF.

Essai n°2

Durant cet essai, la température de la pièce est également de 22 °C et cette fois, on fait fonctionner l'actionneur alternativement pendant 200 s consécutives, lui faisant subir 20 cycles de chauffage et de refroidissement (cf. figure 3.7). On constate alors que l'amplitude de débattement qui vaut au départ 0,15 mm diminue progressivement au cours du fonctionnement jusqu'à 0,06 mm. On perd ainsi plus de la moitié du débattement utile

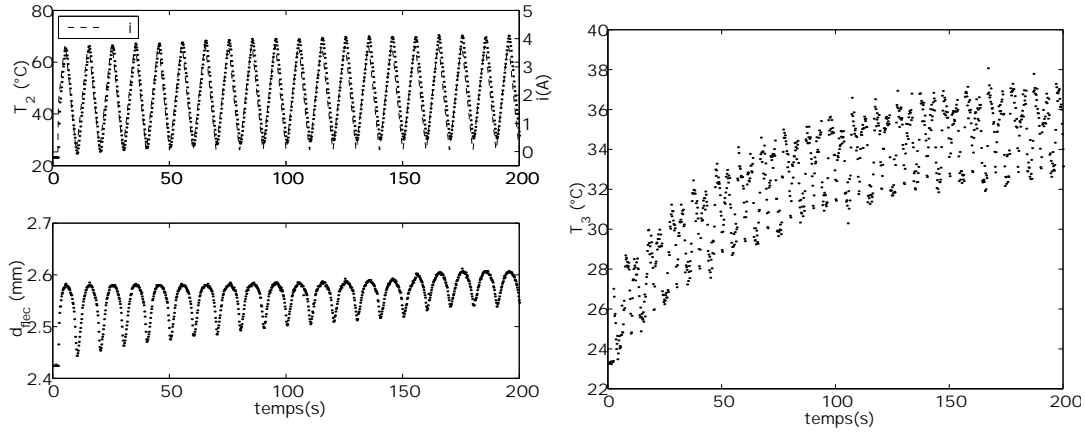


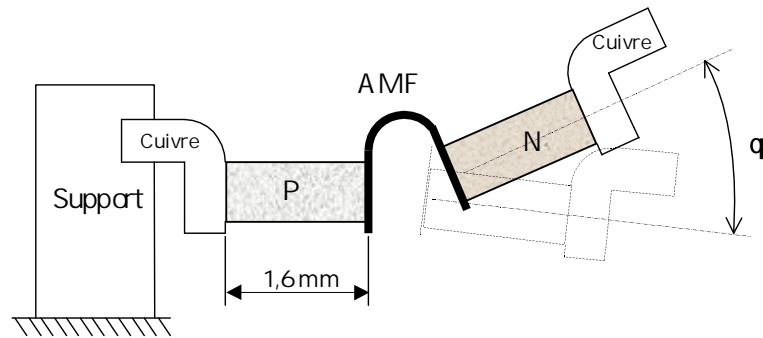
FIG. 3.7 – *Expérimentation du module Ω Joule : essai n°2.*

du fait de l'augmentation très sensible de la température T_1 et T_3 . d'après les résultats du chapitre 2, les deux pinces en laiton 2 et 3 jouent le rôle de radiateur et évacuent de manière importante les calories de la lame. Il se trouve qu'ici les deux pinces sont de mauvais radiateur compte tenu de la puissance électrique importante qui est dissipée dans la lame. Nous avons également vu dans le chapitre 2 que le profil de température le long de la lame n'est pas constant et que la température des extrémités de la lame est inférieure de $25\text{ }^\circ\text{C}$ par rapport à T_2 . En effet, durant le fonctionnement, la température de l'ensemble du module Ω Joule s'élève de quelques $^\circ\text{C}$ ce qui provoque la transition de phase $M \rightarrow A$ dans les parties extrêmes de la lame et augmente ainsi d_{flec} d'environ $0,03\text{ mm}$ tout au long de l'essai. Ce phénomène est une difficulté supplémentaire à surmonter pour assurer le contrôle en boucle fermée de la déflexion de l'actionneur.

Nous avons mis en évidence dans ce paragraphe l'importance de l'aspect « contrôle thermique de l'AMF ». En effet, dans le cas particulier du module Ω Joule, la température de l'AMF est difficilement maîtrisable compte tenu de tous les phénomènes thermiques qui sont en jeu dans le système. Pour fonctionner correctement, le module Ω Joule doit être placé dans un environnement non confiné avec une température ambiante stable et inférieure à M_f^0 . Dans ce cas, la consommation électrique est relativement importante, le courant d'alimentation étant proche de 5 A . Si l'on souhaite élargir les domaines d'utilisation de l'actionneur, soit en milieu confiné ou simplement pour réduire la consommation électrique, il est alors très intéressant d'utiliser la méthode « effet Peltier » pour le contrôle de la température de la lame AMF.

3.2 Micro-actionneur à lame à effet Peltier

Le micro-actionneur à lame à effet Peltier (ou module Ω Peltier) est un micro-actionneur dont le contrôle de la température de l'AMF est assuré par effet Peltier. Il est constitué d'une lame AMF en NiTi identique à celle du module Ω Joule et fonctionne exactement de la même manière que ce dernier. La géométrie des deux modules

FIG. 3.8 – Le module Ω Peltier.

est identique et la seule différence vient du fait que la lame AMF du module Ω Joule est en jonction avec du cuivre, alors que la lame AMF du module Ω Peltier est en jonction avec deux lingots de tellure de bismuth dopés respectivement P et N (cf. figure 3.8).

3.2.1 Fabrication de l'actionneur

Cette opération est rendue très délicate à cause de l'extrême fragilité des lingots de tellure de bismuth et des précautions qu'il faut prendre pour éviter de les détériorer. Tout d'abord, on doit utiliser une soudure spéciale à l'étain qui ne contient pas de cuivre, pour ne pas contaminer les lingots. Cette soudure est un alliage de bismuth et d'étain eutectique ayant une température de fusion de 138 °C qui est spécialement utilisé pour la soudure des lingots de tellure de bismuth sur les refroidisseurs Peltier du commerce. Le fabricant de la soudure est la société *Melcor Thermoelectrics*¹. Les lingots que nous avons utilisés nous ont été aimablement donnés par Monsieur J. Stockholm de la société *Marvel Thermoelectrics*² et possèdent un fin dépôt de nickel à leurs extrémités. Ce dépôt de nickel sert de barrière de diffusion au cuivre qui, si on ne prend pas cette précaution, va rendre le lingot inutilisable d'un point de vu thermoélectrique. La composition chimique des lingots de type N est 90% Bi_2Te_3 et 10% Bi_2Se_3 . La composition chimique des lingots de type P est 75% Sb_2Te_3 et 25% Bi_2Te_3 . Ils sont obtenus par fusion puis solidification dirigée qui leur confèrent une structure monocristalline avec des plans de clivage que l'on retrouve après découpe, dans l'axe du lingot [32]. Cette solidification dirigée est nécessaire pour l'obtention d'un facteur de mérite intéressant mais malheureusement, elle rend les lingots très fragiles et très délicats à manipuler. Le facteur de mérite d'un matériau est une grandeur caractéristique qui rend compte des qualités thermoélectriques du matériau. Finalement, l'actionneur monté tel que le montre la figure 3.8 est inutilisable si l'on ne prévoit pas un renfort autour des lingots N et P, qui va permettre la transmission des efforts vers la structure actionnée. Pour résumer, la procédure d'obtention d'une jonction est :

- étamer la surface d'AMF en jonction, avec de la soudure BiSn sous flux décapant,

1. <http://www.melcor.com/>

2. <http://www.marvelte.com>



FIG. 3.9 – Photographie du module Ω Peltier.

- étamer la surface de nickel du lingot de TeBi, avec de la soudure BiSn sous flux décapant,
- réaliser le positionnement des deux éléments et les maintenir rapprochés,
- chauffer jusqu'à fusion de la soudure se trouvant sur la jonction, toujours sous flux décapant.

Cette opération doit être effectuée avec autant de soin que possible car la qualité de la jonction réalisée est très importante pour la qualité du refroidissement [2].

3.2.2 Module Ω Peltier

Une fois que les quatre jonctions thermoélectriques (Cu-P, P-AMF, AMF-N, N-Cu) sont réalisées, l'étape suivante consiste à fabriquer le renfort mécanique. Pour cette opération, on utilise un renfort composite fibres de verre, résine époxy. On vient positionner les fibres de verre autour des lingots avant d'appliquer la résine et d'imprégner les fibres. Après polymérisation, on obtient le module Ω Peltier qui est présenté sur la figure 3.9. En utilisant cette géométrie de lame AMF, on remarque que l'encombrement de l'actionneur n'est pas optimisé et qu'il est possible de réduire les dimensions de l'ensemble. De plus, les essais réels ont montré que le renfort composite ne supporte pas bien les chargements importants. La procédure de fabrication de la lame AMF étant également longue et délicate, nous avons cherché à améliorer le système. De ces considérations est né un nouvel actionneur fondé sur le même principe mais avec une géométrie plus travaillée.

3.2.3 Résultats expérimentaux

Les résultats qui sont présentés ici sont ceux obtenus avec le module Ω Peltier. La plate-forme d'expérimentation est identique à celle du module Ω Joule (cf. figure 3.5) et les conditions expérimentales sont également les mêmes. La précontrainte de flexion dans la lame est environ de 140 MPa.

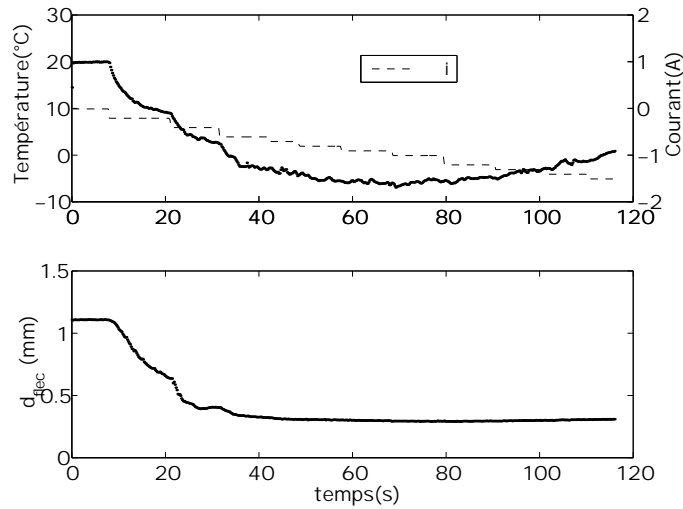


FIG. 3.10 – Réponse thermique au refroidissement.

Réponse thermique au refroidissement

Pour tester les possibilités de refroidissement du module Ω Peltier, on applique à ce dernier différents échelons de courant négatifs qui vont en décroissant (cf. figure 3.10). Cet essai permet de déterminer la température minimale que peut atteindre la lame AMF. L'optimum est atteint pour $i = -0,9$ A, lorsque l'effet Joule dans le module devient prépondérant devant l'effet Peltier. La température de la lame est alors de -6 °C, c'est à dire 26 °C en deçà de la température ambiante. Avec un courant $i = -0,6$ A, on atteint déjà une température de lame de -3 °C. D'après les calculs qui ont été faits au chapitre 2, la qualité du refroidissement est un peu en dessous de ce que l'on peut espérer obtenir avec le système. Cela provient des jonctions thermoélectriques qui ont une résistance encore trop élevée, la méthode de la brasure laiton étant à améliorer. On se rend compte ici, que la qualité des jonctions thermoélectriques joue un rôle très important sur la qualité du refroidissement.

Réponse thermique à des échelons

On applique ici un premier échelon de courant $i = 0,5$ A qui élève la température de la lame jusqu'à 75 °C (cf. figure 3.11). On obtient alors une amplitude de déflexion de $+1$ mm. Le premier échelon est suivi d'une phase de refroidissement libre où la température de la lame redescend à 21 °C. On observe une modification de l'amplitude de déflexion d'environ $-0,1$ mm. Pour obtenir la transition de phase complète dans l'AMF, il est nécessaire d'appliquer un deuxième échelon de courant $i = -0,7$ A qui provoque un refroidissement actif de la lame et porte sa température jusqu'à $-2,5$ °C. On observe alors une amplitude de déflexion de $-0,9$ mm. Le deuxième échelon est suivi d'une phase de réchauffage où la température de la lame retourne à 21 °C sans modification de la déflexion. La courbe déflexion/température de la figure 3.11 permet de visualiser le cycle

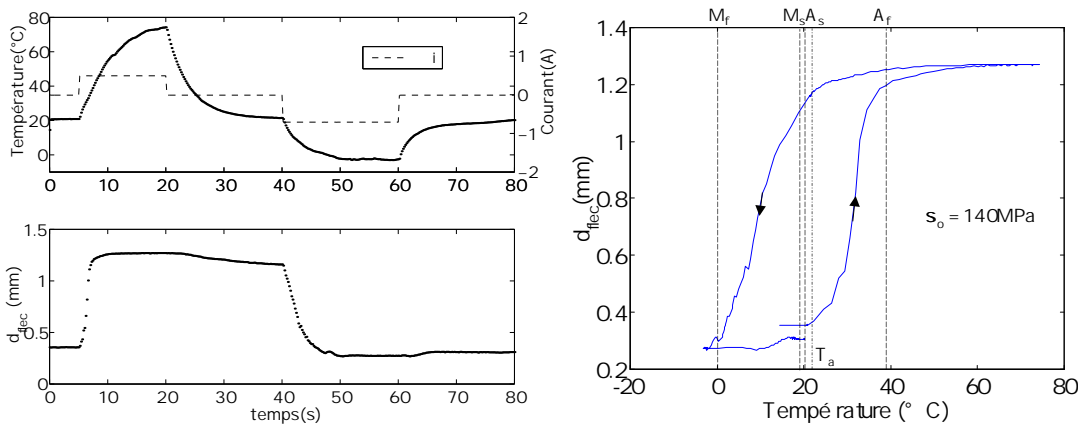


FIG. 3.11 – Réponse thermique à des échelons.

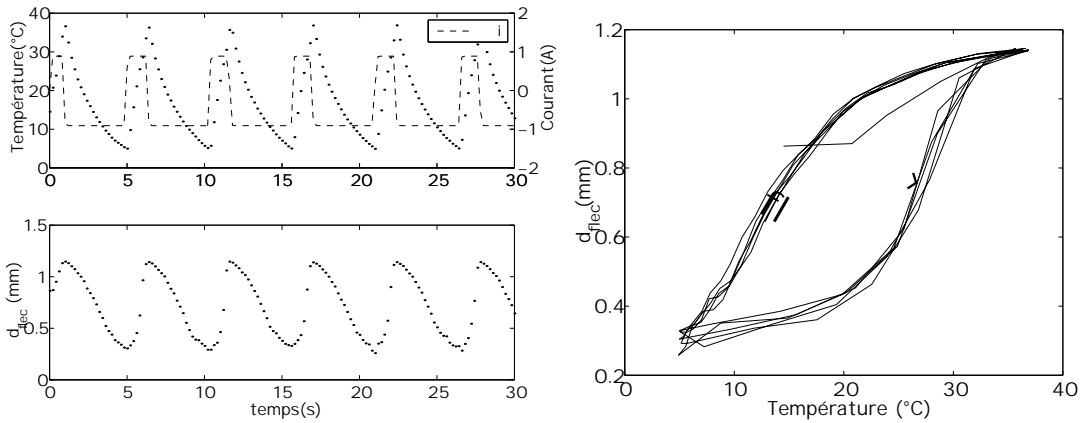
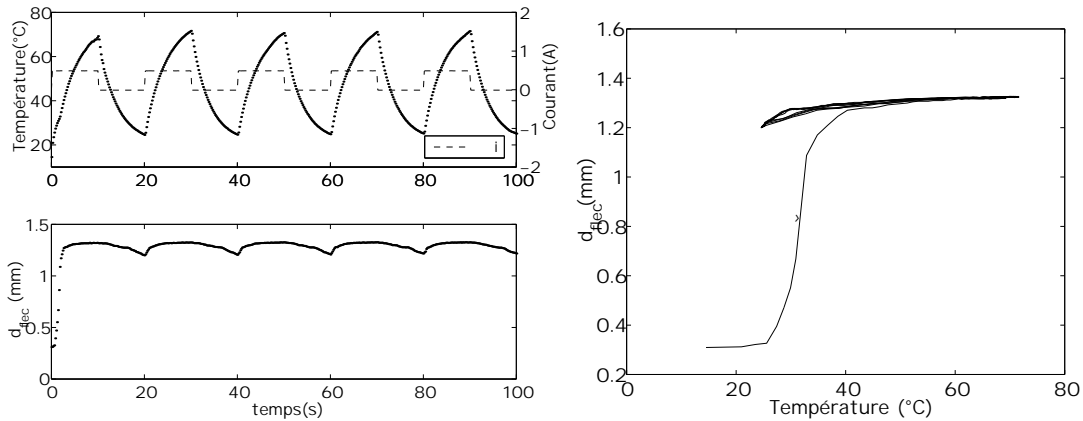


FIG. 3.12 – Fonctionnement à rapidité maximale.

d'hystérésis propre à la transition de phase de l'AMF et de localiser les températures de transformation données par l'équation 3.1.

