HAL
open science

Contribution théorique et expérimentale à l'étude d'un système magnétocalorique : application au développement d'un prototype industriel de pompe à chaleur

Alexandre Meunier

▶ **To cite this version:**

Alexandre Meunier. Contribution théorique et expérimentale à l'étude d'un système magnétocalorique : application au développement d'un prototype industriel de pompe à chaleur. Thermique [physics.class-ph]. Université de Franche-Comté, 2016. Français. NNT : 2016BESA2031 . tel-01532205

HAL Id: tel-01532205

https://theses.hal.science/tel-01532205v1

Submitted on 2 Jun 2017

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.

SPIM

Thèse de Doctorat

école doctorale **sciences pour l'ingénieur et microtechniques**

UFC UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

N° | | |

THÈSE présentée par

ALEXANDRE MEUNIER

Pour obtenir le

Grade de Docteur de
l'Université de Franche-Comté

Spécialité : **Energétique**

Contribution théorique et expérimentale à l'étude d'un système magnétocalorique

Application au développement d'un prototype industriel de pompe à chaleur

Soutenance prévue le 28 septembre 2016 devant le Jury composé de :

MICHEL FEIDT	Président de jury	Professeur Emérite de l'Université de Lorraine
YVES BERTIN	Rapporteur	Professeur, ENSMA, Poitiers
DIOGO QUEIROS-CONDE	Rapporteur	Professeur de l'Université Paris Ouest
RAYNAL GLISES	Directeur de thèse	Maître de Conférences HDR à l'UFC, Femto-ST
YANNICK BAILLY	Co-Directeur de thèse	Professeur à l'UFC, Femto-ST
JEAN CLAUDE ROY	Encadrant	Maître de Conférences à l'UFC, Femto-ST
MARC WEYANDT	Invité	Ingénieur, NEXTPAC

REMERCIEMENTS

Voilà la partie la plus agréable à rédiger puisqu'elle marque la fin d'une longue aventure professionnelle et personnelle qui aura été couronnée de succès. Ce mémoire final présentant mon travail de thèse n'aurait pas pu aboutir sans l'aide de plusieurs personnes que je souhaite remercier.

J'aimerais d'abord remercier Michel Feidt, président mon jury de thèse, ainsi que Yves Bertin et Diogo Queiros-Conde, rapporteurs de ce mémoire de thèse, pour leur lecture approfondie de mon manuscrit et leurs remarques pertinentes sur ce travail. La préparation de ma soutenance aura été un moment très stressant mais ce fut un véritable plaisir de pouvoir présenter mes travaux devant vous.

Cette thèse n'aurait pas pu aboutir sans son équipe encadrante. Un grand merci à Raynal Glises, directeur de cette thèse, pour son soutien, ses encouragements et ses conseils qui m'auront souvent permis de tenir le coup. Tu as toujours trouvé un peu de temps parmi toutes tes activités pour être là. Merci aussi à Yannick Bailly, co-directeur de cette thèse, d'être toujours resté à l'écoute lorsque j'avais des questions ou des problèmes et pour ses solutions techniques à base de serre-joints et d'adhésif double-face pour mettre une PR-touch à mes manips. Enfin merci à Jean-Claude Roy et Thierry de Larochelambert, d'avoir toujours été à l'écoute et de m'avoir apporté leurs lumières sur plusieurs notions physiques.

Ce mémoire est aussi le fruit de plusieurs autres aides au sein du laboratoire qui m'ont été indispensables. Ainsi je tiens à remercier Philippe Nika et Philippe Baucour pour tous leurs conseils sur le développement des modèles numériques, ainsi que Kevin pour son aide indispensable en langage Python. Un grand merci à Gigi pour son aide plus que nécessaire pour le développement de mon démonstrateur et pour ses encouragements permanents à des moments où ma motivation était au plus bas. J'ai ainsi pu finir cette thèse deux mois en avance par rapport à ses pronostics. Enfin merci à Serge, David, Jean Elisée, François, Valérie, Flo, Lolo. Vous avez tous contribué à cette réussite, que ce soit par des aides techniques, des conseils, mais aussi par du soutien et des moments agréables passés au labo. Cette thèse, c'est aussi beaucoup de paperasse administrative qui aurait bien pu me rendre complètement névrosé sans l'aide indispensable d'Isabelle. Tu auras tenu le coup malgré les nombres de problèmes administratifs que je t'ai amené, un grand merci pour cela. Bien sûr je me dois de remercier Marc, Yves et Patrick pour avoir initié ce projet avec NexT°PAC et pour m'avoir donné ma chance pour réaliser ce travail de recherche et me permettre aujourd'hui de le continuer avec vous.

Je ne me serais surement pas orienté sur un doctorat sans les professeurs qui m'ont accompagné dans mon parcours estudiantin. Je tiens particulièrement à remercier Julien Ramousse pour m'avoir donné ma chance et le gout de la recherche.

Le doctorat est souvent ponctué de moments difficiles et j'ai pu compter sur moultes amis pour traverser ces moments. Merci à Didier, Arnaud, Nico et Lucie, amis de longue date. Vous avez toujours été là, nous nous sommes assagis avec l'âge mais les moments que l'on passe ensemble sont toujours des plus plaisants. Merci à Kéké, Lucie, Anna, Pacome, Magou, Gaby, Marie-Cé et Gaël de m'avoir supporté à Polytech', c'est toujours un plaisir de vous revoir. Je

n'oublie pas non plus les copains Grenoblois, notamment Billie, Baltouz, Vania, Crapu, Papa, Overflow, Yosh, Gwen toujours prêt à m'accueillir à Grenoble (ou ailleurs) pour m'aérer l'esprit. J'ai aussi eu de belles rencontres durant cette thèse à Belfort, ainsi merci à Positif, Jérem, Rajy, Enia, 'Reg, Heloise, Moalejon, 6pour5 et tous les autres qui m'auront permis de découvrir que Belfort n'est pas si déprimant que cela. Merci surtout à Mowgly, mon colocataire depuis 3 ans qui a tous supporté durant ma thèse et qui a toujours trouvé des solutions à base de jeux-vidéo, bières et copains pour faire passer les mauvais moments. Merci à Chasles (BPF) et Meumeu, une très belle rencontre dijonnaise pleine de bonnes bouffes, pas trop remplie d'intelligence mais toujours à l'origine de très bons moments.

Enfin je ne pourrais être ce que je suis aujourd'hui sans ma famille. Je ne leur dis pas assez mais je leur dois beaucoup depuis 28 ans. Merci maman et papa d'avoir été toujours là et de m'avoir accompagné jusqu'à aujourd'hui. Merci à Raphaël et Clémence, présents aussi depuis 28 ans au travers de jeux, chamailleries, discussions et railleries que seuls peuvent partager des frères et sœur.

Finalement je crois qu'il ne me reste qu'une personne à remercier, la plus belle rencontre durant ma thèse, qui aura supporté mes coups de gueule, les mauvais moments, le stress, mon tempérament et qui est quand même restée auprès de moi, qui m'a détendu, calmé, avec qui j'ai passé de merveilleux moments et avec qui j'espère en passer de nombreux autres, merci ma chérie.

Voilà, ce sont peut-être de longs remerciements, je n'ai pas cité tout le monde, mais le cœur y est. Je finirais en ne remerciant pas la poisse, trop présente à mon gout durant cette thèse au travers de divers problèmes (administratif, incendie, commande, transport…) et que j'espère ne pas revoir par la suite.

TABLE DES MATIERES

REMERCIEMENTS 2

LISTE DES TABLEAUX 6

LISTE DES FIGURES 7

NOMENCLATURE 10

INTRODUCTION 13

1 ETAT DE L'ART SUR LES PHENOMENES MAGNETOCALORIQUES ET LEURS APPLICATIONS..... 17

Introduction 18

1.1/ L'effet magnétocalorique : historique et description du phénomène 19
1.1.1/ Historique 19
1.1.2/ Analyse thermodynamique de l'effet magnétocalorique 21
1.1.3/ Les différents matériaux magnétocaloriques 28

1.2/ Utilisation de l'effet magnétocalorique : machines à cycle inverse 31
1.2.1/ Principe de fonctionnement 31
1.2.2/ Cycle thermodynamique pour les machines à cycle inverse 37
1.2.3/ Efficacité des systèmes magnétocaloriques 44
1.2.4/ Etat de l'art sur les prototypes existants 46

Conclusion 59

2 ETAT DE L'ART SUR L'ETUDE DES ECOULEMENTS OSCILLANTS 60

Introduction 61

2.1/ Caractérisation des écoulements oscillants 61
2.1.1/ Définition générale des écoulements oscillants 61
2.1.2/ Etudes mécaniques et mise en évidence de l'effet annulaire 62
2.1.3/ Définition de paramètres adimensionnels et normalisation de l'équation de quantité de mouvement 69
2.1.4/ Turbulence dans les écoulements oscillants 71

2.2/ Transferts thermiques pour des écoulements oscillants 73
2.2.1/ Mise en équations du problème 73
2.2.2/ Obtention des solutions analytiques 74

Conclusion 85

3 MODELISATION NUMERIQUE DES ECHANGES THERMIQUES AU SEIN D'UN CANAL DU REGENERATEUR MAGNETOCALORIQUE 86

Introduction 87

3.1/ Revue des modèles existants 87

3.2/ Evaluation des efficacités d'un régénérateur 90

3.3/ Développement d'un modèle 1D 91
3.3.1/ Régénérateur étudié 91
3.3.2/ Définition du domaine d'étude 91
3.3.3/ Equation caractéristiques du système 92
3.3.4/ Définition des conditions aux limites 94
3.3.5/ Méthode de résolution 95
3.3.6/ Discrétisation des équations 99
3.3.7/ Résultats et critiques 101