Fonctionnement à rapidité maximale

Le système de commande du courant est programmé pour réagir à la température T_2 de l'AMF. Lorsque T_2 devient inférieure à $5\text{ }^{\circ}\text{C}$, le courant appliqué au module est $i = 0,9\text{ A}$ et lorsque T_2 devient supérieure à $37\text{ }^{\circ}\text{C}$, le courant appliqué au module est $i = -0,9\text{ A}$ (cf. figure 3.12). On obtient une commande qui fait fonctionner le module Ω Peltier à sa rapidité maximale tout en garantissant la transition de phase complète de l'AMF. On constate un temps de cycle de l'actionneur de $5,2\text{ s}$ soit environ $0,2\text{ Hz}$.

FIG. 3.13 – *Fonctionnement avec refroidissement libre.*

Fonctionnement avec refroidissement libre

Ici, la commande en courant assure seulement le chauffage de l'AMF, au moyen d'échelons de courants positifs de 0,5 A et le refroidissement est libre. On constate que la durée du refroidissement pour que la température passe de 70 °C à 25 °C est de 5 secondes (cf. figure 3.13) alors qu'elle est seulement de 2,5 secondes avec le refroidissement forcé, à $i = -0,6$ A. Sur cette plage de température, le système est deux fois plus rapide au refroidissement lorsque l'effet Peltier est actif. On constate également sur la figure 3.13 que la déflexion de l'actionneur est seulement de 0,12 mm car la température de la lame ne descend pas suffisamment pour provoquer la transition $A \rightarrow M$ complète.

Finalement, le module Ω Peltier est capable de fonctionner sans difficultés dans un environnement où la température ambiante T_a est de 20°C au dessus de $M_f^{\sigma_0}$ avec un temps de cycle de l'ordre de 5 secondes. Si la contrainte dans l'AMF diminue, les températures de transitions de phases vont encore diminuer. Pourtant le système reste parfaitement commandable tant que M_f^{σ} est supérieur à -6 °C. Pour terminer cette étude, nous avons confronté les résultats obtenus avec le module Ω Peltier et les résultats obtenus avec le module Ω Joule.

3.3 Comparaison du micro-actionneur Peltier et Joule

Pour faire la comparaison entre le module Ω Peltier et le module Ω Joule, on utilise tout d'abord une grandeur caractéristique qui permet de mesurer la dynamique thermique de l'actionneur. On identifie les courbes de température représentant la réponse thermique de l'AMF à un échelon de courant, à un système linéaire du premier ordre équivalent. L'identification avec un premier ordre, sur la plage de température allant de T_a à 70 °C, est très satisfaisante (cf. figure 3.14). La constante de temps ainsi mesurée représente la dynamique thermique du système. On obtient pour le module Ω Joule une constante de temps $\tau = 0,6$ s, au chauffage et une constante de temps $\tau = 0,3$ s, au refroidissement. On obtient pour le module Ω Peltier une constante de temps $\tau = 5$ s, au

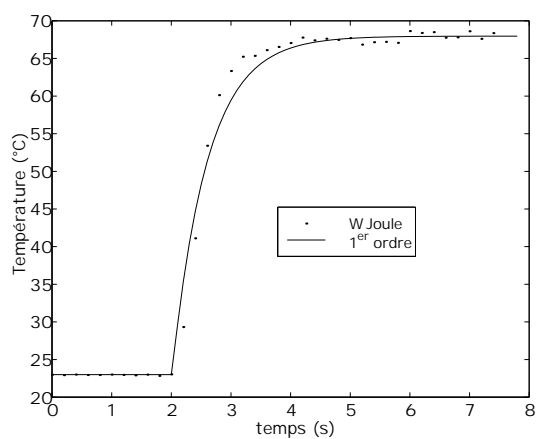
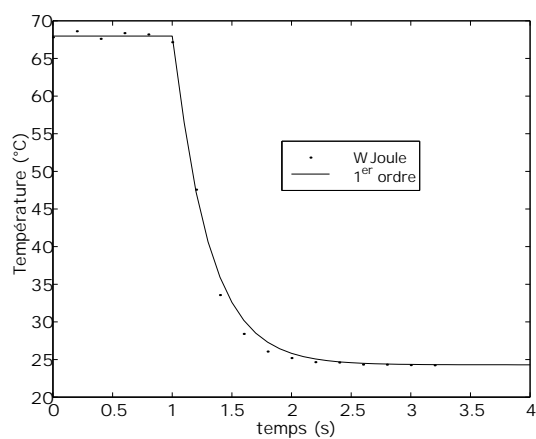
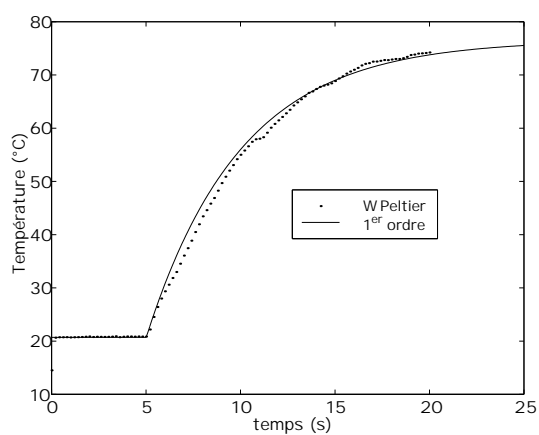
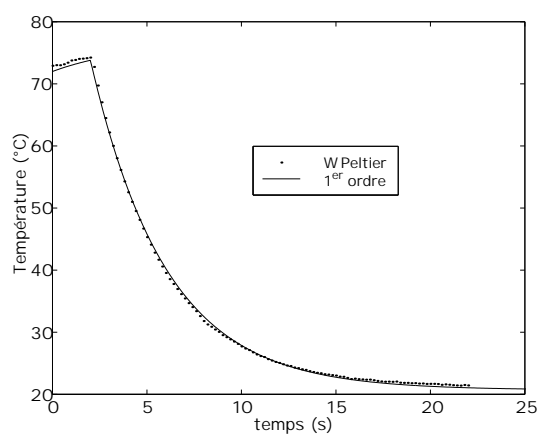
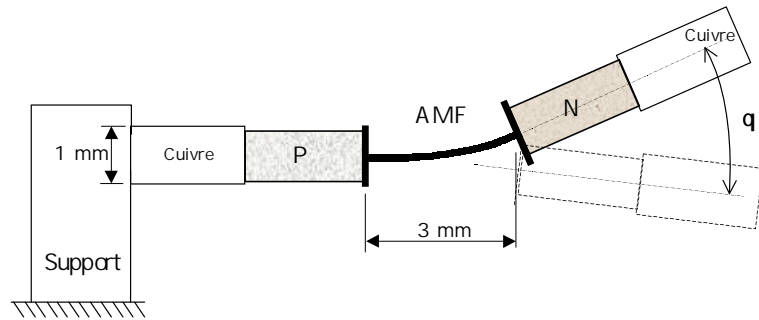
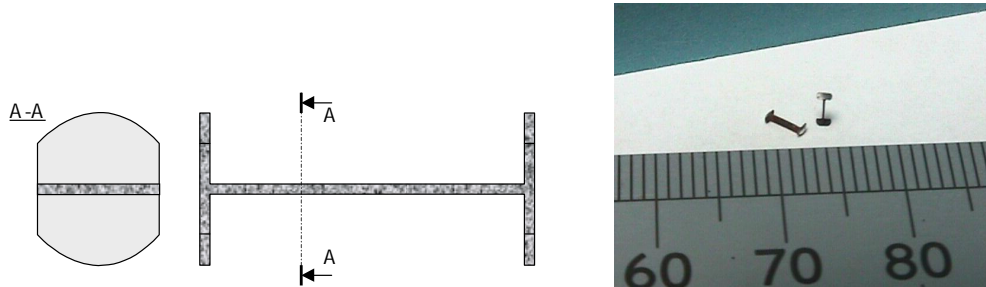
(a) Chauffage du module Ω Joule(b) Refroidissement du module Ω Joule(c) Chauffage du module Ω Peltier(d) refroidissement du module Ω Peltier

FIG. 3.14 – Calcul des constantes de temps thermiques pour le module Ω Joule et Ω Peltier.

FIG. 3.15 – *Le module I Peltier.*FIG. 3.16 – *Lame AMF du module I Peltier.*

chauffage et une constante de temps $\tau = 4$ s, au refroidissement. Globalement le module Ω Peltier est bien plus lent que le module Ω Joule. L'étude faite au chapitre 2 permet d'expliquer cette différence. Le coefficient de conduction du tellure de bismuth vaut 1,6 tandis que celui du cuivre vaut 386. Compte tenu de la forte dissipation thermique par conduction dans le cuivre, la dynamique thermique est élevée dans le module Ω Joule. C'est le contraire pour le module Ω Peltier. Ce phénomène a pour conséquence une rapide élévation d'une dizaine de degrés de la température des pinces d'extrémités du module Ω Joule alors que l'élévation de la température des pinces du module Ω Peltier est pratiquement inexistante.

La comparaison de la puissance électrique mise en jeu, lors du régime permanent à 70°C , s'effectue facilement en faisant le produit du courant absorbé i et de la tension mesurée U_{mes} aux bornes du module. La consommation du module Ω Joule est de 226 mW et celle du module Ω Peltier est de 41 mW sous des courants d'alimentation respectifs de 3,9 A pour le premier et 0,49 A pour le second. Ici, le rapport de consommation électrique est de 5,5 alors que l'étude du chapitre 2 donnait un rapport de 13,9. Les performances de l'effet Peltier obtenues en réalité sont inférieures à celles que l'on peut espérer obtenir, à cause des résistances de contacts élevées au niveau des jonctions thermoélectriques.

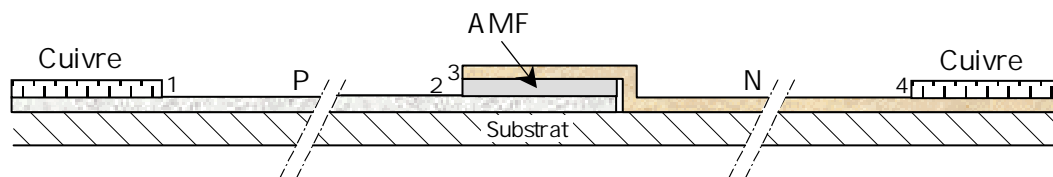


FIG. 3.17 – Miniaturisation du système AMF Peltier.

3.3.1 Module I Peltier

Le module I Peltier fonctionne sur le même principe que le module Ω Peltier mais sa forme géométrique est beaucoup plus allongée réduisant ainsi l'encombrement radial (cf. figure 3.15). L'utilisation d'une lame AMF en forme de I au lieu d'une forme en V permet une meilleure tenue mécanique du renfort composite au niveau des jonctions AMF-TeBi. La lame AMF en I est obtenue en une seule opération, à partir d'un fil de NiTi de diamètre 1,2 mm et par découpage avec une machine à électro-érosion à fil, évitant ainsi toutes les opérations de rectification qu'il faut effectuer avec la lame en V. On obtient un I de dimensions $3 \times 1,2 \times 0,8$ mm avec une épaisseur de lame de 0,2 mm (cf. figure 3.16). Après la découpe au fil, la lame subit un traitement thermique de restauration de 10 minutes à 600°C . La brasure d'accroche aux deux extrémités du I à été réalisée à basse température avec un alliage SnAg sous flux décapant spécial de la société *Shape Memory Applications Inc.*³. Les résultats sont très bons car on obtient un mouillage correct entre le métal apporté et l'AMF, le flux décapant étant très efficace pour éliminer la couche d'oxyde au moment de la soudure. Les possibilités offertes par le module I Peltier n'ont pas encore été explorées.

3.3.2 Miniaturisation et intégration dans les microsystèmes

Dans le paragraphe précédent, nous avons présenté un démonstrateur qui confirme l'intérêt d'utiliser un système à effet Peltier pour le contrôle de la température de l'AMF. En l'état actuel, la méthode de fabrication du modules Ω Peltier ou I Peltier est très artisanale et demande beaucoup d'adresse à l'opérateur qui est en charge de les fabriquer. De plus, avec cette méthode, il est difficile de réduire davantage les dimensions des modules Peltier. Pour cette raison, on envisage d'autres possibilités de fabrication et plus particulièrement en utilisant les techniques de microfabrication en salle blanche et d'usinage chimique, sur substrat en silicium. Actuellement, il est possible de réaliser des dépôts de NiTi suivant ces techniques [31] [47] [19] [28] mais à notre connaissance, il n'est pas possible d'obtenir des dépôts de tellure de bismuth dont on contrôle le dopage. Quoiqu'il en soit, on peut tout de même envisager des systèmes AMF thermoélectriques où les jonctions froides (1 et 4) sont déportées par rapport aux jonctions chaudes (2 et 3) ce qui permet de limiter les échanges par conduction thermique entre l'AMF et les radiateurs (cf. figure 3.17). De tels systèmes peuvent être étudiés finement et optimisés en utilisant la méthode numérique par différences finies, exposée au chapitre 2. Tant

3. <http://www.sma-inc.com/>

que les techniques de déposition et de microfabrication du TeBi ne sont pas maîtrisées, il nous semble difficile d'aller plus loin dans cette étude. On ne doit pas pour autant négliger cette possibilité qui ouvre de nouveaux horizons à la commande des AMF par effet Peltier.

En utilisant des actionneurs AMF sous la forme de films minces de quelques microns d'épaisseur, on peut diminuer très fortement les temps de réponse thermiques [40]. En assurant une commande par effet Peltier de l'AMF, le système réalisé pourra fonctionner sans difficulté en milieu confiné augmentant ainsi la robustesse du système devant les incertitudes thermiques qu'il peut rencontrer lors de son fonctionnement. Toutefois, une étude réalisée à "the Hong Kong University of Science and Technology" semble indiquer une limitation des temps de réponse de l'AMF à 20 Hz indépendamment de la dynamique thermique [27]. D'après leur résultats, la réponse de l'AMF serait alors limitée par la vitesse de transition de phase entre la martensite et l'austénite et non pas à cause de la lenteur thermique.

3.3.3 Choix de la commande en température d'un AMF

Nous venons de mettre en évidence dans ce chapitre, l'apport de l'effet Peltier pour la commande en température d'actionneurs AMF. Malgré tout, la mise en oeuvre de l'effet Peltier demande un investissement important en terme de conception et de réalisation de l'actionneur. Aussi, le concepteur d'un micro-actionneur AMF devra se poser les bonnes questions avant de faire un choix définitif. Si le cahier des charges n'est pas trop contraignant, il est préférable d'opter pour une solution Joule car la mise en oeuvre est très facile en comparaison de la solution Peltier. Le concepteur pourra s'aider de l'organigramme de la figure 3.18 qui donne dans les grandes lignes le type de solution à utiliser, pour obtenir un système ayant un fonctionnement correct, avec de bonnes dynamiques thermiques. Globalement, les AMF sous la forme de fils longs ne sont pas adaptés pour une solution Peltier, car il est difficile de positionner des jonctions thermoélectriques le long des fils. Si les jonctions thermoélectriques sont trop éloignées, l'effet Peltier est inefficace. Pour cette raison, la solution Peltier ne donne de bons résultats que sur des formes en AMF dites « compactes ». Par contre, la solution Peltier s'impose lorsque la température ambiante est variable et/ou supérieure à M_f . Entre les deux, tout dépend du cahier des charges qui est imposé. L'organigramme peut dans certains cas ne pas être suffisant car bien souvent, il est nécessaire de faire une étude plus fine au « cas par cas » qui tienne compte de l'ensemble des contraintes technologiques propres à un cahier des charges, c'est à dire de l'application spécifique pour laquelle est destinée l'actionneur (biomédical, micromécanique, etc).

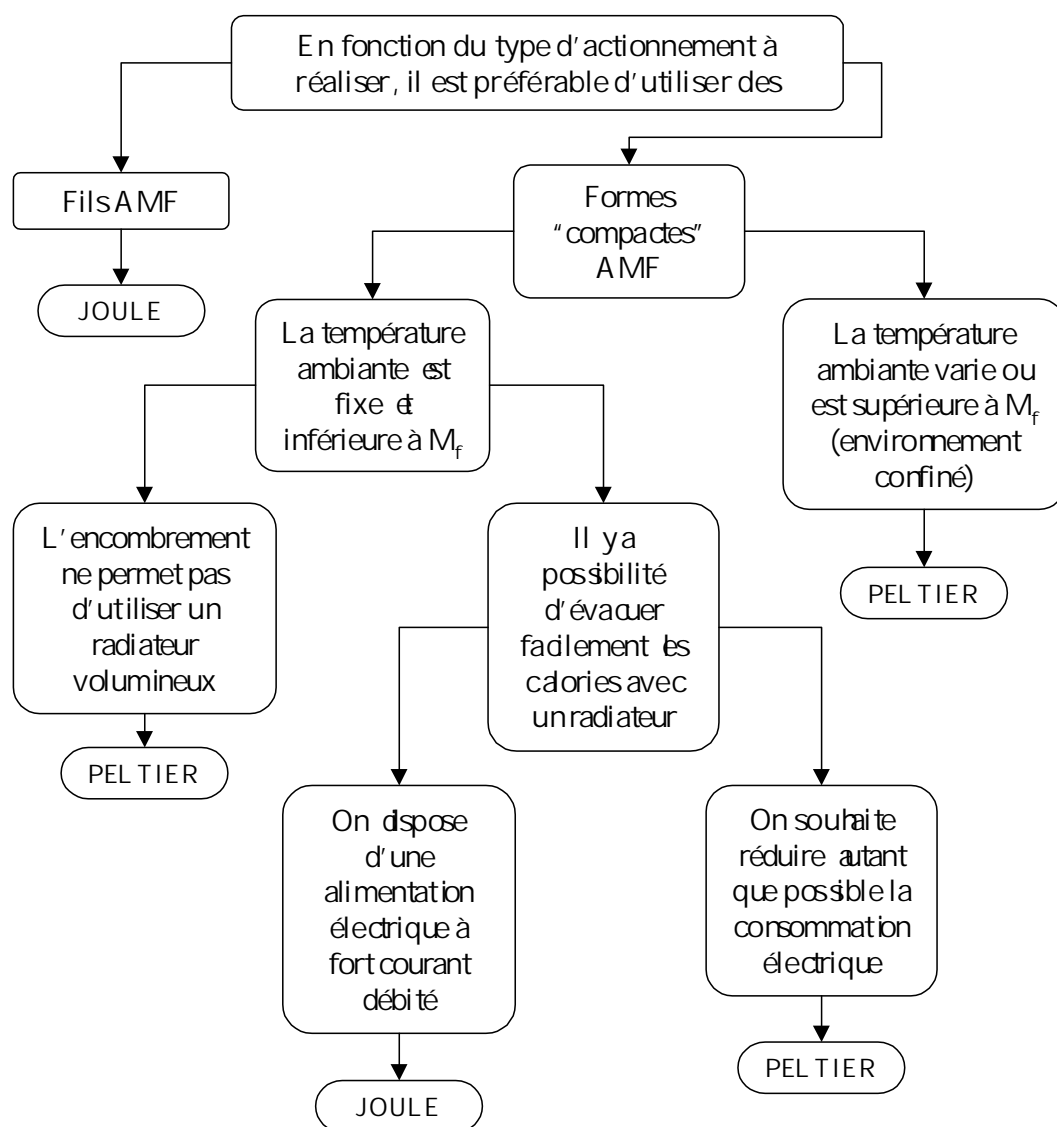


FIG. 3.18 – Aide au choix entre la solution Peltier et la solution Joule.

Chapitre 4

Modélisation des micro-actionneurs à lame

4.1 Description de la loi de comportement des AMF

4.1.1 Modèle physique en traction-compression

Le comportement thermomécanique de la lame AMF est décrit à partir du modèle physique développé par C. L'excellent, au LMARC¹ de Besançon [24]. On choisit une loi de comportement unidimensionnelle (1D) où interviennent la martensite thermique z_T et la martensite orientée z_σ . Dans ce cas, l'expression de l'énergie libre du système biphasé est de la forme :

$$\Phi(\varepsilon^e, T, z) = (1 - z)\Phi^{(1)} + z_T\Phi^{(2)} + z_\sigma\Phi^{(3)} + \Delta\Phi$$

$$\Delta\Phi = z(1 - z)\Phi_{it} + z_\sigma z_T \Phi_{it}^m$$

La fraction volumique de martensite z a pour expression :

$$z = z_\sigma + z_T \tag{4.1}$$

L'énergie libre d'une phase α est :

$$\Phi^{(\alpha)} = u_o^\alpha - T s_o^\alpha + \frac{E}{2\rho}(\varepsilon_\alpha^e)^2 + c_v \left((T - T_o) - T \ln \frac{T}{T_o} \right)$$

Etant donné que dans notre cas, le matériau travaille aussi bien en traction qu'en compression, on différencie la martensite z_σ en deux variantes distinctes, l'une que l'on appelle z_σ^t et qui correspond à la « variante » qui se forme lors d'un essai de traction pseudo-élastique et une deuxième z_σ^c qui correspond à la « variante » qui se forme lors d'un essai de compression pseudo-élastique. La déformation ε du matériau due à la martensite orientée a pour expression :

1. Laboratoire de Mécanique Appliquée R. Chaleat

$$\begin{aligned} \text{traction : } \varepsilon &= \frac{\sigma}{E} + \gamma_t z_\sigma^t \\ \text{compression : } \varepsilon &= \frac{\sigma}{E} - \gamma_c z_\sigma^c \end{aligned} \quad (4.2)$$

Les forces thermodynamiques π_σ^f et π_T^f qui gouvernent la transformation martensitique sont de la forme :

$$\pi_\sigma^f = -\frac{\partial \Phi}{\partial z_\sigma} = \frac{\gamma\sigma}{\rho} - (1-2z)\Phi_{it} - z_T \Phi_{it}^m + \pi_o^f \quad (4.3)$$

$$\pi_T^f = -\frac{\partial \Phi}{\partial z_T} = -(1-2z)\Phi_{it} - z_\sigma \Phi_{it}^m + \pi_o^f$$

$$\text{avec } \pi_o^f = \Delta u - T\Delta s$$

La transition de phase est possible lorsque l'expression suivante, l'inégalité de Clausius-Duhem, est validée :

$$\pi_\sigma^f \dot{z}_\sigma + \pi_T^f \dot{z}_T \geq 0 \quad (4.4)$$

Dans le cas de la réorientation de la martensite thermique $\dot{z}_\sigma = -\dot{z}_T$, le critère de réorientation s'écrit :

$$\pi_{T\sigma}^f \dot{z}_\sigma \geq 0 \quad (4.5)$$

avec :

$$\pi_{T\sigma}^f = \pi_\sigma^f - \pi_T^f = \frac{\gamma\sigma}{\rho} - (z_T - z_\sigma)\Phi_{it}^m$$

Si on considère que la lame est à l'air libre et que l'on peut la chauffer par effet Joule avec un courant électrique i la traversant, l'équation de la chaleur unidimensionnelle (axiale) pour une lame de longueur l , de largeur b et d'épaisseur e s'écrit :

$$\begin{aligned} \rho c_v \dot{T} + \rho \Phi_{it}^m (\dot{z}_\sigma z_T + z_\sigma \dot{z}_T) - \rho \Delta u \dot{z} + \rho \Phi_{it} (1-2z) \dot{z} - \sigma \gamma \dot{z}_\sigma = \\ \rho_e \frac{i^2}{b e} - \nu A (T - T_\infty) \end{aligned} \quad (4.6)$$

Les termes ρ_e , ν et T_∞ sont la résistivité de l'AMF, le coefficient de convection et la température ambiante. A est la surface en contact avec l'air, ramenée à l'unité de volume. Si l'on néglige la convection à l'extrémité de la lame alors $A = \frac{2}{b} + \frac{2}{e}$.

En pratique, les termes qui correspondent à l'interaction entre les deux phases et à la contrainte sont négligeables devant les autres [5]. L'équation de la chaleur simplifiée s'écrit donc :

$$\rho c_v \dot{T} - \rho \Delta u \dot{z} = \rho_e \frac{i^2}{b e} - 2\nu \left(\frac{1}{b} + \frac{1}{e} \right) (T - T_\infty) \quad (4.7)$$

Dans cette équation, sont pris en compte l'énergie de transition de phase, l'effet Joule, ainsi que la convection naturelle. Les cinétiques de transformations sont :

$$\begin{aligned} A \longleftrightarrow M_\sigma : \quad \dot{z}_\sigma^t &= a_1 \dot{\sigma} - a_2 \dot{T} \\ \dot{z}_\sigma^c &= -a_1 \dot{\sigma} - a_2 \dot{T} \end{aligned} \quad (4.8)$$

$$A \longleftrightarrow M_T : \quad \dot{z}_T = -a_2 \dot{T}$$

$$M_\sigma \longrightarrow M_T : \quad \dot{z}_\sigma = a_3 \dot{\sigma}$$

Dans ce modèle, la dissymétrie entre la traction et la compression n'est pas prise en considération.

4.1.2 Résolution numérique du modèle traction-compression

La résolution numérique du modèle physique de l'AMF est réalisée à l'aide du logiciel de simulation Matlab/Simulink. La méthode consiste à calculer au moyen d'une s-fonction Simulink les états dérivatifs des variables d'états de l'élément de volume élémentaire, puis d'intégrer ces derniers sur la période d'échantillonnage. Les variables d'états sont z_σ , z_T , les fractions volumiques de martensite et T la température de l'élément de volume. On choisit comme grandeurs de commande la déformation ε et la puissance thermique \dot{q} qui a pour expression :

$$\dot{q} = \rho_e \frac{i^2}{b e} - 2 \nu \left(\frac{1}{b} + \frac{1}{e} \right) (T - T_\infty) \quad (4.11)$$

la commande et les grandeurs d'états permettent de calculer, à chaque instant d'échantillonnage, la contrainte σ appliquée à l'AMF. Les états dérivatifs \dot{z}_σ , \dot{z}_T s'expriment en fonction de la commande, grâce aux équations des cinétiques 4.8, de l'équation de la chaleur 4.7 et des équations 4.2. Lorsque $\sigma > 0$, c'est à dire lorsque $z_\sigma = z_\sigma^t$, on obtient :

$$\begin{aligned} \dot{z}_\sigma^t &= \frac{\delta k_1 - \beta k_2}{\alpha \delta - \beta^2} \\ \dot{z}_T &= \frac{k_1 - \alpha \dot{z}_\sigma^t}{\beta} \end{aligned} \quad (4.12)$$

Lorsque $\sigma < 0$, c'est à dire lorsque $z_\sigma = z_\sigma^c$, on obtient :

$$\begin{aligned} \dot{z}_\sigma^c &= \frac{\delta k_3 - \beta k_2}{\alpha \delta - \beta^2} \\ \dot{z}_T &= \frac{k_3 - \alpha \dot{z}_\sigma^c}{\beta} \end{aligned} \quad (4.13)$$

avec :

$$\begin{aligned}
 k_1 &= a_1 E \dot{\varepsilon} - \frac{a_2}{\rho c_v} \dot{q} & \alpha &= 1 + \frac{a_2}{c_v} \Delta u + a_1 E \gamma \\
 k_2 &= -a_2 \frac{\dot{q}}{\rho c_v} & \beta &= \frac{a_2}{c_v} \Delta u \\
 k_3 &= -a_1 E \dot{\varepsilon} - \frac{a_2}{\rho c_v} \dot{q} & \delta &= 1 + \frac{a_2}{c_v} \Delta u
 \end{aligned}$$

Une fois que \dot{z}_σ et \dot{z}_T ont été calculés, l'équation 4.4 permet de déterminer s'il y a transition de phase. Si l'inégalité de Clausius-Duhem n'est pas vérifiée, il n'y a pas transition de phase et on trouve :

$$\dot{T} = \frac{\dot{q}}{\rho c_v} \quad (4.14)$$

L'étape suivante concerne la réorientation de la martensite. On calcule avec l'équation de la cinétique de réorientation (eq. 4.8) :

$$\begin{aligned}
 \dot{z}_\sigma^t &= \frac{a_3 E \dot{\varepsilon}}{1 + a_3 E \gamma} & \text{si } \sigma > 0 \\
 \dot{z}_\sigma^c &= \frac{-a_3 E \dot{\varepsilon}}{1 + a_3 E \gamma} & \text{si } \sigma < 0
 \end{aligned} \quad (4.15)$$

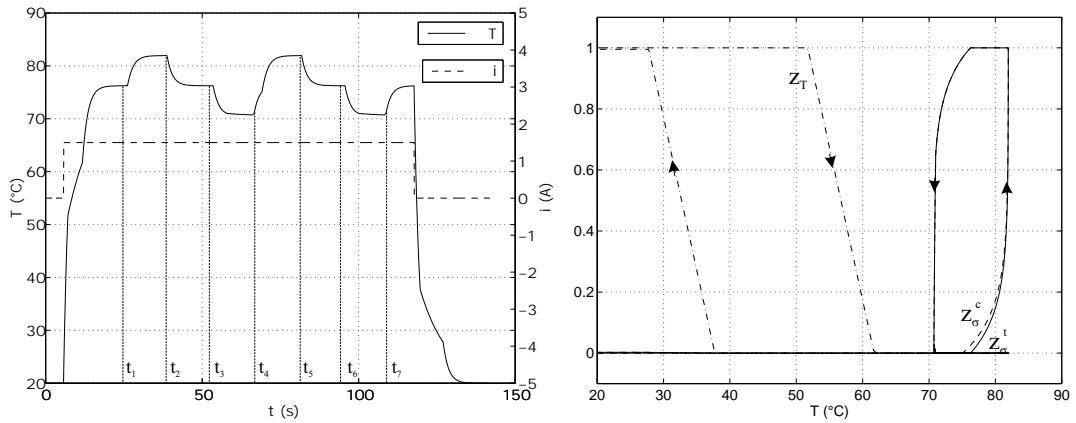
Quand le critère de réorientation 4.5 est vérifié, il y a réorientation. Connaissant les états dérivatifs des trois variables d'état, il reste à les intégrer. On obtient ainsi l'état du système, au pas d'échantillonnage suivant. La contrainte se calcule ensuite, au moyen de l'équation 4.2.