3.4/ Vers un modèle 2D 102
3.4.1/ Définition et discrétisation du domaine 102
3.4.2/ Mise en équations 104
3.4.3/ Résultats et perspectives d'évolution 105

Conclusion et perspectives 110

4 DEMONSTRATEUR MAGNETOCALORIQUE, REALISATION ET RESULTATS EXPERIMENTAUX.. 111

Introduction 112

4.1/ Développement d'un démonstrateur magnétocalorique 112
4.1.1/ Un système magnétique innovant 112
4.1.2/ Développement d'un circuit fluidique 116
4.1.3/ Développement d'un système de contrôle et de mesure 120

4.2/ Résultats et analyses des mesures 122
4.2.1/ Résultats des mesures des thermocouples 122
4.2.2/ Résultats et analyse des mesures de la caméra thermique 123

Conclusion 134

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES 135

BIBLIOGRAPHIE 137

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1 : Tableau de synthèse des caractéristiques magnétocaloriques de certains matériaux 30
Tableau 1.2 : Caractéristiques du prototype de Brown [33][34] 47
Tableau 1.3 : Caractéristiques du prototype de Steyert [36][37] 48
Tableau 1.4 : Caractéristiques du prototype de Kirol et Dacus [38] 49
Tableau 1.5 : Caractéristiques du prototype de Green et al [39] 50
Tableau 1.6 : Caractéristiques du prototype de Zimm et al [40] 52
Tableau 1.7 : Caractéristiques du prototype de Zimm et al [41] 53
Tableau 1.8 : Caractéristiques du prototype de Rowe et al [43] 54
Tableau 1.9 : Caractéristiques du prototype d'Okamura et al [44] 55
Tableau 1.10 : Caractéristiques du prototype Zimm et al [45] 56
Tableau 1.11 : Caractéristiques du prototype l'université du Danemark [47] 58
Tableau 3.1 : Caractéristiques physiques et géométriques du matériau et du fluide utilisés pour le modèle 101
Tableau 3.2 : Caractéristiques thermiques et magnétiques du modèle 101
Tableau 3.3 : Caractéristiques thermiques de fonctionnement du modèle 2D 105
Tableau 4.1 : Evaluation de la puissance thermique générée dans le matériau 125
Tableau 4.2 : Critères de validation des corrélations 126
Tableau 4.3 : Caractéristiques du matériau et du fluide de l'étude 127
Tableau 4.4 : Coefficients d'échange obtenus sans écoulement de fluide 130
Tableau 4.5 : Caractéristiques du matériau permettant d'évaluer le temps de diffusion 133

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 :Comparaison des performances thermodynamiques de différentes technologies de réfrigération[1] 18
Figure 1.2 :Moteur thermomagnétique de N.Tesla [3] 19
Figure 1.3 : Schémas de principe de l'effet magnétocalorique : orientation et désorientation des moments magnétiques 21
Figure 1.4 : Diagramme représentant une aimantation adiabatique (ΔT_{ad} (K)) et une aimantation isotherme (ΔS_{isoT} ($J.K^{-1}$)) avec H1 et H2 deux isochamps 22
Figure 1.5 : Evolution de l'entropie du gadolinium en fonction de la température dans le modèle de WDS [22] 27
Figure 1.6 : Evolution de la capacité calorique du gadolinium en fonction de la température dans le modèle de WDS[22] 27
Figure 1.7 : Variation d'entropie et de la température adiabatique dans le gadolinium caractérisant l'EMC pour un champ de 1 Tesla [22] 28
Figure 1.8 : Evolution de l'aimantation et de la variation d'entropie dans le matériau en fonction de la température [1] 29
Figure 1.9 : Principe d'une pompe à chaleur magnétocalorique 32
Figure 1.10 : Evolution de la température du matériau au cours d'un cycle avec 1 : aimantation, 2 :cède de la chaleur au fluide, 3 :désaimantation, 4 :capte de la chaleur du fluide 33
Figure 1.11 : Analogie entre un cycle magnétique et un cycle thermodynamique classique 33
Figure 1.12 : Mouvement linéaire du matériau magnétocalorique par rapport à la source d'aimantation 34
Figure 1.13 : Mouvement rotatif du matériau magnétocalorique par rapport à la source d'alimentation 34
Figure 1.14 : Système à double circuit hydraulique utilisé par Sarlah et al : (1) aimants, (2) rotor partie chaude, (3) rotor partie froide, (4) axe de rotation, (5) ensemble fourreau/flasque, (6) fluide chaud, (7) fluide froid, (8) espace entre le fourreau et le rotor[25] 35
Figure 1.15 : Système à circuit oscillant 36
Figure 1.16 : Système à circulation alternée utilisé par CoolTech Application [26] 36
Figure 1.17 : Représentation du cycle d'Ericsson 37
Figure 1.18 : Représentation du cycle de Stirling 38
Figure 1.19 : Représentation du cycle de Brayton 39
Figure 1.20 : Représentation d'une série de cycles en cascade avec différents matériaux optimisés pour les points de fonctionnement 39
Figure 1.21 : Profil de température le long du régénérateur à l'état initial 40
Figure 1.22 : Profil de température le long du régénérateur après la première aimantation adiabatique 41
Figure 1.23 : Profil de température le long du régénérateur après refroidissement isochamp . 41
Figure 1.24 : Profil de température du régénérateur après désaimantation adiabatique 42
Figure 1.25 : Profil de température du régénérateur après réchauffement isochamp 42
Figure 1.26 : Evolution de la température dans un matériau magnétocalorique lors d'un cycle AMR 43
Figure 1.27 : Représentation des cycles présents dans le matériau lors d'un cycle AMR 44
Figure 1.28 : Représentation des flux et travaux dans un cycle 45
Figure 1.29 : Schéma du prototype de Brown [33][34] 47
Figure 1.30 : Schéma du prototype de Steyert [36] [37] 48
Figure 1.31 : Schéma du prototype de Kirol et Dacus [38] 49
Figure 1.32 : Schéma du prototype de Green et al [39] 50
Figure 1.33 : Photo et schéma du prototype de Zimm et al [40] 51
Figure 1.34 : Schéma et photo du prototype de Zimm et al [41] 53

Figure 1.35 : Schéma et résultats de l'écart de température en fonction de la puissance thermique du prototype de Rowe et al [43] 54
Figure 1.36 : Photo et schéma du prototype d'Okamura et al [44] 55
Figure 1.37 : Puissance de refroidissement et performance du système en fonction de l'écart de température [44] 55
Figure 1.38 : Photo et schéma du prototype de Zimm et al [45] 56
Figure 1.39 : Schémas de la structure magnétique et mesure du champ induit dans l'entrefer [46] 57
Figure 1.40 : Photos des « cassettes » contenant le matériau magnétocalorique et des sphères de gadolinium [47] 57
Figure 1.41 : Photo et schéma du prototype de l'université du Danemark [47] 58
Figure 2.1 : Système de Richardson et Tyler pour étudier les écoulements oscillants [48] 62
Figure 2.2 : Mesures de vitesse du fluide en fonction de la distance par rapport à la paroi pour différentes fréquences n [48] 62
Figure 2.3 : Evolution de la pression et du débit au cours du temps dans une artère [51] 63
Figure 2.4 : Evolution du profil de vitesse dans un tube en fonction du nombre de *Womersley* α 66
Figure 2.5 : Représentation du profil de vitesse d'un écoulement oscillant entre deux plaques 67
Figure 2.6 : Représentation des forces agissant sur le fluide 68
Figure 2.7 : Evolution des forces en fonction du nombre de *Womersley* 69
Figure 2.8 : Bouchon de turbulence à l'entrée d'un tube 72
Figure 2.9 : Comparaison des régimes d'écoulement pour un écoulement permanent et un écoulement oscillant 72
Figure 2.10 : Banc expérimental de Kurzweg [64] 77
Figure 2.11 : Evolution de la fonction F en fonction du nombre de *Prandtl* de σ et de μ [64] 78
Figure 2.12 : Ecoulement oscillant entre des plaques étudié par *Kurzweg* [64] 79
Figure 2.13 : Evolution de $Ke\omega\Delta x2$ en fonction de α et de Pr [64] 80
Figure 3.1 : Résultats du modèle de Allab [77] 88
Figure 3.2 : Régénérateur magnétocalorique 91
Figure 3.3 : Géométrie du canal étudié 91
Figure 3.4 : Conditions aux limites appliquées 94
Figure 3.5 : Exemple de maillage de la discrétisation 95
Figure 3.6 : Principe de la méthode d'Euler (Schéma explicite) 97
Figure 3.7 : Diagramme de progression d'un algorithme selon les trois schémas de calcul 98
Figure 3.8 : Evolution de la température du matériau avec un coefficient d'échange h constant pour un champ de 1 T et une fréquence de 0.5 Hz 102
Figure 3.9 : Exemple du profil des vitesses obtenu pour un nombre de *Womersley* α=4 103
Figure 3.10 : Discrétisation en 2 dimensions utilisée dans le modèle 103
Figure 3.11 : Evolution simulée de la température de paroi à 0.5Hz 105
Figure 3.12 : Détail de l'évolution simulée de la température de paroi à 0.5 Hz 106
Figure 3.13 : Evolution simulée de la température de paroi à 4 Hz 106
Figure 3.14 : Détail de l'évolution simulée de la température de paroi à 4 Hz 107
Figure 3.15 : Evolution simulée de la température de la surface de mesure à 0.5 Hz 108
Figure 3.16 : Evolution simulée de la température de surface de mesure du démonstrateur à 4 Hz 108
Figure 3.17 : Evolution du profil de la température sur une section à 4 Hz 109
Figure 4.1 : Aimantation dans l'entrefer durant 2 cycles 113
Figure 4.2 : Circuit magnétique 114
Figure 4.3 : Champ magnétique voulu dans l'entrefer 114
Figure 4.4 : Lignes de champ magnétique pour un champ nul et maximal (1T) dans l'entrefer 115
Figure 4.5 : Système de variation magnétique 115
Figure 4.6 : Champ magnétique mesuré dans l'entrefer au cours d'un cycle 116

Figure 4.7 : Evolution de la largeur du canal nécessaire pour l'apparition de l'effet annulaire en fonction de la fréquence **117**
Figure 4.8 : Boitier test contenant le canal **118**
Figure 4.9 : Détail de la composition du boitier test **119**
Figure 4.10 : Détail du dépôt de colle ..... Erreur ! Signet non défini.
Figure 4.11 : Schéma fluide du démonstrateur **120**
Figure 4.12 : Graphe de contrôle des électrovannes en fonction de l'amplitude du champ magnétique sur deux cycles complets d'aimantation/désaimantation **121**
Figure 4.13 : Implantation de thermocouples sur le boitier **122**
Figure 4.14 : Zones de mesure **122**
Figure 4.15 : Signal obtenu des thermocouples pour une fréquence de 4 Hz **123**
Figure 4.16 : Evolution typique de la température du matériau lors de l'application d'un échelon d'aimantation **124**
Figure 4.17 : Evolution de la différence de température d'aimantation en fonction de la température initiale **124**
Figure 4.18 : Evolution de la température du matériau au cours du temps **125**
Figure 4.19 : Evaluation de la courbe théorique de la température **127**
Figure 4.20 : Evolution de nombre de *Nusselt* par rapport au nombre de Reynolds **128**
Figure 4.21 : Evolution de la température des deux extrémités du matériau pour une fréquence de 0.5 Hz avec un débit de 2 L/h **131**
Figure 4.22 : Evolution de la température des deux extrémités du matériau pour une fréquence de 4 Hz et une vitesse d'écoulement de 0.32 m.s^{-1} **132**

NOMENCLATURE

Principales notations

Symbole	Grandeur	Unité
Ad	Amplitude relative de déplacement	-
B	Induction magnétique	T
C_p	Chaleur spécifique massique	$J.K^{-1}.kg^{-1}$
D_c	Diamètre d'un canal	m
D_h	Diamètre hydraulique	m
e	Epaisseur	m
ΔT_{ad}	Variation de température adiabatique	K
Δt	Pas temporel	s
Δx, Δy, Δz	Pas spatial	m
f	Fréquence	Hz
G	Enthalpie libre	J
g	Enthalpie libre massique	$J.kg^{-1}$
H	Champ magnétique	$A.m^{-1}$
h	Coefficient de convection	$W.m^{-2}.K^{-1}$
J_p	Fonction de Bessel à l'ordre p	-
Lc	Longueur caractéristique	m
M	Aimantation	$A.m^{-1}$
$\dot{m}$	Débit massique	$kg.s^{-1}$
m	Masse	kg
$\dot{P}$	Production de chaleur	W
Pr	Nombre de *Prandtl*	-
p	Pression	Pa
Q	Chaleur	J
R	Rayon	m
Re	Nombre de *Reynolds*	-
Reω	Fréquence adimensionnelle	-
S	Entropie	$J.K^{-1}$
s	Entropie massique	$J.K^{-1}.kg^{-1}$
S_{ech}	Surface d'échange	m²
t	Temps	s
T	Température	K
T_C	Température de *Curie*	K
u	Energie interne massique	$J.kg^{-1}$
U	Energie interne	J
V	Volume	m^3
V_d	Volume déplacé	m^3
v	Vitesse	$m.s^{-1}$
W	Travail	J

Caractères grecs

Symbole	Grandeur	Unité
α	Nombre de *Womersley*	
μ_0	Perméabilité magnétique du vide	$H.m^{-1}$
η	Viscosité dynamique	Pa.s
ν	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
κ	Diffusivité thermique	$m^2.s^{-1}$
λ	Conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
ρ	Masse volumique	$Kg.m^{-3}$
ω	Vitesse angulaire	$Rad.s^{-1}$

Indices

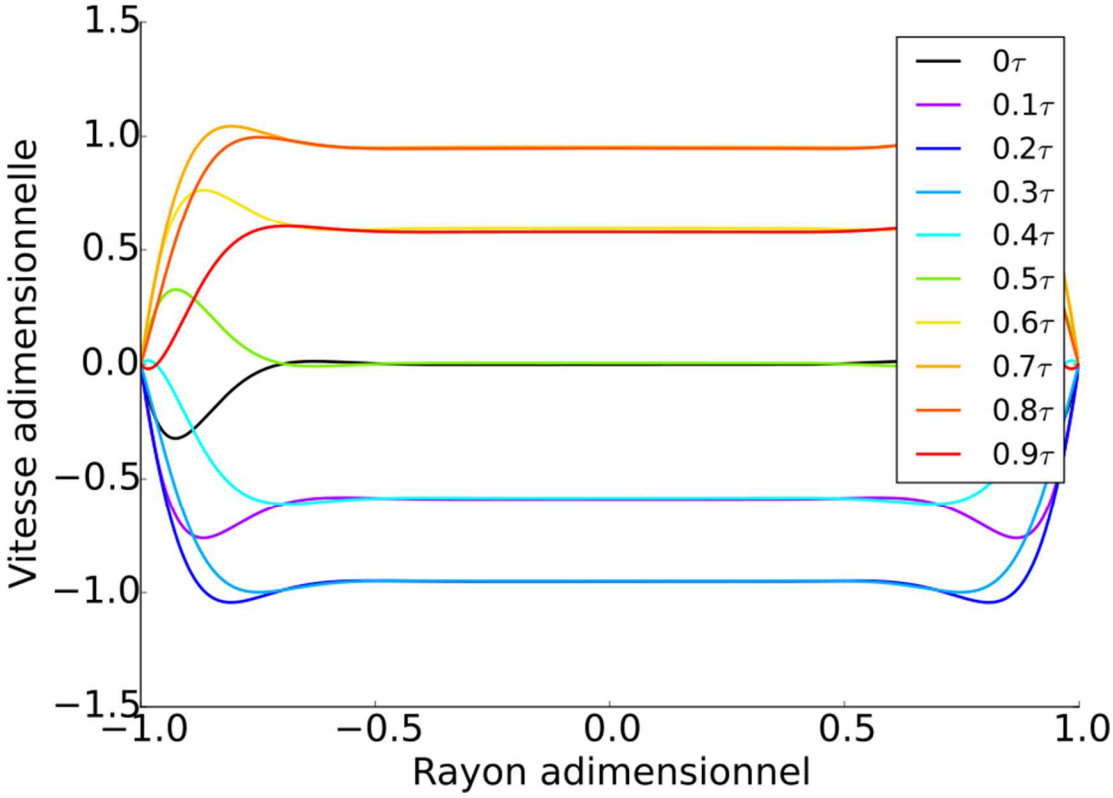
Symbole	Grandeur	Unité
0	Valeur de référence	
c	Référence au canal	
f	Référence au fluide	
max	Valeur maximale	
min	Valeur minimale	
moy	Valeur moyenne	
mag	Reference au travail magnétique	
p	Reference au travail de pression	
s	Référence au solide	
x, y (ou r), z	Composante suivant un repéré cartésien (ou polaire)	

Opérateurs

Symbole	Signification	
$\Re$	Partie réelle d'un complexe	
$\Im$	Partie imaginaire d'un complexe	
$\langle \quad \rangle$	Moyenne sur la section de passage	
$\cdot$	Produit scalaire	
$\vec{\nabla}$	Operateur nabla	

Légende des profils de vitesse du chapitre 2

La légende des couleurs des profils de vitesse présentées dans le chapitre 2 est la suivante, τ représente la période d'un cycle.



Légende des couleurs des profils de vitesse

INTRODUCTION

La prise de conscience mondiale du réchauffement climatique, de la raréfaction des ressources énergétiques fossiles et de la dégradation de l'environnement a eu pour conséquences la considération de la production et de la maitrise de l'énergie comme un enjeu prioritaire de ce début de millénaire. Cette prise de conscience est le résultat de plusieurs conférences, études et évènements sur le climat et l'impact humain sur le climat. En 1972, la Conférence des Nations Unies sur l'environnement humain (CNUEH) à Stockholm a placé pour la première fois le problème de l'écologie comme préoccupation internationale, et adopta le premier plan de lutte contre la pollution. Un peu plus tard, en 1979, la première conférence mondiale sur le climat à Genève lança un programme mondial de recherche climatologique. La première prise de conscience de l'impact de l'activité anthropique sur l'environnement vient des études menées au milieu des années 80 sur la couche d'ozone et sa destruction due à l'utilisation des chlorofluorocarbures (CFC) notamment dans l'industrie du froid. Cette étude a abouti à la signature du protocole de Montréal en 1985 interdisant l'utilisation des CFC. Ce protocole ayant été amendé plusieurs fois par la suite, la liste des produits interdits s'est considérablement rallongée depuis 1985 avec en particulier l'ajout en 1992 des successeurs des CFC, les hydrochlorofluocarbure (HCFC).

Il a réellement fallu attendre 1988 avec la création du GIEC (Groupe intergouvernemental d'experts sur l'évolution du climat) et son rapport de 1990 évoquant pour la première fois de manière officielle l'impact humain sur le changement climatique dans son ensemble. La reconnaissance internationale de l'impact humain sur le changement climatique ne fut effective qu'en 1992 durant le Sommet de la Terre de Rio, au cours duquel a été adoptée la Convention-Cadre des Nations-Unies sur les changements climatiques qui a abouti à la création à partir de 1995 d'un rassemblement annuel des signataires de cette convention, la conférence des parties (COP). L'objectif officiel de ces conférences est d'analyser les avancées de la convention prévues pour lutter contre le changement climatique. Elles ont permis notamment d'aboutir en 1997 au protocole de Kyoto, accord qui visait à réduire les émissions de gaz à effet de serre de 5% entre 2008 et 2012 par rapport au niveau de 1990. Elle vise notamment les hydrofluocarbures (HFC), remplaçant des CFC et HCFC car ils ne dégradent pas directement la couche d'ozone mais restent un gaz à effet de serre extrêmement puissant (14000 plus puissant que le CO_2 en moyenne). Aujourd'hui, la réduction de l'utilisation des HCF est devenue une priorité afin de pouvoir espérer tenir les engagements réalisés lors de la COP 21 à Paris visant à stabiliser le réchauffement climatique et limiter l'augmentation de la température terrestre globale. Les HFC commencent déjà à être bannis progressivement sur le marché européen depuis 2015.