4.1.3 Résultats de simulation

Les paramètres de la simulation sont ceux d'une lame en AMF de longueur $l = 5$ mm, de largeur $b = 0,8$ mm et d'épaisseur $e = 0,2$ mm, placée à l'air libre, à température ambiante ($T_\infty = 20$ °C). Les températures de transition de phase sont les suivantes :

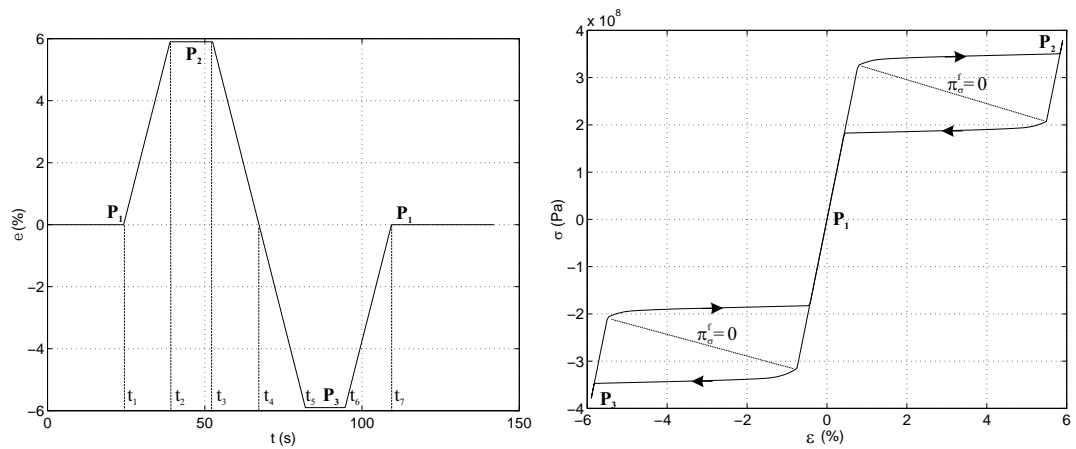
$$\begin{aligned}
 M_s^o &= 38^\circ\text{C} & M_f^o &= 28^\circ\text{C} \\
 A_s^o &= 52^\circ\text{C} & A_f^o &= 62^\circ\text{C}
 \end{aligned} \quad (4.16)$$

Le premier test de simulation est un essai d'une durée totale de 150 s. A $t = 5$ s, un courant $i = 1,5$ A est appliqué à la lame AMF (cf. figure 4.1 a). La température T de la lame passe de 20 °C à 76 °C. La transition de phase provoque une perturbation de la température entre 52 °C et 62 °C. Une fois que la température a atteint le régime permanent, une déformation ε de traction ou de compression est appliquée dans le sens de la longueur l (cf. figure 4.1 c). Cette déformation provoque la transition de phase qui vient influencer la température au cours de la déformation. On retrouve sur la figure 4.1



(a) courant imposé et évolution de la température résultante

(b) évolution des fractions de martensite



(c) déformation imposée

(d) évolution de la contrainte

FIG. 4.1 – Test de simulation n°1 sur une lame travaillant en traction-compression.

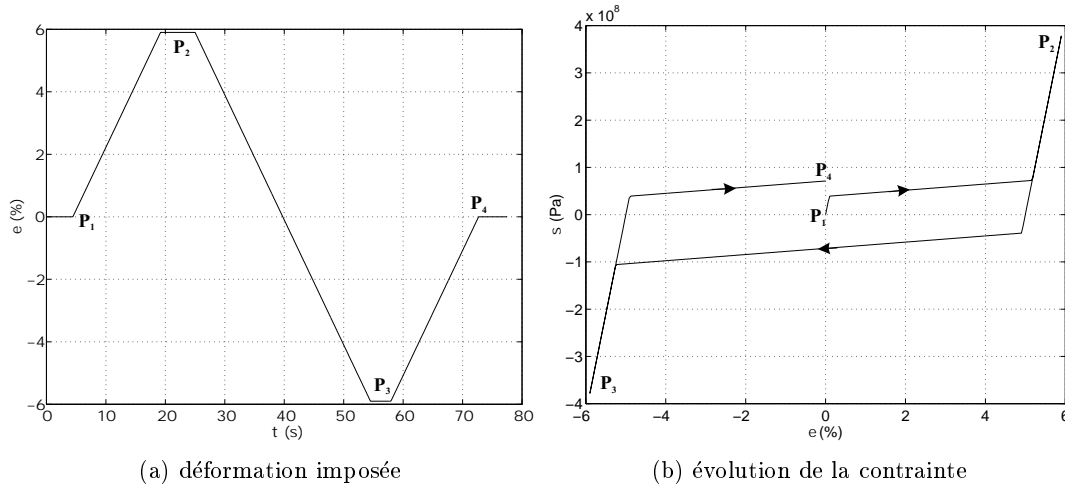


FIG. 4.2 – Test de simulation n° 2 sur une lame travaillant en traction-compression.

d, l'évolution de la contrainte pour cet essai pseudo-élastique. A $t = 120$ s, le courant i est supprimé et provoque une nouvelle transition de phase (cf. figure 4.1 b).

Le second test de simulation est un essai d'une durée totale de 80 s. Pendant tout l'essai, la température à la frontière de la lame est maintenue constante et vaut 20 °C. L'AMF est en phase martensitique et on applique une déformation ε (cf. figure 4.2 a). Cette déformation provoque la réorientation de la martensite thermique, en martensite orientée. L'évolution de la contrainte est donnée sur la figure 4.2 b.

Cette méthode de résolution va être appliquée pour le calcul de la flexion de la lame.

4.2 Modélisation de la flexion pure d'une lame AMF par différences finies

4.2.1 Description de la lame en AMF

La lame que l'on fait travailler en flexion (voir la figure 4.3) a une longueur l , une largeur b et une épaisseur e . Sa déformation est donnée par l'angle θ qui correspond, dans l'hypothèse d'une flexion circulaire, à la rotation des extrémités de la lame. On obtient les relations suivantes lorsque l'on introduit le rayon de courbure r et la courbure k :

$$l = r\theta = \frac{\theta}{k}$$

Pour simplifier, on suppose que le champ des déformations sur une section droite de la lame est de la forme :

$$\varepsilon_{xx}(y) = \varepsilon(y) = \frac{y\theta}{l} = y k \quad (4.17)$$

De plus, lorsque la lame est sollicitée, on suppose que la fibre neutre reste au centre de la section. Le fait de prendre en compte la dissymétrie entre la traction et la com-

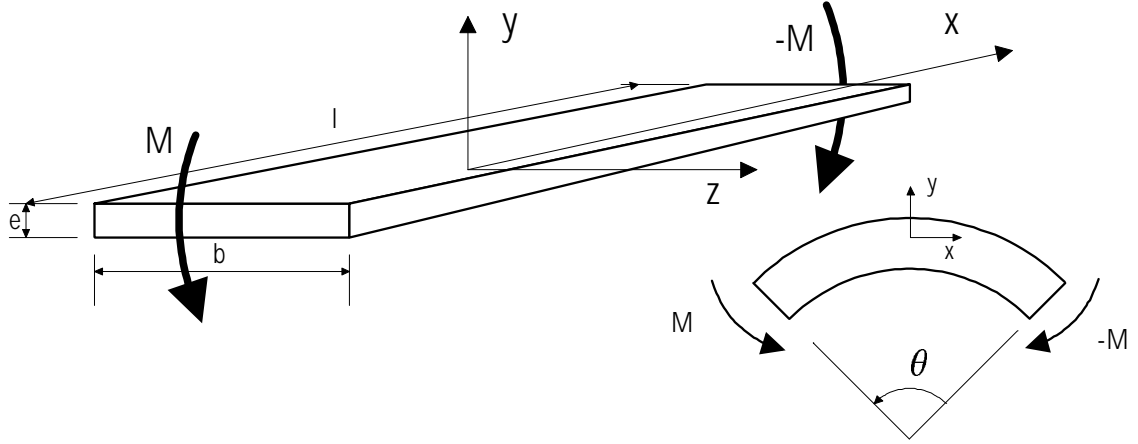


FIG. 4.3 – sous le moment de flexion M la lame se déforme de l'angle θ .

pression [36] complique passablement les calculs et apporte une correction assez faible, due au décalage de la fibre neutre [39]. On ne la prendra donc pas en compte ici. Quand on impose à la lame la déformation de flexion, on connaît ainsi la déformation de la couche de matière située à l'ordonnée y . On va ensuite appliquer la loi de comportement symétrique de l'AMF, en traction-compression à cette fine couche de matière, d'épaisseur dy , de manière à calculer la contrainte appliquée σ_{xx} à cet endroit. La méthode utilisée est celle décrite au paragraphe 4.1.2. Il faut ensuite répéter l'opération à l'ensemble des couches pour obtenir le profil de contrainte sur la section. L'équation de la chaleur écrite pour un élément de lame d'épaisseur dy est :

$$\rho c_v \dot{T} - \rho \Delta u \dot{z} = \rho_e \frac{\dot{v}^2}{b e} - \nu A(T - T_\infty) + \lambda \frac{d^2 T}{dy^2} \quad (4.18)$$

Pour les deux éléments situés sur la peau de la lame ($y = \frac{e}{2}$ ou $y = -\frac{e}{2}$), $A = \frac{2}{b} + \frac{1}{dy}$, sinon pour tous les autres $A = \frac{2}{b}$. Le dernier terme de l'équation de la chaleur représente la chaleur échangée par conduction entre les éléments d'épaisseur dy .

4.2.2 Résolution numérique de la flexion

La résolution numérique de la flexion est fondée sur les différences finies. On définit un découpage spatial de la lame suivant l'axe y de manière à avoir n_j éléments discrets de longueur l , de largeur b et d'épaisseur Δy (cf. figure 4.4). Chaque élément discret j , possède comme grandeur d'état z_σ^{jk} , z_T^{jk} et T^{jk} . Les deux grandeurs de commande de chaque élément j sont la déformation ε_{xx}^{jk} et la puissance thermique \dot{q}_{jk} que l'on écrit :

$$\dot{q}_{jk} = \rho_e \frac{\dot{v}_k^2}{b e} - \nu A (T_{jk} - T_\infty) + \lambda \left(\frac{T_{j+1k} - 2 T_{jk} + T_{j-1k}}{\Delta y^2} \right) \quad (4.19)$$

L'équation de la chaleur relative à l'élément j , d'épaisseur Δy , s'écrit maintenant :

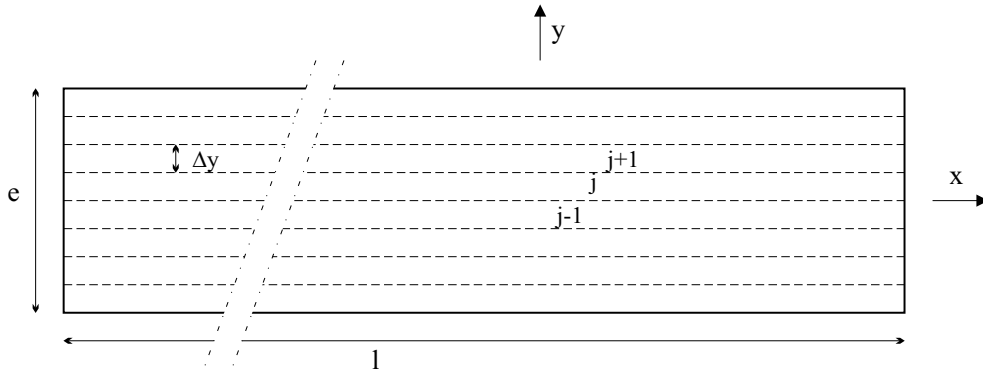


FIG. 4.4 – lame découpée en n_j minces couches d'épaisseur Δy

$$\rho c_v \dot{T}_{jk} - \rho \Delta u \dot{z}_{jk} = \rho_e \frac{\dot{v}_k^2}{b e} - \nu A(T_{jk} - T_\infty) + \lambda \left(\frac{T_{j+1k} - 2T_{jk} + T_{j-1k}}{\Delta y^2} \right) \quad (4.20)$$

Pour chaque élément discret j , le modèle traction-compression fournit, à l'instant d'échantillonnage k , la contrainte σ_{xx}^{jk} . Le moment de flexion M développé par la lame se calcule en faisant la somme des moments des efforts générés par chaque élément j , situé à une distance y_j de la fibre neutre. On l'écrit :

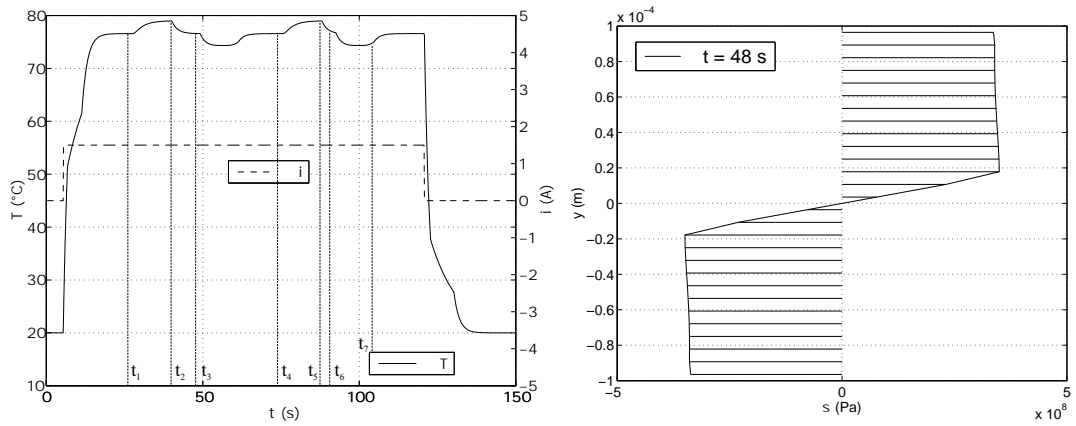
$$M_k = e b \sum_j \sigma_{xx}^{jk} y_j \quad (4.21)$$

4.2.3 Résultats de la simulation

On utilise les paramètres de la lame du paragraphe précédent. Pour le calcul, cette lame est découpée en 28 éléments discrets d'épaisseur $\Delta y = 7,1 \mu\text{m}$. Les essais effectués pour la flexion sont identiques à ceux effectués pour la traction-compression. Un premier essai permet de mettre en évidence le comportement thermomécanique de la lame, lors d'un essai pseudo-élastique de flexion, après un chauffage par effet Joule (cf. figure 4.5). On constate que la transition de phase induite par la flexion a lieu au niveau de la peau de la lame et que le cœur reste austénitique.

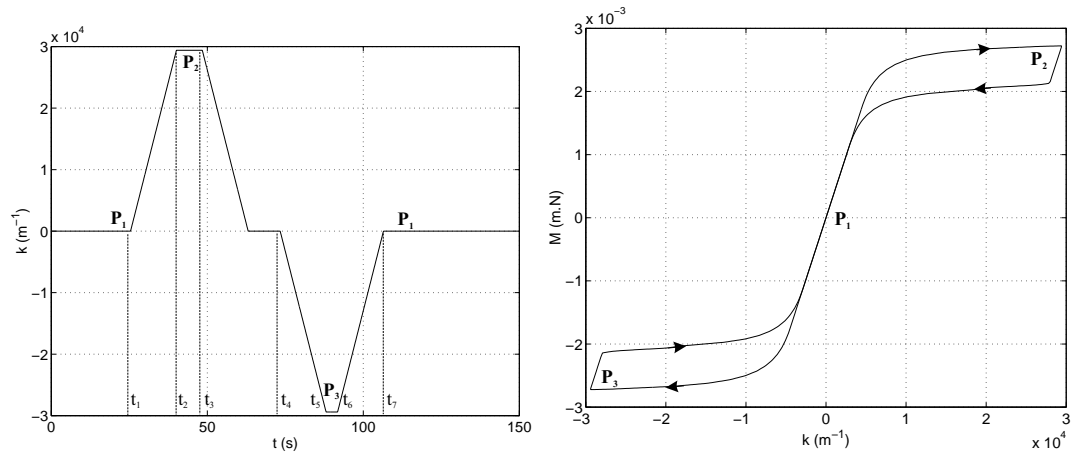
Un deuxième essai permet de mettre en évidence le comportement de la lame lors d'un essai de réorientation de la martensite à température ambiante (cf. figure 4.6). Les différents essais effectués ont montré que le gradient de température suivant l'axe y est très proche de zéro.

Nous allons utiliser ce modèle en flexion de l'AMF pour simuler le comportement d'un actionneur du type module Ω Joule.



(a) courant imposé et évolution correspondante de la température

(b) répartition de la contrainte à $t = 48$ s



(c) courbure imposée

(d) évolution du moment de flexion

FIG. 4.5 – Test de simulation n° 1 sur une lame travaillant en flexion.