Toutes ces conventions issues des différentes conférences depuis presque 50 ans ont eu un énorme impact dans le domaine de l'industrie et du transport, principaux émetteurs de gaz à effet de serre, mais aussi dans tous les autres domaines consommateurs d'énergie (habitat, tertiaire…). Il est devenu évident que l'émission de gaz à effet de serre est directement reliée à la consommation d'énergie. Ainsi, la diminution de la consommation d'énergie est devenue une priorité par le biais d'une recherche de sobriété énergétique, mais aussi par l'amélioration des efficacités énergétiques des différents systèmes utilisés. Ces conventions exigeant la

suppression de certains gaz utilisés de nos jours imposent la recherche de nouvelles solutions pour les systèmes utilisant ces gaz. L'une des premières solutions est de continuer le processus de recherche de nouveaux gaz utilisables comme fluide caloporteur ayant un impact sur le réchauffement climatique moindre et permettant de conserver la technologie actuelle. De nombreuses études sont menées sur le dioxyde de carbone (CO_2), l'ammoniac ou encore des hydrocarbures. Mais ces études montrent, en plus des contraintes environnementales de certains produits, les limites de la technologie de transfert de chaleur d'une source froide vers une source chaude par compression. Ainsi, la recherche s'oriente aussi vers une deuxième solution innovante d'une technologie de rupture pour le transfert de chaleur. Ces solutions cherchent à utiliser d'autres techniques que la compression d'un gaz pour permettre le transfert de chaleur. Ainsi différents systèmes ont été développés, basés sur des principes thermo acoustiques, thermo électriques, magnétocaloriques, éléctrocalorique, ou encore très récemment barocaloriques.

Pour répondre à ce besoin d'innovation dans le domaine de l'énergie et du transfert de chaleur des machines réceptrices, l'entreprise NexT°PAC développe maintenant depuis quelques années et prévoit d'industrialiser un système de production de chaleur du type pompe à chaleur (PAC) basé sur l'effet magnétocalorique. Le principe est de remplacer dans le cycle des pompes à chaleur thermodynamiques les étapes de compression et détente du fluide caloporteur par des étapes d'aimantation et désaimantation d'un matériau magnétocalorique. Ce matériau échange alors entre ces deux étapes avec un fluide caloporteur qui permet uniquement le transport de chaleur entre les sources (froide et chaude) et lui-même. Celui-ci permet alors le transfert de chaleur global de la source froide vers la source chaude de la machine. Le plus grand atout de cette technologie est que le fluide caloporteur utilisé peut être un liquide comme de l'eau, supprimant ainsi l'utilisation de gaz à effet de serre dans un tel système. Cette technologie est déjà utilisée dans le domaine de la cryogénie et de la liquéfaction de gaz afin d'atteindre des températures extrêmement basses (proche de 0 K). Depuis plusieurs années, cette technologie est envisagée pour les applications de réfrigération à température ambiante, dans le but de remplacer les systèmes de climatisation actuels, fonctionnant sur le même principe de compression/détente que les pompes à chaleur. Plusieurs entreprises ont déjà développées des prototypes fonctionnels. L'entreprise NexT°PAC a fait le choix de vouloir adapter cette technologie pour la production de chaleur. Le travail de cette thèse s'oriente autour de l'étude thermique et fluidique d'un prototype afin d'en évaluer sa faisabilité et d'estimer ses performances énergétiques. Cette thèse s'est déroulée dans le cadre d'un partenariat entre l'entreprise NexT°PAC qui a développé le premier prototype et l'équipe THERMIE du département Energie de l'institut Femto-ST (UMR 6174).

Initialement articulé en cinq chapitres pour les membres du jury, ce manuscrit final est composé de quatre chapitres. Le cinquième n'y apparait pas pour des raisons de confidentialité.

Le premier chapitre introduit l'effet magnétocalorique. Il présente l'historique exhaustif de sa découverte et montre l'analyse thermodynamique qui en a découlé avec ses nombreux champs d'application possibles. Il présente ainsi ses principes d'utilisation dans un système de transfert de chaleur. Plusieurs prototypes magnétocaloriques à température ambiante développés ces dernières décennies sont détaillés.

Le second chapitre s'attache quant à lui à présenter les principes des écoulements oscillants qui sont utilisés et développés dans le cadre des nombreux prototypes. Il précise en particulier ce qui les définit et donne les principes d'une étude analytique détaillée mettant en évidence des phénomènes physiques propres à ces écoulements pouvant potentiellement favoriser les échanges thermiques.

Le troisième chapitre expose le travail réalisé pour le développement de modèles numériques simulant les échanges thermiques au sein d'un canal de régénérateur au cours d'un cycle. Cette partie présente d'abord un modèle monodimensionnel, permettant d'obtenir des résultats rapidement exploitables si l'on dispose d'assez de données sur l'écoulement du fluide impactant les échanges thermiques et des matériaux utilisés. Un deuxième modèle 2D plus complet a ensuite été développé permettant de détailler les transferts thermiques en écoulement oscillant et d'obtenir des données nécessaires pour le premier modèle.

Le quatrième chapitre concerne le développement d'un banc expérimental conçu durant cette thèse et présente les nombreux paramètres expérimentaux nécessaires à la caractérisation des écoulements oscillants. En effet, l'objectif final de ce démonstrateur est de particulariser et quantifier les transferts thermiques entre un matériau magnétocalorique et un fluide caloporteur en écoulement oscillant. De plus ce banc permet d'accéder aux transferts thermiques globaux entre les sources chaude et froide par le biais d'un régénérateur magnétocalorique et de pouvoir estimer l'efficacité énergétique d'un tel système.

Enfin, le cinquième chapitre confidentiel n'est pas présenté dans la version finale et publique du manuscrit de cette thèse. Il portait sur l'étude du prototype de pompe à chaleur magnétocalorique développé par NexT°PAC et décrivait en particulier toutes les évolutions prescrites pour la version pré finale et pré industrialisable de la PAC en cours de développement. Seuls les membres du jury astreints à la confidentialité y ont accès dans cette version provisoire.

1 ETAT DE L'ART SUR LES PHENOMENES MAGNETOCALORIQUES ET LEURS APPLICATIONS

INTRODUCTION

L'effet magnétocalorique est un phénomène physique ayant un fort potentiel pour créer des technologies de rupture dans le domaine des transferts de chaleur (refroidissement ou chauffage). L'utilisation de cet effet présente plusieurs avantages :

- une efficacité thermodynamique plus importante que les autres systèmes comme le montre la figure 1.1 pour la réfrigération par exemple

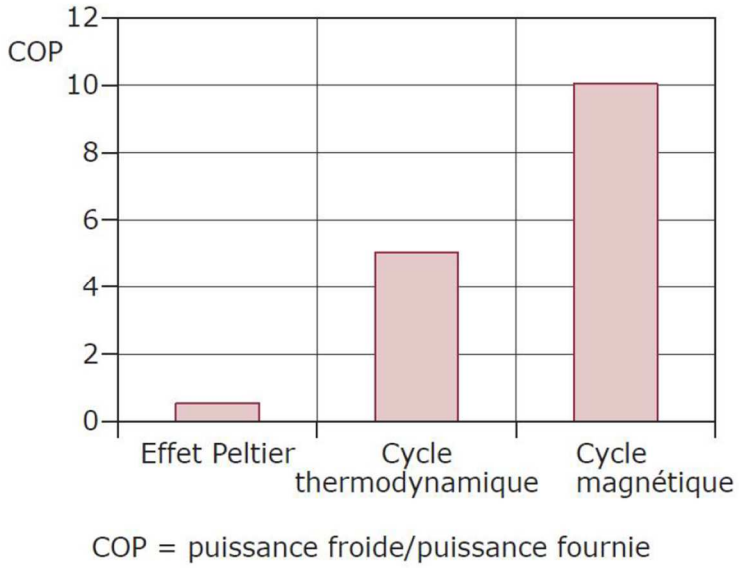


Figure 1.1 : Comparaison des performances thermodynamiques de différentes technologies de réfrigération[1]

- Un encombrement plus faible, la densité de chaleur absorbée par les matériaux magnétocaloriques solides est beaucoup plus élevée que celle des fluides caloporteurs gazeux habituels (d'un facteur de 100)

- L'utilisation de fluide caloporteur liquide à la place des fluides habituels gazeux, qui sont souvent des gaz à effet de serre, permet de réduire significativement l'impact environnemental.

- Une réduction du bruit et des vibrations dues à l'absence de compresseur dans les systèmes utilisant l'effet magnétocalorique

Comme nous allons le voir dans ce chapitre, cet effet est connu depuis plus d'un siècle, et son utilisation a d'abord été orientée sur les domaines spécifiques que sont la cryogénie et la liquéfaction de gaz. Aujourd'hui, plusieurs laboratoires et entreprises cherchent à utiliser cet effet pour le domaine de la réfrigération et de la climatisation, c'est-à-dire autour de la température ambiante. Encore peu de recherches sont orientées sur l'utilisation de cet effet dans des systèmes de production de chaleur, mais s'il est tout à fait envisageable de créer un système magnétocalorique pouvant remplacer un réfrigérateur, il est possible d'envisager un système pouvant remplacer les pompes à chaleur actuelles.

1.1/ L'EFFET MAGNETOCALORIQUE : HISTORIQUE ET DESCRIPTION DU PHENOMENE

1.1.1/ HISTORIQUE

La découverte

L'effet magnétocalorique (EMC) a été découvert il y a plus d'un siècle lors du fourmillement d'idées lié à l'explosion industrielle, mais son application effective à température ambiante n'a pas plus d'un quart de siècle. Ce phénomène fut observé pour la première fois par Warburg en 1881 dans le fer [2]. Des systèmes de conversion d'énergie seront alors développés plus tard par Tesla [3] puis par Edison [4] utilisant cet effet avec des matériaux dont l'aimantation possède une forte dépendance à la température.

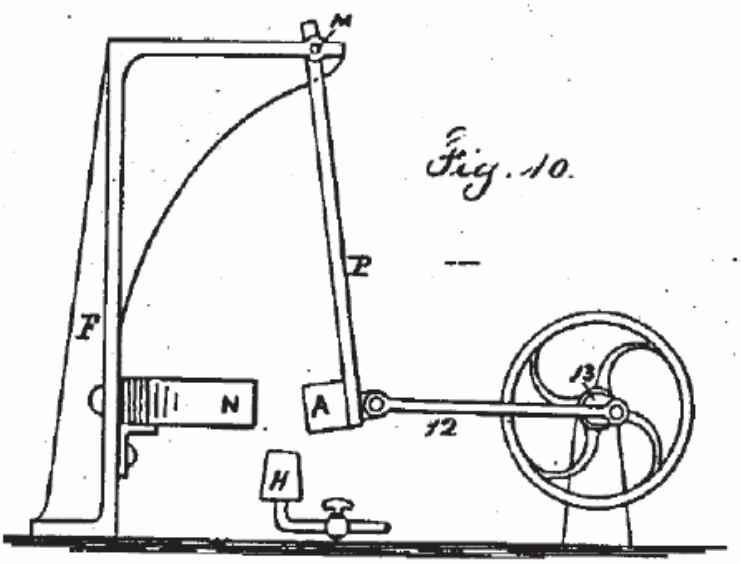


Figure 1.2 : Moteur thermomagnétique de N.Tesla [3]

Il faudra attendre 1905 pour que Paul Langevin démontre pour la première fois que la variation de l'aimantation d'une substance magnétique induisait un changement réversible de sa température [5].

En 1918, Auguste Piccard et son directeur de thèse Pierre Weiss avancent la première interprétation théorique de ce phénomène [6]. Ils observent dans le nickel un échauffement et un refroidissement au voisinage de sa température de Curie, température limite au-delà de laquelle un matériau ferromagnétique devient paramagnétique. Ils lui donnèrent le nom d'effet magnétocalorique.

Vers des températures de plus en plus basses

Debye [7] et Giauque [8] proposeront dans les années vingt d'utiliser l'effet magnétocalorique afin d'atteindre des températures très basses, proches du zéro absolu (0 K) grâce à un sel paramagnétique. Cette application est appelée désaimantation adiabatique. Il faudra cependant attendre 1933 pour que cette théorie puisse être validée expérimentalement

par Giauque et MacDougall [9] qui réussirent la première désaimantation adiabatique avec du sulfate de gadolinium en obtenant la température de 0,5 K sous un champ magnétique de 0,8 T. Ils seront nobélisés pour leurs travaux en 1949 et ouvriront la voie à la recherche de nouveaux systèmes pour atteindre des températures de plus en plus basses.

Les recherches de Haas *et al* [10] sur la désaimantation adiabatique de différents matériaux comme le fluorure de cérium (CeF_3), de l'éthylsulfate de dysprosium ($Dy(C_2H_5SO_4)_3$) et de l'éthylsulfate de cérium ($Ce(C_2H_5SO_4)_3$) leur permettent d'obtenir une température de 0,08 K avec l'éthylsulfate de cérium pour un champ de 2,76 Tesla en 1934. De leur côté, la même année, Kürti et Simon [11] obtiennent une température de 0,1 K avec du sulfate d'ammonium et manganèse ($MnSO_4(NH_4)_2SO_4$) sous un champ de 0,6 Tesla.

Heer et Daunt [12] proposeront de mettre en place des prototypes utilisant l'EMC dans un cycle de réfrigération. Leur premier prototype réalisé en 1953 [13] permettra de maintenir un réservoir à une température de 0,3 K en utilisant la désaimantation d'alun de chrome ($KCr(SO_4)_2$) avec une puissance de 17 µW. Leur deuxième prototype [14] utilisera de l'alun de fer et permettra de maintenir une température de 0,26 K pour une puissance de 7 µW.

En 1951, Darby *et al* [15] mettent en place un système de réfrigération magnétique utilisant des matériaux avec des températures de Curie différentes afin de créer une réfrigération à deux étages. Ils utiliseront un composé d'alun de fer dans le premier étage et un mélange d'alun d'aluminium et d'alun de chrome dans le second étage. Ce système leur permettra d'atteindre une température de 3 mK avec un champ de 0,42 Tesla. Les systèmes multi-étagés se multiplieront par la suite et permettront d'atteindre des températures extrêmes (jusqu'à 10^{-8} K) favorisant les études des propriétés physiques des matériaux à proximité du zéro absolu et permettant ainsi la conception de systèmes fonctionnant à très faible température.

Une application à température ambiante

En 1966, van Geuns [16] suggère d'utiliser l'effet magnétocalorique à des températures supérieures à 1 K avec des écarts de température plus importants en utilisant un cycle de régénération passive. Pour cela, il utilise de l'hélium comme fluide caloporteur et comme régénérateur thermique. Ceci permettra de produire de l'hélium superfluide lorsque le réfrigérateur fonctionne entre 1 K et 20 K ou de l'hydrogène liquide pour des températures de fonctionnement comprises entre 20 K et 70 K.

Ce système sera aussi utilisé pour le refroidissement des aimants supraconducteurs. Pratt et al [17] testeront plusieurs matériaux dans ce but et obtiendront les meilleurs résultats avec le sulfate de gadolinium, matériau permettant de faire fonctionner leur système entre 2,1 K et 4 K et d'obtenir une puissance froide de 0,2 W.

Brown proposera en 1976 la première pompe à chaleur magnétique fonctionnant à température ambiante avec laquelle il réalisera un écart de température proche des 50°C [18]. Depuis, l'effet magnétocalorique est reconnu comme un phénomène intéressant pouvant être utilisé dans la réfrigération à température ambiante mais aussi comme technique de chauffage (fonctionnement en pompe à chaleur), et pourrait concurrencer les systèmes conventionnels actuels. De nombreux prototypes ont été réalisés montrant le potentiel de ce phénomène dans une utilisation à température ambiante. Ils sont détaillés dans la suite de ce document.

1.1.2/ ANALYSE THERMODYNAMIQUE DE L'EFFET MAGNETOCALORIQUE

Définition et vulgarisation de l'EMC

La compréhension de l'effet magnétocalorique dans un matériau est loin d'être triviale. C'est une propriété intrinsèque des matériaux paramagnétiques et ferromagnétiques qui se caractérise par l'élévation de leur température lorsqu'ils sont soumis à une élévation de champ magnétique. En première approche, celui-ci peut être expliqué simplement en faisant l'analogie avec les transformations thermodynamiques adiabatiques de compression et de détente d'un gaz. Lors de la compression adiabatique d'un gaz, le milieu extérieur lui fournit un travail des forces de pression, la température du gaz augmente alors. Inversement, lors de la détente adiabatique, le gaz fournit un travail des forces de pression au milieu extérieur, la température de celui-ci diminue alors. Lors de l'aimantation d'un matériau magnétocalorique, le champ magnétique fournit un travail magnétique au matériau, la température interne du matériau augmente alors que réciproquement la désaimantation induit une diminution de la température interne du matériau.

A l'échelle microscopique, le matériau peut être modélisé par un ensemble de dipôles magnétiques indépendants les uns des autres. Ainsi en l'absence de champ magnétique appliqué, le matériau possède un « désordre magnétique », c'est-à-dire que les moments magnétiques sont orientés de manière aléatoire sans lien entre eux. A l'échelle macroscopique, le matériau est paramagnétique et ne possède pas d'aimantation spontanée. Il possède alors une entropie magnétique élevée. L'application d'un champ magnétique suffisamment important permet d'aligner les dipôles magnétiques par rapport à ce champ (figure1.2) et ainsi de diminuer le « désordre magnétique » au sein du matériau et donc l'entropie magnétique (figure1.3). Dans le cas d'un système adiabatique, l'entropie globale du matériau ne peut pas diminuer, cette diminution d'entropie magnétique du matériau s'accompagne d'une augmentation d'entropie de réseau qui se présente sous la forme de l'agitation des atomes au sein du réseau et donc d'une augmentation de la température du matériau.