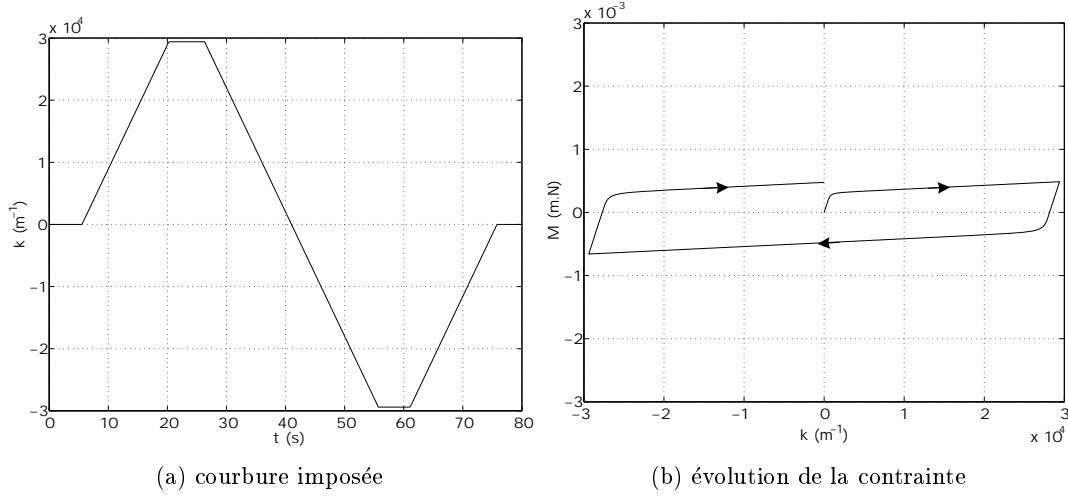


FIG. 4.6 – Test de simulation n°2 sur une lame travaillant en flexion.

4.3 Modèle thermomécanique de l'actionneur à lame, type module Ω Joule

4.3.1 Modèle mécanique

Le modèle théorique développé dans cette partie sera confronté aux données expérimentales fournies par le module Ω Joule. On considère que l'actionneur déplace une charge accrochée à l'une des extrémités du module (cf. figure 4.7). Le poids de l'ensemble mobile est appliqué au point G, centre de gravité de la masse m déplacée par l'actionneur. Le repère (O, x_o, y_o) est un repère fixe qui matérialise la position d'équilibre du bras, à l'état libre de contrainte, lorsque la lame AMF est en austénite. Le vecteur $\overrightarrow{Oy_o}$ forme un angle θ_o avec la verticale. Le repère (O, x_1, y_1) est un repère mobile lié au bras et qui fournit l'angle de rotation θ du bras et qui est défini de la manière suivante :

$$\theta = (\overrightarrow{Ox_o}, \overrightarrow{Ox_1}) \quad (4.22)$$

On considère que le point O est le centre de rotation du bras, lequel est assimilé à un levier OG de longueur l_v . Ce levier est soumis au poids de la masse m d'une part, et au moment de flexion M généré par la lame AMF. On considère que la lame AMF travaille en flexion circulaire pure et que le moment de flexion M est constant le long de la lame. Ces hypothèses sont acceptables lorsque l_v est grand devant la longueur de la lame AMF et lorsque la variation de l'angle θ est faible. L'équation de la dynamique du levier s'écrit alors :

$$-e b \int_{-\frac{e}{2}}^{\frac{e}{2}} y_2 \sigma_{xx} dy_2 - l_v m g \cos(\theta_o + \theta) - k_f \dot{\theta} = m l_v^2 \ddot{\theta} \quad (4.23)$$

La constante k_f est le coefficient de frottement qui permet d'assurer l'amortissement

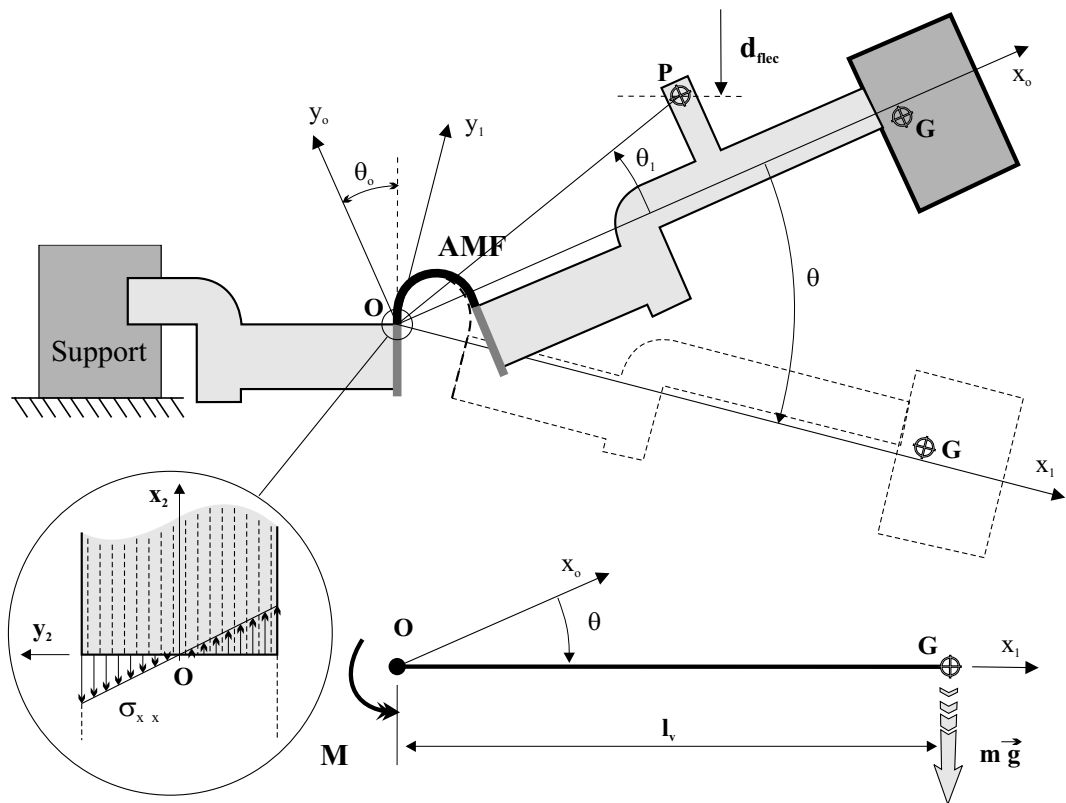


FIG. 4.7 – Modélisation du module Ω Joule.

du levier. Pour résoudre cette équation, on utilise le modèle type «poutre droite AMF» décrit au paragraphe précédent, qui permet de calculer la contrainte σ_{xx} , dans le repère (O, x_2, y_2) , les paramètres e et b étant respectivement l'épaisseur et la largeur de la lame AMF (cf. figure 4.7).

4.3.2 Modèle thermique

Le module Ω Joule fonctionne lorsqu'un courant i traverse la lame AMF assurant ainsi son chauffage. La convection naturelle et la conduction sont utilisées pour le refroidissement. Pour simplifier la modélisation de l'actionneur, seule la partie d'AMF en courbe, qui participe à la flexion, est prise en considération dans l'équation de la chaleur. L'équation de la chaleur de l'élément de volume d'épaisseur dy_2 et de longueur dx_2 s'écrit :

$$\rho c_v \dot{T} - \rho \Delta u \dot{z} = \rho_e \frac{i^2}{b e} - \nu A(T - T_\infty) + \lambda \frac{d^2 T}{dx_2^2} + \lambda \frac{d^2 T}{dy_2^2} \quad (4.24)$$

Les valeurs de A sont identiques à celle de l'équation 4.18. Le repère (O, x_2, y_2) est un repère local situé à la base de la lame AMF (cf. figure 4.7).

4.3.3 Résolution numérique du module Ω Joule

Dans le domaine discret, l'équation 4.23, prise à l'instant d'échantillonnage $k t_e$, s'écrit :

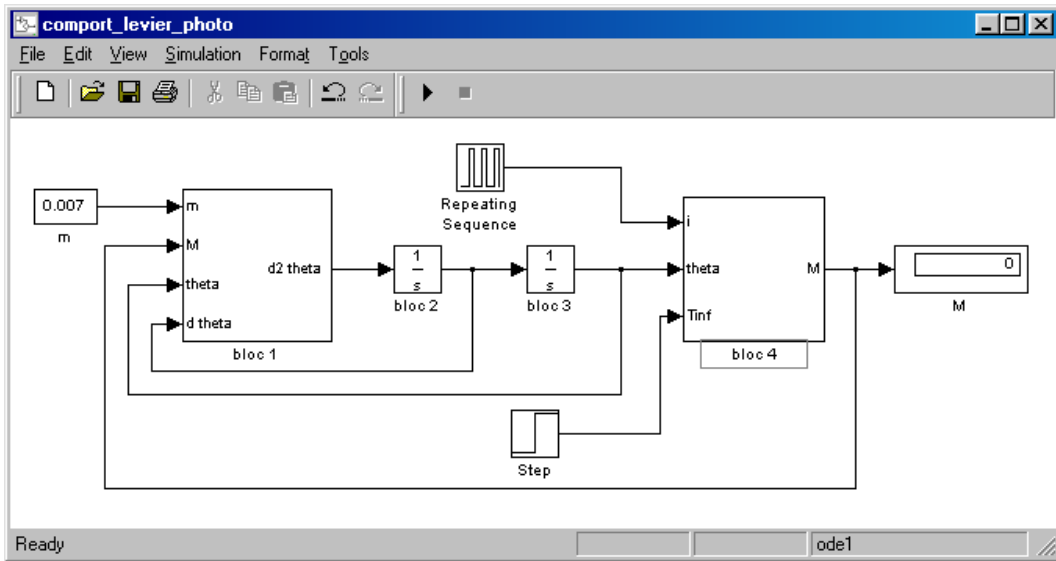
$$-e b \sum_{j=1}^{n_j} y_j \sigma_{xx}^{jk} - l_v m g \cos(\theta_o + \theta_k) - k_f \dot{\theta}_k = m l_v^2 \ddot{\theta}_k \quad (4.25)$$

Pour résoudre cette équation, on utilise un modèle Simulink. Ce modèle est constitué de quatre blocs principaux (cf. figure 4.8). Le bloc 1 calcule $\ddot{\theta}_k$ à partir de l'équation 4.25. les blocs 2 et 3 sont deux intégrateurs qui calculent respectivement $\dot{\theta}_k$ et θ_k . Le bloc 4 est le bloc qui contient la s-fonction, qui calcule le moment de flexion M_k développé par la lame AMF. les grandeurs de commandes du modèle sont la masse m déplacée, le courant i appliqué à la lame et la température ambiante T_∞ .

De même, l'équation de la chaleur 4.24 de l'élément de volume discret $l \times b \times \Delta y$, pris à l'instant d'échantillonnage s'écrit :

$$\rho c_v \dot{T}_{ik} - \rho \Delta u \dot{z}_{ik} = \rho_e \frac{i^2}{b e} - \nu A(T_{ik} - T_\infty) + \lambda \left(\frac{T_{j+1k} - 2 T_{jk} + T_{j-1k}}{\Delta y^2} \right) \quad (4.26)$$

Dans cette équation, le terme qui correspond à la conduction thermique suivant la direction x_2 n'apparaît pas. Pour prendre en compte cette conduction thermique, il est nécessaire de faire intervenir la température des éléments discrets qui constituent le prolongement de la lame AMF. Cette opération compliquerait fortement le calcul et,

FIG. 4.8 – Modèle Simulink du module Ω Joule.

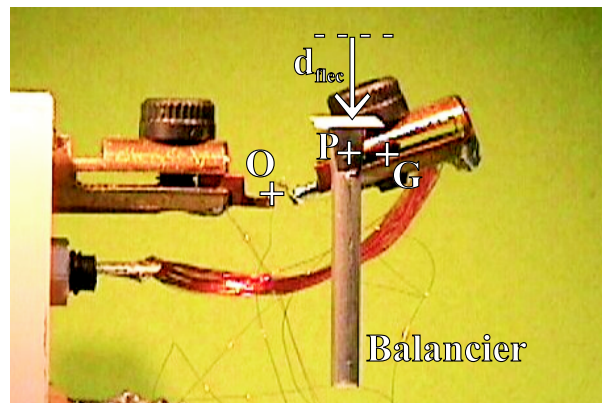
dans un premier temps, nous avons choisi d'éliminer ce terme dans l'équation de la chaleur.

les paramètres qui ont été choisis pour ce modèle correspondent aux valeurs mesurées sur le module Ω Joule expérimental. Elles sont données dans le tableau 4.1.

Pour calculer la distance d_{flec} qui correspond à la déflexion du module Ω Joule, mesurée par un capteur laser, on utilise la formule suivante :

$$d_{flec} = OP \sin(\theta_o + \theta + \theta_1) \quad (4.27)$$

L'angle θ_1 est égal à (\vec{OG}, \vec{OP}) . Le point P correspond à l'axe de l'articulation sur lequel pivote le balancier vertical (cf. figure 4.9). Le balancier reste vertical quelle que

FIG. 4.9 – Mesure de d_{flec} .

$\rho = 6500 \text{ kg.m}^{-3}$	$\nu = 780 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$	$c_v = 490 \text{ J.kg}^{-1}$	$\rho_e = 12.10^{-7} \text{ }\Omega.\text{m}$
$\lambda = 10 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\Delta u = 20652 \text{ J.kg}^{-1}$	$\Delta s = 70 \text{ J.kg}^{-1}$	$\phi_{it} = 455 \text{ J.kg}^{-1}$
$\phi_{it}^m = 210 \text{ J.kg}^{-1}$	$a_1 = 1.10^{-7} \text{ Pa}^{-1}$	$a_2 = 0,1 \text{ K}^{-1}$	$a_3 = 3.10^{-8} \text{ Pa}^{-1}$
$E = 42 \text{ GPa}$	$\gamma = 0,014$	$l = 3.10^{-3} \text{ m}$	$e = 0,3.10^{-3} \text{ m}$
$b = 0,8.10^{-3} \text{ m}$	$\theta_o = 0,369 \text{ rad}$	$n_j = 28$	$l_v = 8.10^{-3} \text{ m}$
$m = 7.10^{-3} \text{ kg}$	$k_f = 1.10^{-4} \text{ N.m}$	$\theta_1 = 0,345 \text{ rad}$	$OP = 6.10^{-3} \text{ m}$

TAB. 4.1 – Valeurs numériques des paramètres pour le module Ω Joule expérimental.

soit la position θ de l'actionneur.

Validation du modèle

Pour valider les paramètres du modèle, les résultats obtenus en simulation ont été confrontés aux mesures expérimentales obtenues avec le module Ω . La figure 4.10a montre une bonne corrélation entre la température mesurée et la température simulée, lors de l'application de deux échelons de courant $i = 3.9 \text{ A}$, à l'actionneur. On constate que le modèle ne prend pas en compte l'élévation, de quelques degrés, de la température des pinces en laiton. La figure 4.10b montre également une bonne corrélation des résultats pour la mesure de la déflexion d_{flec} .

On remarque que le paramètre γ pris pour la simulation est faible devant les valeurs généralement mesurées pour les alliages de NiTi (1,4 % au lieu de 5 à 6 %). Cette valeur a été ajustée sur le modèle en effectuant un test de réorientation de la martensite thermique sur l'actionneur, à $T < M_f^o$. Les valeurs de déformation mesurées, après application de la charge, permettent de supposer que l'AMF a subi un écrouissage lors des opérations de fabrication de la lame. Le débattement de l'actionneur est donc limité et on peut supposer qu'avec une lame non écrouie, on puisse obtenir des angles de déformation bien supérieurs à ceux mesurés actuellement sur le module Ω . On remarque également que la valeur du coefficient de convection ν est supérieure à la valeur prise dans le chapitre 2 (780 au lieu de $128 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$). Cette valeur élevée permet de tenir compte de l'énergie dissipée par conduction, au travers des extrémités de la lame AMF. Finalement, le simulateur donne de bons résultats. Nous allons l'utiliser pour tenter de

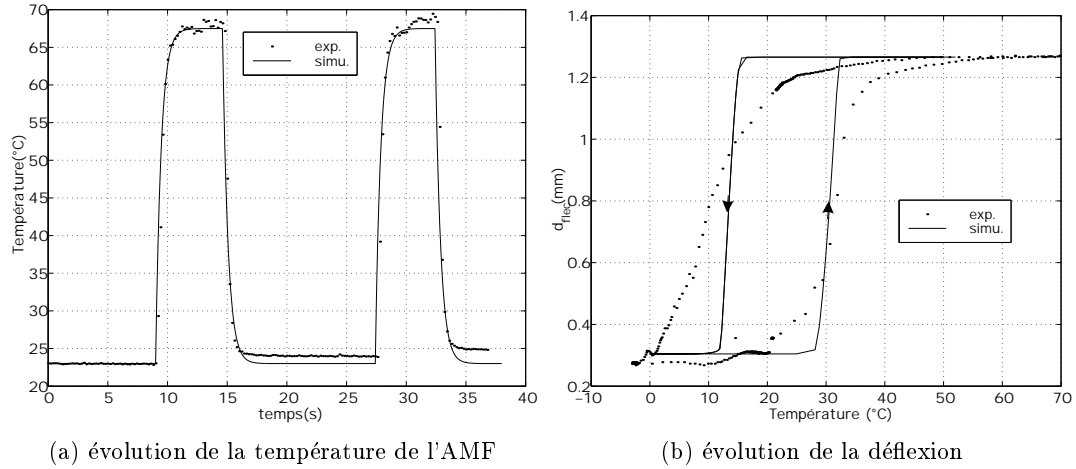


FIG. 4.10 – *Confrontation des mesures expérimentales et de la simulation.*

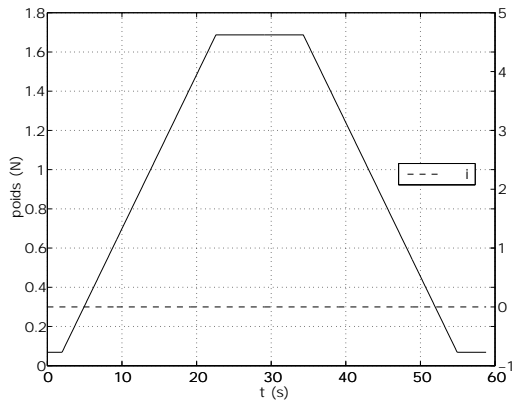
comprendre les phénomènes qui interviennent dans la lame AMF, lors du fonctionnement du module Ω Joule.