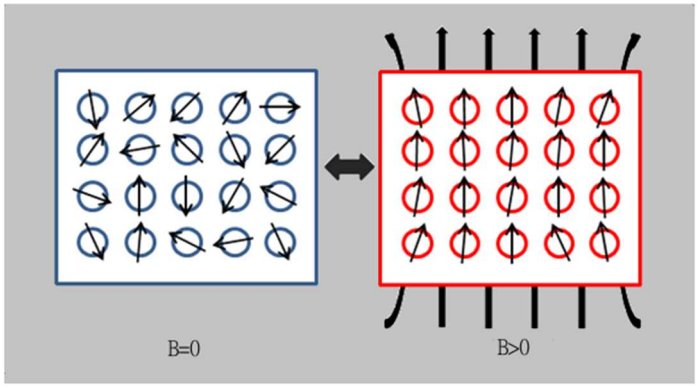


Figure 1.3 : Schéma de principe de l'effet magnétocalorique : orientation et désorientation des moments magnétiques

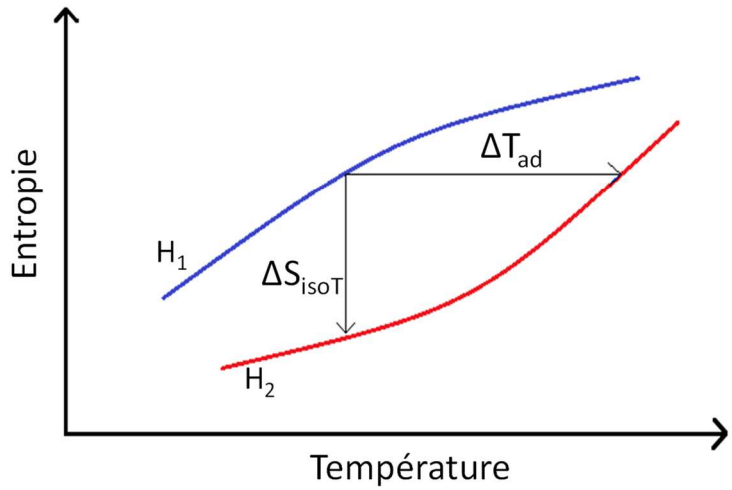


Figure 1.4 : Diagramme représentant une aimantation adiabatique (ΔT_{ad} (K)) et une aimantation isotherme (ΔS_{isoT} ($J.K^{-1}$)) avec H1 et H2 deux isochamp

Analyse thermodynamique de l'EMC

La description du comportement thermodynamique d'un matériau magnétocalorique passe par l'utilisation de variables d'état. On utilise deux types de variable dont le choix est finalement multiple selon l'évolution considérée :

- les variables extensives sont dépendantes de la taille du système étudié. Dans le cas de matériau magnétocalorique, ces variables sont généralement l'énergie interne *U*, le volume du système *V* et l'entropie *S*. L'énergie interne *U* permet de caractériser l'énergie d'un système fermé tandis que l'entropie *S* est représentative du désordre régnant dans le système. Le désordre quant à lui peut être exprimé comme fonction des coordonnées locales et de quantités de mouvement des particules au sens de la thermodynamique statistique.

- Les variables intensives en revanche ne dépendent pas de la taille du système. Dans le cas de matériaux magnétocaloriques, ces variables sont généralement la pression *p*, la température *T* et le champ magnétique appliqué *H*.

Pour des questions pratiques, il est préférable d'utiliser les annotations par unité de volume.

Dans le cas d'un matériau magnétocalorique, l'énergie interne s'écrit en fonction de l'entropie *S*, du volume *V* et du champ magnétique *H* [19]:

$$U = U(S, V, H) \qquad \text{I.1.}$$

Le premier principe de la thermodynamique pour un système fermé permet d'écrire la forme différentielle de l'énergie interne :

$$dU = \delta Q + \delta W \qquad \text{I.2.}$$

Avec :

δQ : quantité élémentaire de l'énergie thermique (J)

δW : quantité élémentaire du travail (J). Celui-ci se décompose en un travail dû aux forces de pression δW_P et un travail magnétique δW_{mag} tel que :

$$\delta W = \delta W_P + \delta W_{mag} \qquad \text{I.3.}$$

Avec pour une évolution élémentaire ou à pression constante

$$\delta W_P = -pdV \qquad \text{I.4.}$$

Et

$$\delta W_{mag} = \vec{B}.\overrightarrow{dM}dV \qquad \text{I.5.}$$

Avec *M* l'aimantation et :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \qquad \text{I.6.}$$

Le deuxième principe de la thermodynamique pour un système fermé et sans libération de contraintes internes donne :

$$\delta Q = TdS \qquad \text{I.7.}$$

Ainsi la forme différentielle de U peut s'écrire :

$$dU = TdS - pdV + \int_V \mu_0 \vec{H}.d\vec{M}dV \qquad \text{I.8.}$$

Généralement, les systèmes utilisant l'effet magnétocalorique travaillent à pression constante et le matériau étant sous forme solide avec un volume constant, l'énergie interne massique peut donc être exprimée de manière locale suivant l'expression :

$$du = Tds + \mu_0 \overrightarrow{H}.d\vec{M} \qquad \text{I.9.}$$

Dans le cas d'un système travaillant à pression constante, on préfèrera utiliser l'enthalpie libre G. Définie à partir de l'énergie interne, il s'agit d'un potentiel thermodynamique qui intègre les flux massiques échangés avec le milieu extérieur. Dans un système magnétocalorique, la différentielle de l'enthalpie libre s'écrit alors :

$$dG = Vdp - SdT - \int_V \mu_0 \vec{M}.d\vec{H}dV \qquad \text{I.10.}$$

De même que pour l'énergie interne, l'effet magnétocalorique se fait à pression constante. Il est alors usuel de l'exprimer sur un volume constant :

$$dg = -sdT - \mu_0 \vec{M}.d\vec{H} \qquad \text{I.11.}$$

Nous choisirons de travailler avec des valeurs volumiques par la suite.

En considérant *T* et *H* comme variables d'état, on peut exprimer la variation de l'enthalpie libre à l'aide de dérivées partielles de sorte que :

$$dg(T,H) = \left(\frac{\partial g}{\partial T}\right)_H dT + \left(\frac{\partial g}{\partial H}\right)_T dH \qquad \text{I.12.}$$

L'identification des équations (I.11) et (I.12) permet aisément d'exprimer *s* et *M* en fonction de l'enthalpie libre de sorte que :

$$s = -\left(\frac{\partial g}{\partial T}\right)_H \qquad \text{I.13.}$$

$$\mu_0 M = -\left(\frac{\partial g}{\partial H}\right)_T \qquad \text{I.14.}$$

Dans le cas où *H* est la variable intensive au lieu de *M*, on obtient alors :

$$\mu_0 H = -\left(\frac{\partial g}{\partial M}\right)_T \qquad \text{I.15.}$$

En dérivant les équations (I.13) et (I.14) respectivement par *H* et *T* on obtient une première équation de Maxwell :

$$\left(\frac{\partial s}{\partial H}\right)_T = \mu_0 \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_H \qquad \text{I.16.}$$

En dérivant l'équation (I.13) et (I.15) respectivement par *M* et *T*, on obtient une deuxième équation de Maxwell telle que :

$$\left(\frac{\partial s}{\partial M}\right)_T = \mu_0 \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_M \qquad \text{I.17.}$$

Ainsi, la variation d'entropie lors d'une variation du champ magnétique à température constante (Δs_{isoT}) est définie par :

$$\Delta s_{\mathrm{isoT}}(H_1 \to H_2) = \int_{H1}^{H_2} \left(\frac{\partial s}{\partial H}\right)_T dH = \int_{H_1}^{H_2} \mu_0 \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_H dH \qquad \text{I.18.}$$

Au cours de l'évolution induisant cette variation d'entropie, seule l'entropie magnétique du matériau varie. Cette variation d'entropie est aussi appelée variation d'entropie magnétique Δs_m.

Dans un système magnétocalorique, l'entropie *s* s'écrit en fonction de *T* et de *H de sorte que* :

$$s = s(T,H) \qquad \text{I.19.}$$

Sa forme différentielle s'écrit alors :

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial H}\right)_T dH + \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_H dT \qquad \text{I.20.}$$

La capacité calorifique massique à champ constant c_{pH} est définie par la relation :

$$c_{pH} = T\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_H \qquad \text{I.21.}$$

Ainsi, en combinant les équations (I.16) et (I.21), la forme différentielle de l'entropie (I.20) s'écrit :

$$ds = \mu_0\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_H dH + \frac{c_{pH}}{T}dT \qquad \text{I.22.}$$

Dans un système adiabatique sans libération de contrainte interne, la variation d'entropie *ds* est nulle. L'équation (I.22) peut alors aisément s'écrire :

$$dT = -\frac{T}{c_{pH}}\mu_0\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_H dH \qquad \text{I.23.}$$

Ainsi, la variation de température lors d'une aimantation adiabatique (ΔT_{ad}) peut s'écrire après intégration :

$$\Delta T_{ad} = -\frac{T}{c_{pH}}\mu_0\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_H \Delta H \qquad \text{I.24.}$$

Dans le modèle de Weiss-Debye-Sommerfeld [20], l'entropie du matériau est représentée par une somme de trois contributions qui sont celle liée aux moments magnétiques, celle liée au réseau cristallin et la dernière liée aux électrons du réseau. Elles prennent respectivement les formes suivantes :

- contribution des moments magnétiques appelée entropie magnétique S_m : elle peut être représentée par l'équation de Smart dans un modèle de champ moléculaire de Weiss telle que [19] :

$$S_m = \frac{k_b \mathcal{N}_A}{M_x}\left(\ln\left(\frac{sh\left(\frac{2J+1}{2J}x\right)}{sh\left(\frac{x}{2J}\right)}\right) - x\mathcal{B}_J(x)\right) \qquad \text{I.25.}$$

Avec k_b la constante de Boltzmann, $\mathcal{N}_A$ le nombre d'Avogadro ; M_x la masse molaire atomique, J le moment cinétique total et $\mathcal{B}_J$ la fonction de Brillouin donnée par :

$$\mathcal{B}_J(x) = \frac{2J+1}{2J}\coth\left(\frac{2J+1}{2J}x\right) - \frac{1}{2J}\coth\left(\frac{1}{2J}x\right) \qquad \text{I.26.}$$

Le paramètre *x* est donné par la relation (I.27) pour les matériaux ferromagnétiques :

$$x = \frac{M_J \mu_0 H}{k_B T} + \frac{3T_C J}{T(J+1)}\mathcal{B}_J(x) \qquad \text{I.27.}$$

Pour les matériaux paramagnétiques il peut être donné par l'équation (I.28) :

$$x = \frac{M_J \mu_0 H}{k_B T} \qquad \text{I.28.}$$

Où M_J est le moment magnétique par atome, J est le moment cinétique total, H est la norme du champ magnétique appliqué, T la température du matériau et T_C sa température de Curie.

- Contribution du réseau cristallin appelé entropie de réseau S_r : elle est généralement décrite par le modèle de Debye tel que [19] :

$$S_r = \frac{k_b \mathcal{N}_A}{M_x}\left(-3\ln\left(1-\exp\left(\frac{T_D}{T}\right)\right) + 12\left(\frac{T}{T_D}\right)^3 \int_0^{\frac{T_D}{T}} \frac{x^3}{\exp(x)-1}\,dx\right) \qquad \text{I.29.}$$

Avec T_D la température de Debye.

- Contribution des électrons appelée entropie électronique S_e : on l'exprime généralement par le modèle de Sommerfeld [21] :

$$S_e = \frac{\gamma}{M_x} T \qquad \text{I.30.}$$

Avec γ la constante de Sommerfeld exprimée en J.mol^{-1}.K^{-2}. Il est généralement admis que cette dernière contribution peut être considérée comme négligeable par rapport aux deux précédentes à température ambiante.

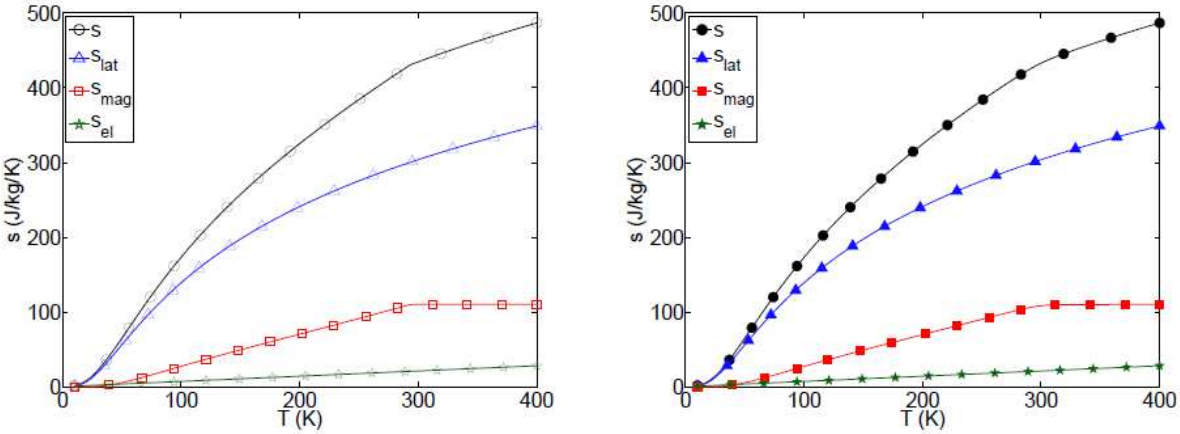
Ainsi, à une température différente que l'ambiance, l'entropie totale s'écrit :

$$s(H,T) = s_m(H,T) + s_r(T) + s_e(T) \qquad \text{I.31.}$$

Suivant cette équation, la capacité calorifique du matériau peut être aussi écrite en fonction d'une somme de capacités calorifiques propres à chaque contribution.

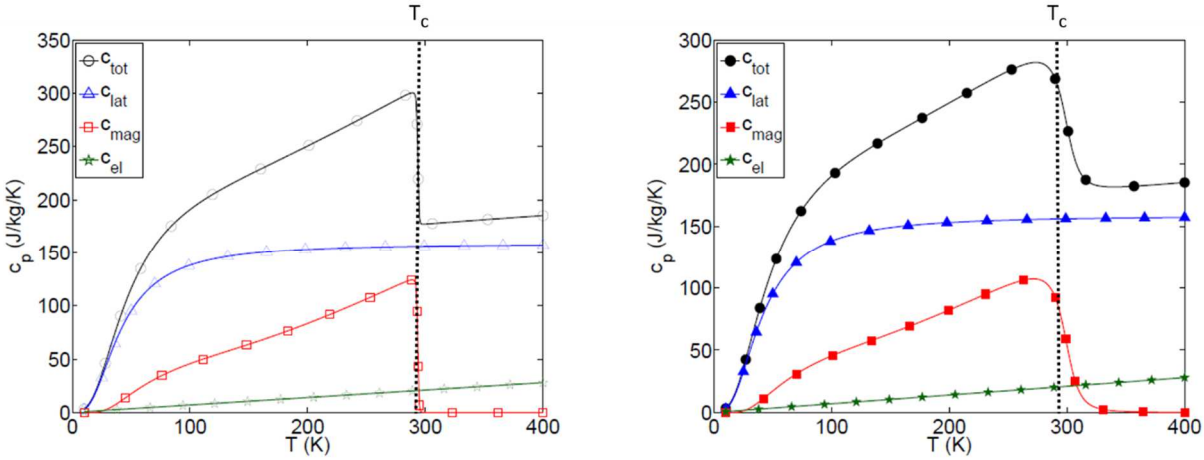
$$c_{pH} = c_{p\,m} + c_{p\,r} + c_{p\,e} \qquad \text{I.32.}$$

Ce modèle permet d'étudier les évolutions de l'entropie et de la capacité calorifique dans un matériau en fonction de la température ainsi que la variation d'entropie et la variation de température caractéristique de l'effet magnétocalorique lors de l'évolution adiabatique.



(a) $\mu_0 H = 0\,\mathrm{T}$. (b) $\mu_0 H = 1\,\mathrm{T}$.

Figure 1.5 : Evolution de l'entropie du gadolinium en fonction de la température dans le modèle de WDS [22]



(a) $\mu_0 H = 0\,\mathrm{T}$. (b) $\mu_0 H = 1\,\mathrm{T}$.

Figure 1.6 : Evolution de la capacité calorique du gadolinium en fonction de la température dans le modèle de WDS[22]

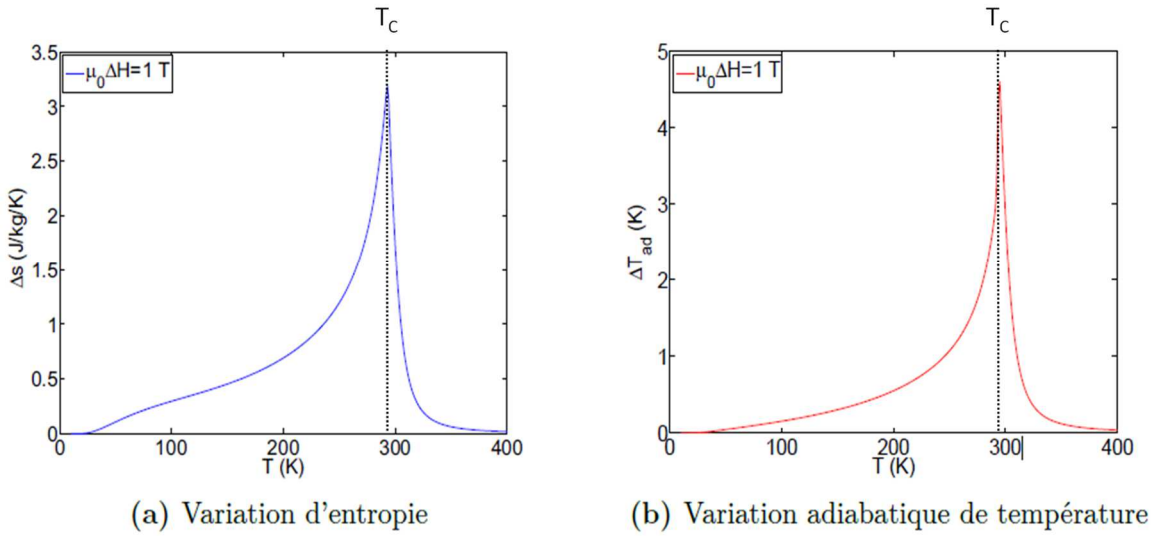


Figure 1.7 : Variation d'entropie et de la température adiabatique dans le gadolinium caractérisant l'EMC pour un champ de 1 Tesla [22]

Ce modèle montre que les variations d'entropie, de capacité calorifique et d'échauffement sont maximales à la température de Curie.

1.1.3/ LES DIFFERENTS MATERIAUX MAGNETOCALORIQUES

L'effet magnétocalorique apparait dans tous les matériaux magnétiques mais ils ne réagissent pas tous de la même manière. L'effet est maximal lorsque le matériau est proche de la température de Curie, température à laquelle le matériau change d'ordre magnétique. Suivant les matériaux, le changement d'ordre magnétique (par exemple de ferromagnétique à paramagnétique) ne se fait pas aux mêmes températures et les variations engendrées dépendent du type de transition de phase rencontré dans le matériau. On distingue en effet deux cas de transition de phase :

- la transition de phase dite du « première ordre » qui implique une grande variation de l'entropie du matériau au détriment d'une faible plage de température sur laquelle l'effet est important,
- la transition de phase dite du « second ordre » qui, à l'inverse, implique une faible variation de l'entropie du matériau mais par contre sur une plage de température beaucoup plus large.