Exploitation du simulateur

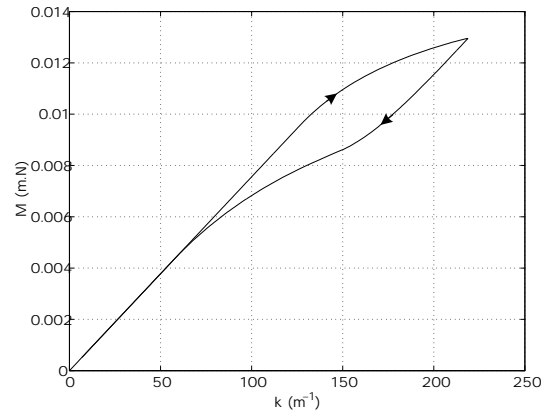
Pour obtenir de bons résultats avec le simulateur, il faut choisir les conditions initiales adéquates. Les conditions initiales utilisées sont :

- $z_\sigma = 0$;
- $z_T = 0$;
- $T_\infty = 50 \text{ }^\circ\text{C}$ ($> A_f^0$).

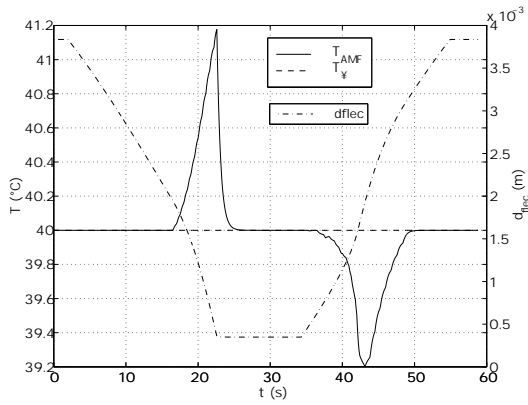
Ensuite, on peut faire varier le poids appliqué au point G, la température ambiante T_∞ et le courant i . Le premier test présenté ici est un essai de flexion pseudo-élastique, réalisé à $T_\infty = 40 \text{ }^\circ\text{C}$. Le courant i est égal à zéro durant tout l'essai et seul le poids appliqué au point G varie. La variation du poids en fonction du temps est donnée sur la figure 4.11a. Lors de la phase de chargement, effectuée à la vitesse de $0,08 \text{ N}\cdot\text{s}^{-1}$, l'austénite travaille dans le domaine élastique, jusqu'à $t = 17 \text{ s}$. A cet instant débute la transition martensitique, sur la peau de la lame (cf. figure 4.11d). La transition de phase s'accompagne d'une élévation de la température de l'AMF d'environ 1°C (cf. figure 4.11c). Cette élévation de la température suffit pour faire augmenter légèrement la contrainte de début de transition de phase de la zone d'AMF située vers la fibre neutre et qui est sur le point de transformer. On constate ce phénomène sur le profil de contrainte à $t = 29 \text{ s}$ (cf. figure 4.11e). La transition de phase $A \rightarrow M$ se propage de la peau de la lame vers la fibre neutre. A l'inverse, lors de la phase de déchargement, la transition $M \rightarrow A$ se propage de la fibre neutre vers la peau et s'accompagne d'une diminution de la température de l'AMF. On obtient alors, à $t = 42 \text{ s}$ le profil de contrainte donné par la figure 4.11f. En fin de déchargement, le profil de contrainte est à nouveau celui



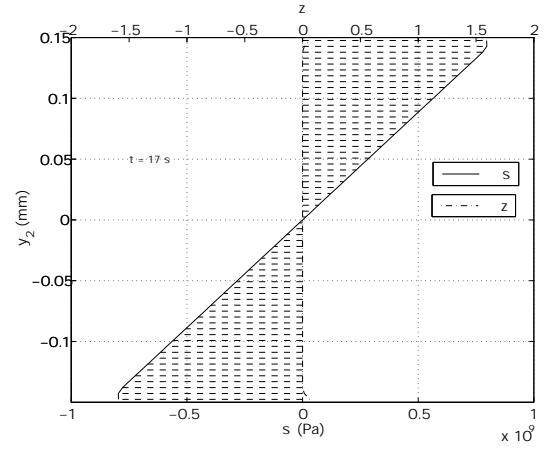
(a) chargement imposé et courant appliqué



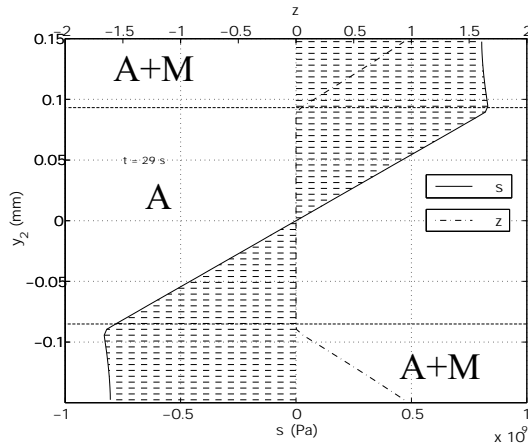
(b) évolution du moment de flexion



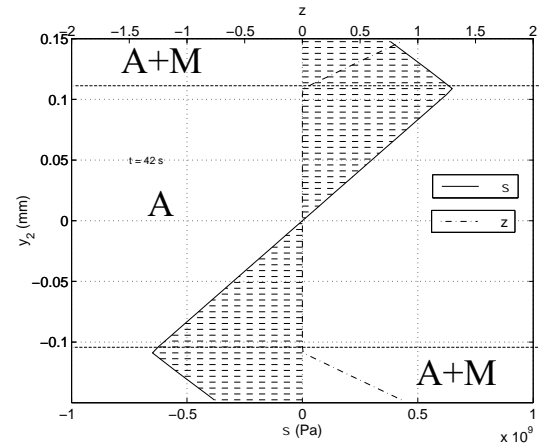
(c) évolution de la température et de la déflexion



(d) état de contrainte à $t = 17$ s (chargement)



(e) état de contrainte à $t = 29$ s (chargement)



(f) état de contrainte à $t = 42$ s (déchargement)

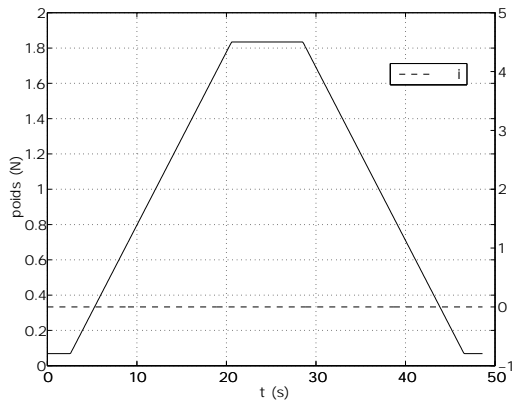
FIG. 4.11 – Simulation d'un essai pseudo-élastique (vitesse de chargement: $0,08 \text{ N}\cdot\text{s}^{-1}$).

d'une flexion élastique de l'austénite. Le moment de flexion qui résulte de cet essai pseudo-élastique est donné en fonction de la courbure de la lame sur la figure 4.11b.

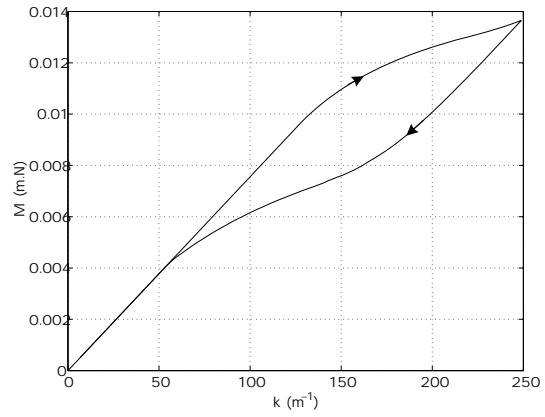
Un deuxième test dans le domaine pseudo-élastique est présenté ici, mais cette fois, la charge appliquée est plus importante que précédemment (cf. figure 4.12a). La vitesse de chargement est maintenant de $0,1 \text{ N}\cdot\text{s}^{-1}$ et permet d'atteindre la fin de la transition $A \rightarrow M$ sur la peau de la lame, à $t = 28 \text{ s}$. On constate sur le profil de contrainte que la peau est en martensite et qu'elle travaille dans le domaine élastique (cf. figure 4.12d). Le mécanisme de déchargement est similaire à l'essai précédent. Il y a toutefois une différence au niveau de l'évolution du profil de la contrainte au niveau de la peau martensitique. A $t = 35 \text{ s}$, la transition $M \rightarrow A$ est localisée du côté de la fibre neutre et se propage vers la peau tandis que la peau subit un déchargement élastique sans transition de phase (cf. figure 4.12e). A $t = 39 \text{ s}$, la transition $M \rightarrow A$ intervient dans la peau (cf. figure 4.12f). En fin de déchargement, le profil de contrainte est à nouveau celui d'une flexion élastique de l'austénite. Le moment de flexion qui résulte de cet essai pseudo-élastique est donné en fonction de la courbure de la lame sur la figure 4.12b. On constate que l'hystérésis est plus important que dans l'essai précédent.

Le troisième test est un essai anisotherme. La température ambiante est égale à $3 \text{ }^\circ\text{C}$. Le chauffage de l'AMF est assuré par effet Joule à partir de l'échelon de courant i de la figure 4.13a. Le poids appliqué correspond au poids de la masse déplacée ($m = 7 \text{ g}$). Il reste constant pendant les 20 s que dure l'essai. A $t = 4 \text{ s}$, la température de la lame augmente sous l'effet du courant i (cf. figure 4.13b). Les valeurs de z_σ , z_T et z sont données sur la figure 4.13c. Elles correspondent aux conditions qui sont obtenues après un refroidissement allant de $T > A_f^\sigma$ à $T = 3 \text{ }^\circ\text{C}$. L'AMF est alors en phase martensitique. Le profil de contrainte correspondant est également donné sur la figure 4.13c. Les trois figures qui suivent permettent de suivre l'évolution de la transformation $M \rightarrow A$, au cours du chauffage. A $t = 4,7 \text{ s}$, la transition de phase $M \rightarrow A$ a débuté. On remarque sur la figure 4.13d que la transition de phase est plus avancée sur la peau de la lame. A $t = 5,8 \text{ s}$, la peau est en austénite tandis que la martensite thermique finit de se transformer par propagation jusqu'à la fibre neutre (cf. figure 4.13e). A $t = 12 \text{ s}$, le régime permanent est atteint et la lame est entièrement en austénite (cf. figure 4.14a).

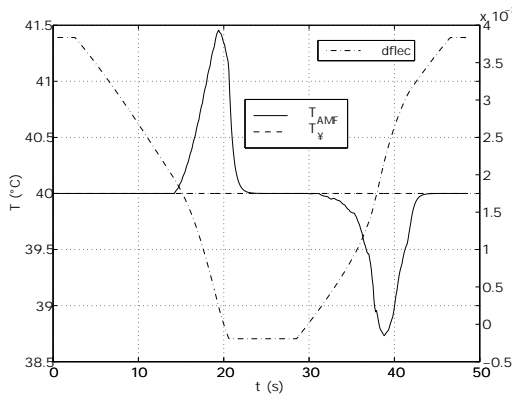
La figure 4.14 montre l'évolution de la transition de phase $A \rightarrow M$, lors de la phase de refroidissement du test anisotherme. Chacune des six sous-figures représente l'état de contrainte, ainsi que l'état de la transformation, dans la section de la lame en AMF, pris à différents instants. A $t = 12 \text{ s}$, la lame est entièrement en austénite (cf. figure 4.14a). A $t = 13 \text{ s}$, la transition $A \rightarrow M$ débute. On remarque que z_T augmente uniformément dans la section du profil, tandis que z_σ augmente d'autant plus que l'on s'éloigne de la fibre neutre ($z_\sigma = 0$ sur la fibre neutre) (cf. figure 4.14b). A $t = 14 \text{ s}$, la fin de transition de phase est atteinte sur la peau de la lame. A cet instant, l'amplitude de la déflexion a quasiment atteint son maximum. Dans la suite de l'essai, la déflexion ne diminue que



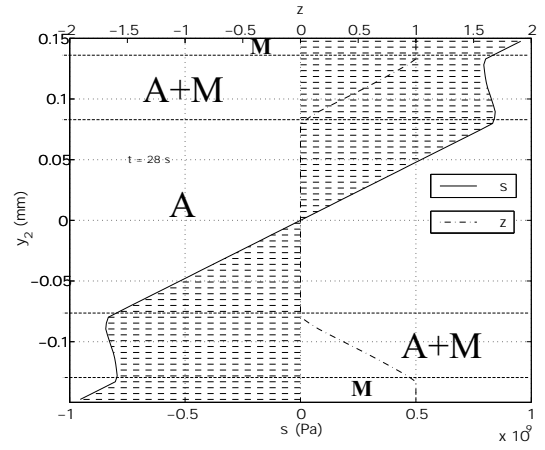
(a) évolution du poids et du courant de commande



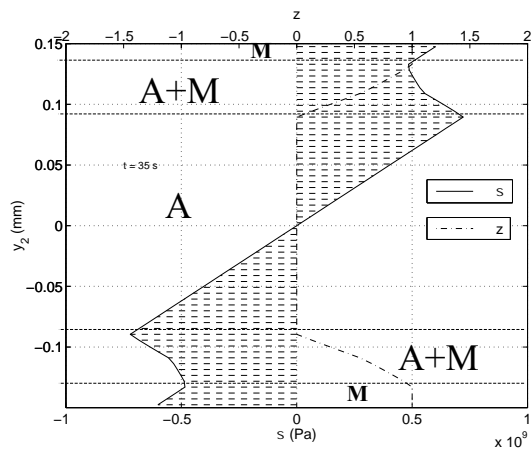
(b) évolution du moment de flexion



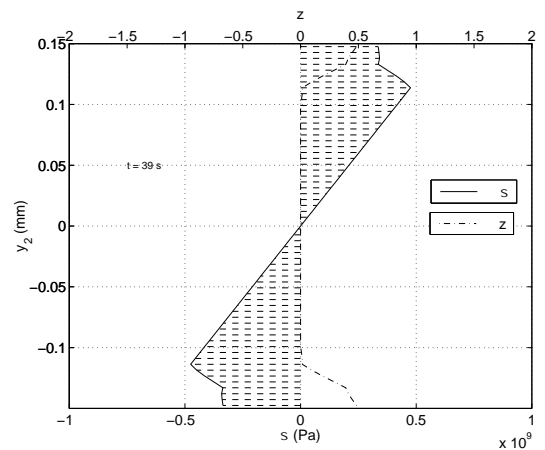
(c) évolution de la température et de la déflexion



(d) état de contrainte à $t = 28$ s (fin chargement)

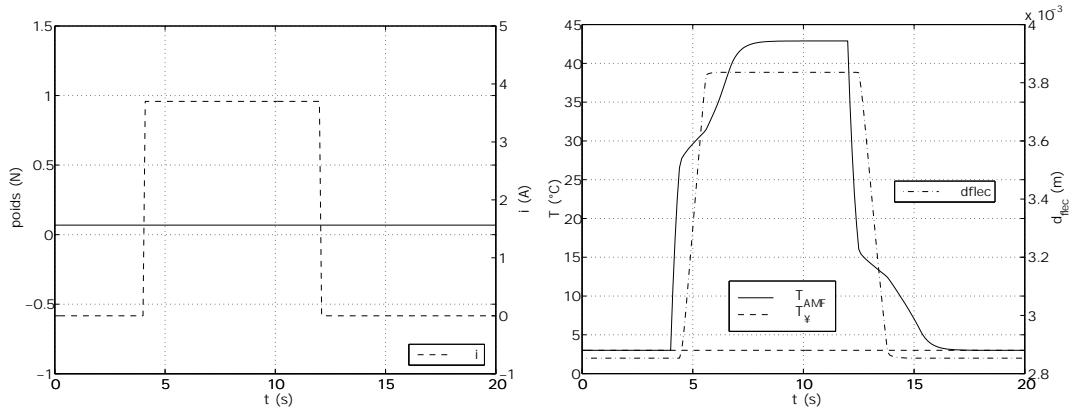


(e) état de contrainte à $t = 35$ s (déchargement)



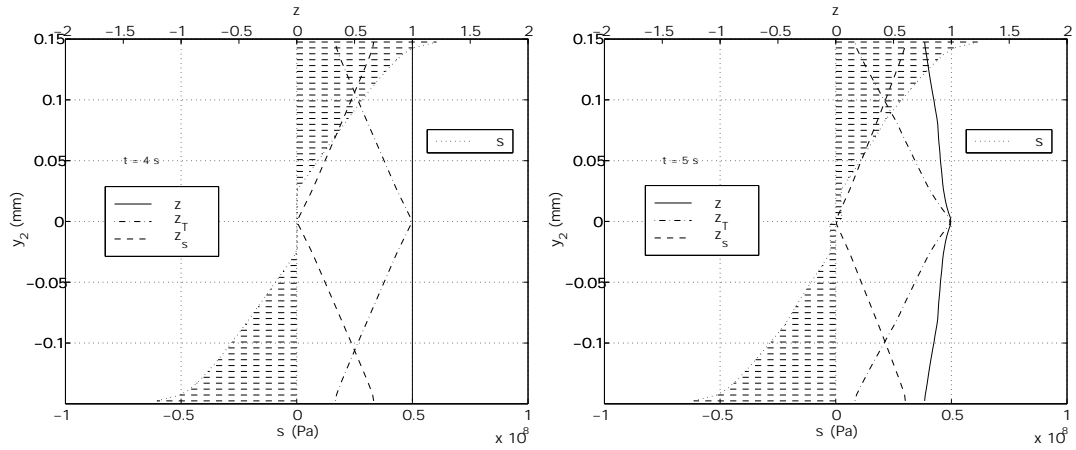
(f) état de contrainte à $t = 39$ s (déchargement)

FIG. 4.12 – Simulation d'un essai pseudo-élastique (vitesse de chargement: $0,1 \text{ N}\cdot\text{s}^{-1}$).



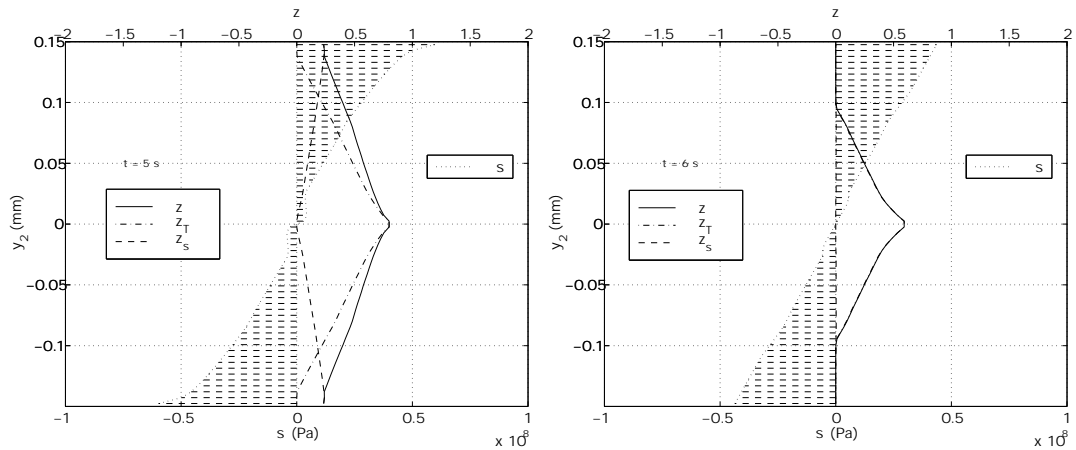
(a) évolution du poids et du courant de commande

(b) évolution de la température et de la déflexion



(c) état de contrainte à $t = 4,3$ s (chauffage)

(d) état de contrainte à $t = 4,7$ s (chauffage)



(e) état de contrainte à $t = 5,3$ s (chauffage)

(f) état de contrainte à $t = 5,8$ s (chauffage)

FIG. 4.13 – Simulation d'un essai anisotherme ($T_\infty = 3^\circ\text{C}$).

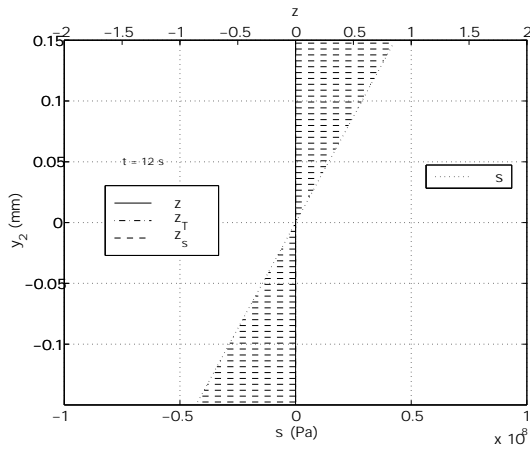
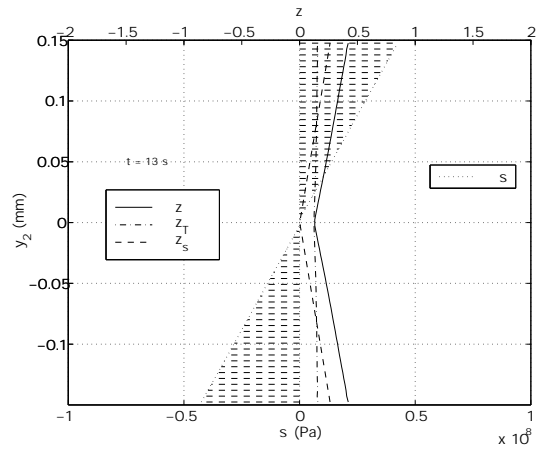
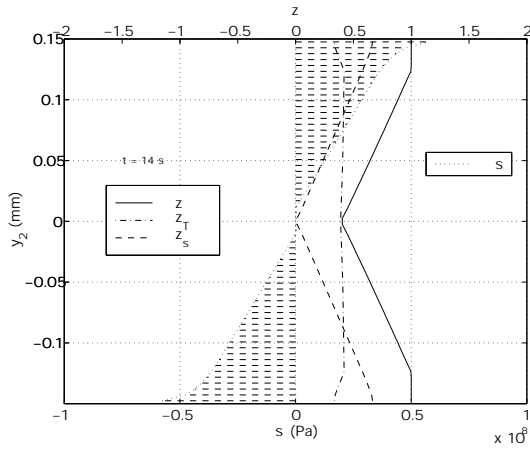
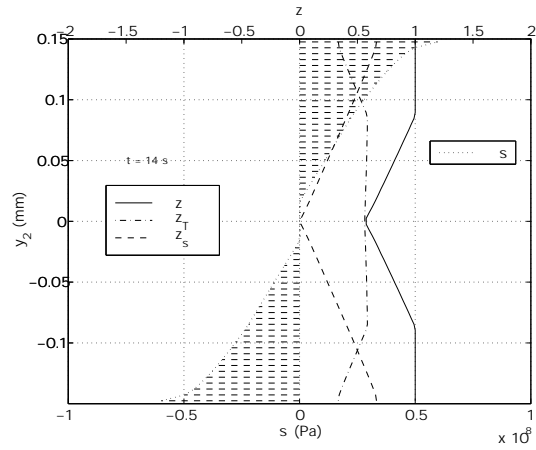
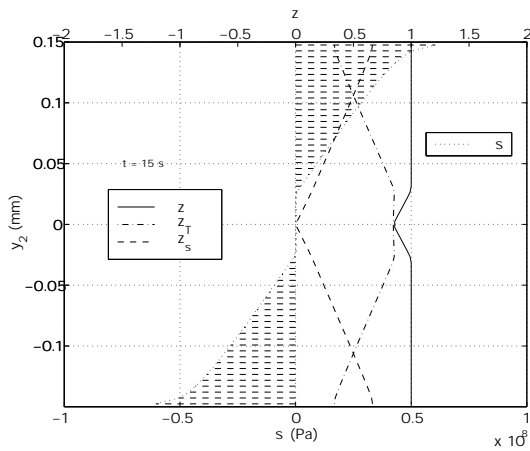
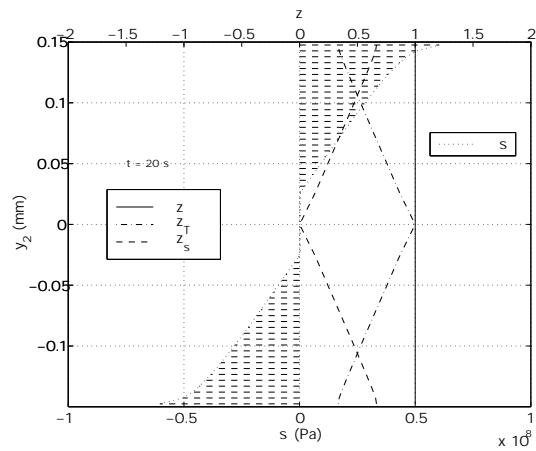
(a) état de contrainte à $t = 12$ s (régime permanent)(b) état de contrainte à $t = 13$ s (refroidissement)(c) état de contrainte à $t = 14$ s (refroidissement)(d) état de contrainte à $t = 14,5$ s (refroidissement)(e) état de contrainte à $t = 15$ s (refroidissement)(f) état de contrainte à $t = 20$ s (régime permanent)

FIG. 4.14 – Simulation d'un essai anisotherme (suite).

très faiblement en comparaison de la variation obtenue entre $t = 12$ s et $t = 14$ s. Par contre, z_T continue à augmenter, en se propageant régulièrement vers la fibre neutre, au fur et à mesure que la température diminue (cf. figure 4.14d). A $t = 20$ s, la transition de phase est terminée et la lame est en martensite (cf. figure 4.14f).

On remarque sur les figures 4.14c, d, e, f une zone située de part et d'autre de la fibre neutre où $\sigma = 0$. La taille de la « zone $\sigma = 0$ » mesure en quelque sorte les erreurs sur la modélisation. Globalement, le simulateur du module Ω Joule donne de bons résultats. Il a permis de comprendre les mécanismes de la transition de phase dans la lame AMF lorsque le module est en fonctionnement. On peut également envisager d'utiliser ce simulateur à d'autres fins, par exemple pour prévoir le fonctionnement du module sous différents chargements. De plus, il peut aussi servir à tester un module ayant une géométrie différente. Ce simulateur représente un outil intéressant, utilisable pour l'étude et la conception d'actionneurs AMF, fondés sur des lames travaillant en flexion.

Conclusion et perspectives

La présente étude fournit des éléments importants concernant l'utilisation d'un AMF, plus particulièrement pris sous la forme d'une lame mince, en tant qu'actionneur intégré, utilisable dans des microrobots. Le temps de réponse d'un actionneur AMF peut être diminué de manière importante, principalement en réduisant ses dimensions. La deuxième façon de réduire ce temps, certes moins efficace, consiste à optimiser la géométrie de l'actionneur et à trouver la configuration optimale pour laquelle le temps de réponse est le plus petit possible, pour un volume d'AMF donné. Avec ces deux méthodes, on peut espérer obtenir un temps de réponse compatible avec la vitesse d'actionnement souhaitée en microrobotique. A cette fin, nous disposons d'un simulateur numérique fondé sur le modèle physique de l'AMF et qui permet de déterminer de manière précise le comportement thermique d'un actionneur à lame fonctionnant par effet Joule, mais aussi par effet Peltier.

Au cours de notre étude, un deuxième simulateur, plus complet, a été mis au point. Fondé sur le modèle physique du comportement de l'AMF, il permet de prédire de manière précise les phénomènes thermo-mécaniques mis en jeu dans un actionneur AMF travaillant en flexion. L'investigation s'est portée principalement sur la mise au point du modèle. Ce simulateur peut donc désormais être utilisé et la conception de nouveaux actionneurs à lame AMF, fonctionnant par effet Peltier ou par effet Joule.

Nous avons également montré la possibilité et l'intérêt à utiliser un système de contrôle de la température de l'AMF par effet Peltier, dans le cas où l'actionneur est amené à fonctionner en milieu confiné. L'originalité de l'actionneur à effet Peltier que nous avons mis au point, réalisé et testé, repose sur le fait que l'AMF est placé directement en jonction avec le matériau thermoélectrique, permettant ainsi une intégration maximale et un temps de réponse thermique réduit. De plus, cette méthode est très robuste, car elle permet de faire fonctionner l'actionneur, sans perte de commandabilité, au cas où la température ambiante varie, rendant l'actionneur très peu sensible aux conditions thermiques extérieures, ce qui est impossible à réaliser en utilisant l'effet Joule seul. Même si la solution « effet Peltier » est très séduisante au premier abord, il faut toutefois la comparer à la solution « effet Joule » qui, dans certains cas particulier, donne de meilleurs résultats. De plus, alors que la solution « effet Joule » est très facile à mettre en œuvre, la solution « effet Peltier » est relativement compliquée. En effet, cette

dernière impose une forte maîtrise du procédé de fabrication et l'investissement pour la réalisation de l'actionneur est très important. Malgré tout, l'actionneur à effet Peltier intégré reste très performant face à l'actionneur à effet Joule. Aussi, nous pensons que le système à effet Peltier que nous avons mis au point a de l'avenir et qu'il pourra être utilisé dans des microrobots.

Dans l'état actuel, le « module Ω Peltier » est très prometteur pour des applications en microrobotique. Il est notamment envisagé de l'utiliser dans le cadre d'applications médicales. Il faudra donc faire les modifications nécessaires pour adapter le « module Ω Peltier » au système qu'il devra actionner. Cependant, le problème inhérent à la fragilité des jonctions entre les éléments thermo-électriques et l'actionneur AMF, devra être résolu (fragilité mécanique des contacts).

Annexe A

Détail de calcul

Système linéaire $A'k = b'$ permettant de calculer les constantes d'intégration de la solution analytique, en régime permanent, du module Peltier.

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ e^{\sqrt{a_1} d_1} & e^{-\sqrt{a_1} d_1} & -1 & 0 & 0 & 0 & k_1 \\ 0 & 0 & e^{\sqrt{a_2} d_2} & e^{-\sqrt{a_2} d_2} & 0 & 0 & k_2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & k_3 \\ -\lambda_1 \sqrt{a_1} e^{\sqrt{a_1} d_1} & \lambda_1 \sqrt{a_1} e^{-\sqrt{a_1} d_1} & \lambda_2 \sqrt{a_2} + \alpha_{12} j_{12} & -\lambda_2 \sqrt{a_2} + \alpha_{12} j_{12} & e^{\sqrt{a_3} d_3} & e^{-\sqrt{a_3} d_3} & k_4 \\ 0 & 0 & -\lambda_2 \sqrt{a_2} e^{\sqrt{a_2} d_2} & \lambda_2 \sqrt{a_2} e^{-\sqrt{a_2} d_2} & 0 & 0 & k_5 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \lambda_3 \sqrt{a_3} + \alpha_{23} j_{23} & -\lambda_3 \sqrt{a_3} + \alpha_{23} j_{23} & k_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{b_1}{a_1} \\ \frac{b_2}{a_2} - \frac{b_1}{a_1} \\ \frac{a_2}{b_3} - \frac{b_2}{a_2} \\ \alpha_3 \frac{b_3}{a_3} \\ -\frac{a_3}{a_3} \\ -\alpha_{12} j_{12} - r_{12} j_{12}^2 \\ -\alpha_{23} j_{23} - r_{23} j_{23}^2 \end{pmatrix}$$

Bibliographie

- [1] L. I. Anatyshuk. *Physics of Thermoelectricity*. Institute of Thermoelectricity, Academy of Sciences and Ministry of Education of Ukraine, P. O. Box 86, General Post Office, Chernivtsi, 27 4000, Ukraine, 1998.
- [2] L. I. Anatyshuk, V. I. Litvinov, V. K. Dugaev, and V. L. Volkov. On a possibility of determination of minimal contact resistance between metal and thermoelectric material. *Journal of thermoelectricity*, 1(1):70–77, October 1993.
- [3] S. Aramaki, S. Kaneko, K. Arai, and Y. Takahashi. Tube type micromanipulator using shape memory alloy (SMA). In *Proc. of IEEE, sixth international symposium on micro machine and human science*, pages 115–119, 1995.
- [4] Y. Bellouard, R. Clavel, R. Gotthardt, T. Sidler, and J.E. Bidaux. A new concept of monolithic shape memory alloy micro-devices used in micro-robotics. In *Proc. of Actuators 1998*, pages 499–502, 1998.
- [5] H. Benzaoui. *Modélisation thermomécanique et commande d'actionneurs en alliages à mémoire de forme pour la microrobotique*. Université de Franche-Comté, 1998. Thèse de doctorat N°710.
- [6] H. Benzaoui, N. Chaillet, C. LExcellent, and A. Bourjault. Non linear motion and force control of shape memory alloys actuators. In *Proc. of SPIE, vol. 3667*, pages 337–348, 1999.
- [7] H. Benzaoui, C. LExcellent, N. Chaillet, B. Lang, and A. Bourjault. Experimental study and modeling of a TiNi shape memory alloy wire actuator. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 8(7):619–629, 1997.
- [8] A. Bhattacharyya, D. C. Lagoudas, Y. Wang, and K. Vikram. Thermoelectric cooling of shape memory alloy actuators: theoretical modeling and experiment. In *Proc. of SPIE, Active Material and Smart Structures*, pages 198–217, 1995.
- [9] F. M. Davidson, C. Liang, and D. W. Lobitz. Investigation of torsional shape memory alloy actuators. In *Proc. of SPIE, vol. 2717 Smart Structures and Materials: Smart structures and integrated systems*, pages 672–682, 1996.
- [10] B. Deblonk, A. J. Kurdila, D. Lagoudas, and G. Webb. Identification of the transient response of SMA embedded flexible rods. In *Proc. of SPIE, vol. 2443, Smart Structures and Materials: Smart structures and integrated systems*, pages 349–359, 1995.

- [11] M. E. Dymowicz and D. Lamarche. Etude de la faisabilité d'un système de chauffage d'un fil à mémoire de forme par un courant haute fréquence. *DESS Système de mesure, de test et d'imagerie industriel, Université de franche-comté*, 1997.
- [12] S. Fatikow and U. Rembold. *Microsystem technology and microrobotics*. Springer editor, 1996.
- [13] S. Fatikow, J. Seyfried, S. Fahlbusch, A. Buerkle, and F. Schmoeckel. A flexible microrobot-based microassembly station. In *Proc. of the 7th IEEE International Conference on Emerging Technologies and Factory Automation (ETFA'99)*, 1999.
- [14] J. E. G. Gonzalez and J. C. Rosca. Study of the corrosion behavior of titanium and some of its alloys for biomedical and dental implant applications. *Journal of electroanalytical chemistry*, 471(2):109–115, 1999.
- [15] T. C. Harman, J. H. Cahn, and M. J. Logan. Measurement of thermoelectric properties by using peltier heat. In Paul H. Egli, editor, *Thermoelectricity*, pages 23–29. Conference on thermoelectricity sponsored by the Naval Research Laboratory, September 1958.
- [16] M. Hashimoto, M. Takeda, H. Sagawa, I. Chiba, and K. Sato. Application of shape memory alloy to robotic actuators. *Journal of robotic systems*, 2(1):3–25, 1985.
- [17] R. Kanno, S. Tadoroko, T. Takomori, and M. Hattori. Linear approximate dynamic model of ICPF (ionic conducting polymer gel film) actuator. In *Proc. of IEEE International Conference on Robotics and Automation*, pages 219–225, 1996.
- [18] M. Kawai, V. Baburaj, K. Kinoshita, and T. Koga. Simulation of multiaxial deformation behavior and specific damping capacity of TiNi shape memory alloy. In *Proc. of International Symposium on Microsystems*, pages 217–220, 1995.
- [19] M. Kohl, D.M. Allen, T.T. Chen, S. Miyazaki, and M. Schwörer. Anisotropy in microdevices produced by micromachining of cold rolled NiTi sheets. *Mater. sci. eng. A Struct. mater. prop. microstruct. proces.*, 270(2):145–150, 1999.
- [20] R. Kornbluh, R. Pelrine, J. Eckerle, and J. Joseph. Electrostrictive polymer artificial muscle actuators. In *Proc. of IEEE International Conference on Robotics and Automation*, pages 2147–2154, 1998.
- [21] D. P; Kostinen and R.E. Marburger. A general equation prescribing the extend of the austenite-martensite transformation in pure iron-carbon alloys and plain carbon steels. In *Acta. Met.*, volume 7, page 59, 1959.
- [22] D. C. Lagoudas and A. Bhattacharyya. Modeling of thin layer extensional thermoelectric SMA actuators. *Int. j. solids struct.*, 35(3-4):331–362, 1998.
- [23] G. Laurent. Développement d'un microrobot nageur utilisant des actionneurs en ICPF. *DEA N°2169, Université de franche-comté*, 1999.
- [24] S. Leclercq and C. LExcellent. A general macroscopic description of the thermomechanical behavior of shape memory alloys. *J. Mech. Phys. Solids*, 44(6):953–980, 1996.
- [25] G. Lim, K. Minami, K. Yamamoto, M. Sugihara, M. Uchiyama, and M. Esashi. Active catheter for medical intracoronary intervention. In *Proc. of international symposium on microsystems, intelligent materials and robots*, pages 91–94, 1995.

- [26] Y. Liu, J. V. Humbeeck, R. Stalmans, and L. Delaey. Some aspects of the properties of NiTi shape memory alloy. *Journal of Alloy and Compounds*, 247(1-2):115–121, 1997.
- [27] C.C. Ma, R. Wang, Q.P. Sun, Y. Zohar, and M. Wong. Frequency response of TiNi shape memory alloy thin film micro-actuator. In *Proc. of MEMS 2000 International Micro Electro Mechanical Systems*, pages 370–374, 2000.
- [28] E. Makino, T. Mitsuya, and T. Shibata. Micromachining of TiNi shape memory thin film for fabrication of micropump. *Sensor and Actuator*, 79(3):251–259, 2000.
- [29] Melcor. *Frigichip Thermoelectric Cooling Devices*. Thermoelectric Handbook, 1995.
- [30] P. Minotti and A. Ferreira. *Les micromachines*. Hermes, 1998.
- [31] S. Miyazaki, Y. Nakamura, S. Nakamura, M. Ataka, and H. Fujita. Micro-machining process for thin film SMA actuators. In *Conference on Emerging Technologies And Factory Automation, IEEE*, volume 2, pages 493–497, New York USA, 1996.
- [32] F. Mongellaz and A. Fillot. Thermoelectric cooler for infrared detectors. In *Proc. of SPIE, Cryogenic Optical Systems and Instruments VI*, pages 156–165, 1994.
- [33] E. Patoor and M. Berveiller. *Les alliages à mémoire de forme*. Hermes, 1990.
- [34] J. Peirs, D. Reynaert, and H. Van Brussel. Scale effect and thermal considerations for micro-actuators. In *Proceedings of IEEE International Conference on Robotics and Automation*, pages 1516–1521, 1998.
- [35] P.L. Potapov. SMA actuator with thermoelectric cooling. *J. of Intelligent Material System and Structures*, A paraître.
- [36] B. Raniecki and C. Lexcellent. Thermodynamics of isotropic pseudoelasticity in shape memory alloys. *Eur. J. Mech., A/Solids*, 17(2):185–205, 1998.
- [37] B. Raniecki, S. Miyazaki, K. Tanaka, L. Dietrich, and C. Lexcellent. Deformation behaviour of TiNi shape memory alloy undergoing R-phase reorientation in torsion-tension (compression) tests. *Arch. Mech.*, 51(6):745–784, 1999.
- [38] O. K. Rediniotis, D. C. Lagoudas, L. J. Garner, and L. N. Wilson. Development of a spined underwater biomimetic vehicle with SMA actuators. In *Proc of SPIE, Smart Structures and Integrated Systems*, pages 642–653, 1999.
- [39] J. Rejzner. *Modélisation des alliages à mémoire de forme soumis à des sollicitations multiaxiales ou à des gradients de contrainte*. Université de Franche-Comté, 2000. Thèse de doctorat N°817.
- [40] M. Rohde and A. Schussler. On the response-time behaviour of laser micromachined NiTi shape memory actuators. *Sensor and actuator, A Phys.*, 61(1-3):463–468, 1997.
- [41] V. Semenyuk, S. Seelecke, J. Stockholm, and A. Musolff. The use of thermoelectric cooling for shape memory wire temperature control. In *Proc. of ECT' 98*, sept 1998.
- [42] M. Tabib-Azar. *Microactuators*. Kluwer Academic Publishers, 1998.
- [43] S. Tadoroko, S. Fuji, M. Fushimi, R. Kanno, T. Kimura, and T. Takomori. Development of a distributed actuation device consisting of soft gel actuator elements.

- In *Proc. of IEEE International Conference on Robotics and Automation*, pages 2155–2160, 1998.
- [44] Werner B. Teutsch. Some considerations of the basic physics of thermoelectric effects. In Paul H. Egli, editor, *Thermoelectricity*, pages 23–29. Conference on thermoelectricity sponsored by the Naval Research Laboratory, September 1958.
- [45] M. A. Thrasher, A. R. Shahin, P. H. Meckl, and D. J. Jones. Thermal cycling of shape memory alloy wires using semiconductor heat pump modules. In *Fisrt European Conf. On Smart Structures and materials*, Glasgow, 1992.
- [46] S. Trigwell, R. D. Hayden, K. F. Nelson, and G. Selvaduray. Effects of surface treatment on the surface chemistry of NiTi alloy for biomedical applications. *Surface and interface analysis*, 26(7):483–489, 1998.
- [47] J.A. Walker, K.J. Gabriel, and M. Mehregany. Thin film processing of TiNi shape memory alloy. *Sensor and Actuator*, 21-23:243–246, 1990.

Résumé

Ce travail de recherche traite des alliages à mémoire de forme (AMF) utilisés en tant qu'actionneurs dans les microrobots et les microsystèmes. Parmi les AMF, l'alliage de nickel-titane (NiTi) est notamment un très bon candidat au micro-actionnement, car il est capable de développer un travail mécanique très important, en comparaison avec d'autres matériaux actifs. Cependant, la température étant sa grandeur de commande, le temps de réponse de l'AMF est grand. De plus, il est difficile de contrôler précisément ses déplacements, car il reste très sensible aux conditions thermiques extérieures. Aussi, ce travail présente une étude thermique détaillée, fondée sur le modèle physique de comportement d'un AMF, des deux principaux moyens de chauffage et de refroidissement du matériau : l'effet Joule et l'effet Peltier. Cette étude a abouti à la réalisation d'un micro-actionneur à effet Peltier intégré (nommé module Ω Peltier). Cet actionneur original a la particularité de rendre l'AMF moins sensible aux variations de la température extérieure et peut donc fonctionner en milieu confiné, ce qui est impossible avec un actionneur à effet Joule. Un simulateur numérique, mis au point dans cette étude, permet de comprendre et de prédire le comportement thermomécanique du module Ω .

Mots-clé : AMF, NiTi, micro-actionneur, microrobotique, flexion, modélisation, thermo-électricité, effet Peltier.

Résumé

This work talks about the shape memory alloys (SMA) used as actuators in microrobots and microsystems. Among the SMA the nickel-titanium alloy (NiTi) is a very good material useful in particular for actuation. It is able to provide a very important mechanical work in comparison with the other active materials. However, considering that the temperature is its control parameter the response time of the SMA is great. Moreover, it is very difficult to control precisely its displacement because the SMA is very sensitive to the thermal external conditions. Therefore, this work contains a thermal study, using the physical model of a SMA, of the two main principle that are efficient for heating and cooling this material : the Joule effect and the Peltier effect. This study has leads to the realization of a micro-actuator that have an integrated Peltier System (named Peltier Ω module). This original actuator has the particularity to be less sensible to the external temperature variations and can work in confined environments witch is impossible with a Joule actuator. A numeric simulator that has been developed in this study, help to understand and to predict the thermomechanical behavior of the Ω module.

Mots-clé : SMA, NiTi, micro-actuator, microrobotic, bending, modelling, thermo-electricity, Peltier effect.

Liste des publications et communications

N. Chaillet, L. Buchaillet, J. Abadie, I. Roch, C. LExcellent. *Micro-actionneurs en Alliages à Mémoire de Forme*. A paraître dans le Traité : Electronique Génie Electrique Microsystèmes, aux éditions Hermes.

J. Abadie, N. Chaillet, C. LExcellent, A. Bourjault. *An SMA actuator controlled by Peltier effect*. A paraître dans : Journal of Advanced Science, 2000.

J. Abadie, N. Chaillet, C. LExcellent, A. Bourjault. *An SMA actuator controlled by Peltier effect*. In Proc. of 3rd Japan-France Seminar on Intelligent Materials and Structures, pp. 163-168, Tokai, Japan, 2000.

J. Abadie, N. Chaillet, C. LExcellent, A. Bourjault. *An integrated shape memory alloy microactuator controled by thermoelectric effect*. In Abst. of Mechanics & Materials in Design 2000. Orlando, Florida, 2000.

J. Abadie, N. Chaillet, C. LExcellent, A. Bourjault. *Thermoelectric control of shape memory alloy microactuator : a thermal model*. In Proc. of SPIE, Smart Structures and Materials. vol. 3667, pp. 326-336, Newport Beach, California, 1999.

J. Abadie, N. Chaillet, C. LExcellent, A. Bourjault. *Commande thermoélectrique d'un microactionneur à alliage à mémoire de forme : modèle thermique*. Deuxièmes Journées du Pôle Microrobotique. Poitiers, France, 1999.

J. Abadie, N. Chaillet, C. LExcellent, A. Bourjault. *Microactionneur AMF commandé par effet Peltier*. Actes de la Semaine Nationale des Nano et Micro Technologies, (session poster), Paris, 1999.

N. Chaillet, H. Benzaoui, J. Abadie, M. Touaibia, A. Bourjault, C. LExcellent. *Shape memory actuators for microrobots*. In Proc. of 2nd International Workshop on Micro Robotics and Systems (IARP), pp. 44-55, Pékin, Chine, 1998.

J. Abadie, J.C. Ravassard, N. Chaillet, P. Le Moal, A. Bourjault. *Trajectory closed loop control of a piezo-electric nanotranslator using a gyroscopic sensor and a SMA actuator*. In Proc. of IEEE-SMC, CESA' 98, Computational engineering in systems applications, pp. 99-104, Nabeul-Hammamet, Tunisia, 1998.

J.C. Ravassard, J. Abadie, J. Duffaud, J.C. Ferniot, P. Le Moal., N. Chaillet, S. Dembele, A. Bourjault. *Realization and control of autonomous microconveyors with piezoelectric actuators*. Preprints of 9th symposium on Information Control in Manufacturing, IFAC-INCOM'98, vol 2, pp. 217-222, Nancy-Metz, 1998.