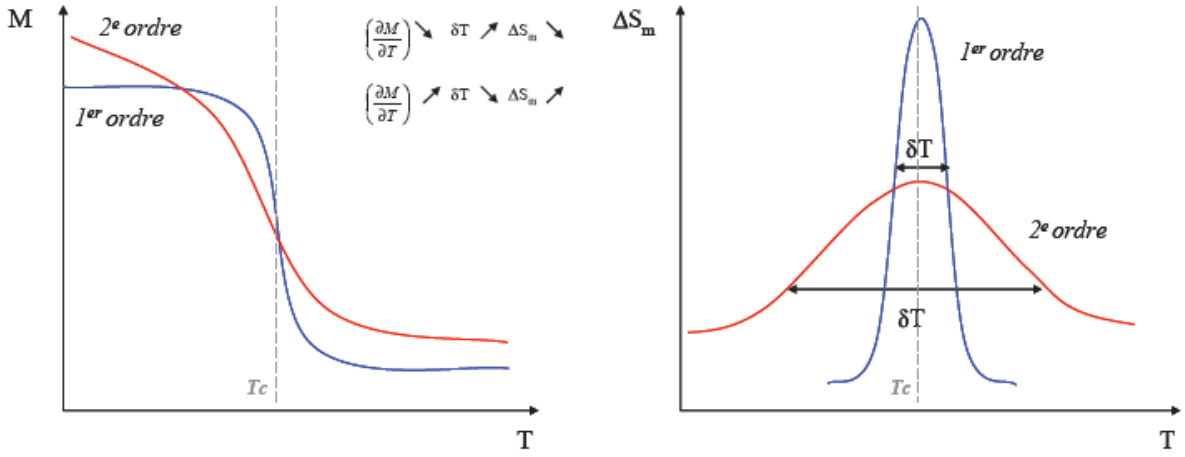


Figure 1.8 : Evolution de l'aimantation et de la variation d'entropie dans le matériau en fonction de la température [1]

Dans le cas d'une pompe à chaleur fonctionnant à température ambiante, il est indispensable que la température de Curie soit proche de la température ambiante afin que l'EMC soit maximal et donc de maximiser l'efficacité du système. La recherche sur ces matériaux implique de nombreuses contraintes pour optimiser le système :

- Il est nécessaire d'obtenir un ΔT_{ad} important, supérieur à 2 K par Tesla appliqué soit par un ΔS_m important, soit d l'aide à une capacité calorifique Cp du matériau faible.
- Par ailleurs, la variation d'entropie doit être maximale pour un champ appliqué faible. En effet, celle-ci représente la quantité d'énergie disponible. Cette condition est généralement assurée par des matériaux avec une transition de phase du premier ordre.
- La plage de température δT doit être la plus large possible afin de travailler sur une gamme de température plus large. Cette condition est généralement assurée par des matériaux avec une transition de phase du second ordre.
- La conductivité thermique du matériau et la diffusivité doivent être les plus élevées possibles afin de favoriser les échanges thermiques avec le fluide caloporteur.

Le premier matériau faisant référence dans le domaine de l'effet magnétocalorique à température ambiante est incontestablement le gadolinium. Il présente une transition magnétique de second ordre à 294 K et son effet magnétocalorique associé est d'environ 4 $K.T^{-1}$ le classant ainsi dans les matériaux avec un EMC géant, c'est-à-dire de quelques $K.T^{-1}$.

Ce matériau possède d'importantes qualités, la première étant qu'il est le seul à l'état pur à posséder un EMC aussi important. Il possède aussi une facilité de mise en forme qui lui confère une grande adaptabilité en fonction de la géométrie du système. Il est pour toutes ces qualités rapidement devenu le matériau le plus utilisé dans les prototypes actuels. Néanmoins, c'est une terre rare disponible en faible quantité, les réserves mondiales étant évaluées à 1000 tonnes. C'est pourquoi la recherche sur la découverte, la synthèse et la mise en forme de nouveaux matériaux à EMC géant est en plein essor. Plusieurs matériaux répondent à certains de ces critères mais il est difficile de répondre à tous les critères. Parmi eux, il y a ceux qui possèdent un EMC géant mais dont le pic d'entropie magnétique se trouve à une température relativement éloignée de la température ambiante. La plupart des matériaux possédant un effet magnétocalorique assez intéressant pour une utilisation a été référencée [23]. On peut citer :

- $Gd_5Si_2Ge_2$: composé ayant une variation d'entropie 5 fois supérieure à celle du gadolinium pur, avec une température de Curie de 276 K.
- $Mn_{1.0}Fe_{1.0}P_{0.6}Si_{0.3}Ge_{0.1}$: composé ayant une variation d'entropie magnétique d'environ 14 $J.kg^{-1}.K^{-1}$ pour une variation de champ de 2 T et pour une température de transition à 260 K .
- $LaFe_xSi_xCo$: ce composé permet d'atteindre une variation d'entropie magnétique d'environ 3 fois celle du Gd
- $MnFeP_{0.5}As_{0.3}Si_{0.2}$: ce composé possède une variation d'entropie de 35 $J.kg^{-1}K^{-1}$ pour un champ de 2 T. La température de transition est T = 294 K.
- $MnAs_{0.9}Sb_{0.1}$: ΔSm de 30 $J.kg^{-1}.K^{-1}$ pour un champ de 2 T, à T = 290 K.
- MnAs : à base d'arsenic, ce composé présente une variation d'entropie magnétique de 30 $J.kg^{-1}.K^{-1}$ pour une variation de champ de 5 T. Sa température de transition est T = 317 K.

Matériau	**T_C**	**ΔS_m**
Gadolinium (Gd)	294 K	3 $J.K^{-1}.kg^{-1}\ T^{-1}$
$Gd_5Si_2Ge_2$	276 K	15 $J.K^{-1}.kg^{-1}\ T^{-1}$
$Mn_{1.0}Fe_{1.0}P_{0.6}Si_{0.3}Ge_{0.1}$	260 K	7 $J.K^{-1}.kg^{-1}\ T^{-1}$
$LaFe_xSi_xCo$	Variable	9 $J.K^{-1}.kg^{-1}\ T^{-1}$
$MnFeP_{0.5}As_{0.3}Si_{0.2}$	294 K	17.5 $J.K^{-1}.kg^{-1}\ T^{-1}$
$MnAs_{0.9}Sb_{0.1}$	290 K	15 $J.K^{-1}.kg^{-1}\ T^{-1}$
MnAs	317 K	6$J.K^{-1}.kg^{-1}\ T^{-1}$

Tableau 1.1 : Tableau de synthèse des caractéristiques magnétocaloriques de certains matériaux

La présence d'arsenic dans ces trois derniers composés leur donne une toxicité non négligeable pour une utilisation à grande échelle.

Le lanthane-fer-silicium-cobalt est l'un des composés le plus prometteur. Il comporte une phase de transition à une température de Curie variable suivant la composition. Le silicium joue le rôle de stabilisant puisque le composé lantane-fer n'est pas stable. De nombreux composés $La_xFe_ySi_z$ sont à l'étude avec des caractéristiques spécifiques à chacun. Suivant la concentration de fer et de silicium, la température de Curie peut varier entre 198 K et 260 K. Par exemple, le composé $LaFe_{11,4}Si_{1,6}$ présente un $\Delta S_{m\ pic}$ d'environ 19,4 $J.kg^{-1}.K^{-1}$, sous une variation de champ magnétique de 5 T, à T_C = 208 K. Cette température peut être élevée en augmentant la concentration de silicium, mais ceci s'accompagne par une diminution de l'EMC à cause de la dilution des moments magnétiques portés par le fer.

Pour éviter cela, l'une des solutions est l'insertion d'atomes légers comme de l'hydrogène ou du carbone dans le réseau cristallin. Ceci permet d'augmenter la température T_c indépendamment du rapport Fe/Si et sans modifier la nature de la transition. En revanche, des hystérésis thermiques et magnétiques apparaissent dans l'EMC du matériau mais des travaux prometteurs visent à réduire cela pour permettre une utilisation industrielle.

Une autre solution est de substituer une partie du fer par un autre élément comme le cobalt qui permet de maintenir un EMC élevé.

Ainsi ces matériaux présentent l'avantage d'avoir une transition de phase paramétrable avec une variation d'entropie conséquente. De plus, on pallie l'inconvénient d'avoir une faible plage de température en assemblant un matériau avec des blocs possédant des températures

de Curie différentes, par exemple en faisant varier la concentration de cobalt. Ainsi on obtient un EMC réparti sur le matériau avec différentes températures de Curie suivant la position sur le matériau, ce qui permet de travailler avec une gamme de température plus importante.

1.2/ UTILISATION DE L'EFFET MAGNETOCALORIQUE : MACHINES A CYCLE INVERSE

Comme il a été dit précédemment, plusieurs systèmes ont déjà été créés afin d'utiliser les propriétés de l'EMC à température ambiante. Nous allons en faire ici une liste et une description la plus exhaustive possible.

1.2.1/ PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Composition d'une pompe à chaleur magnétocalorique

Le terme pompe à chaleur permet généralement de qualifier un système thermodynamique permettant le transfert de chaleur entre une source de température « froide » vers un puit de température « chaude ».

Actuellement, les pompes à chaleur dites classiques utilisent comme fluide caloporteur un gaz. Dans leur cycle thermodynamique interviennent une étape de compression et une étape de détente. Deux autres évolutions à haute et basse pressions (constantes aux pertes de charge près) induisent respectivement des changements de phase par condensation (étage condenseur) et par évaporation (étage évaporateur).

Les pompes à chaleur magnétocaloriques fonctionnent sur le même principe à l'exception des étapes de compression/détente qui sont remplacées par des étapes d'aimantation/désaimantation d'un matériau magnétocalorique permettant le transfert de calories entre les 2 sources par le biais d'un fluide caloporteur. Le champ magnétique variable nécessaire pour ces cycles d'aimantation/désaimantation peut être créé de différentes manières :

- par un électro-aimant,

- par une bobine supraconductrice,

- par des aimants permanents.

Les deux premières solutions demandent une alimentation électrique des sources d'aimantation souvent importantes. La dernière solution exige un mouvement des aimants par rapport au matériau magnétocalorique. Cette solution beaucoup moins énergivore est vraisemblablement plus adaptée pour une application industrielle.

Ainsi, seul le cœur du système est différent. Il est donc placé entre deux sources et permet le transfert de chaleur entre ces deux sources. Le matériau magnétocalorique joue le rôle de système de valorisation des calories en les transférant d'un potentiel thermodynamique (ou température) bas vers un potentiel thermodynamique plus élevé.

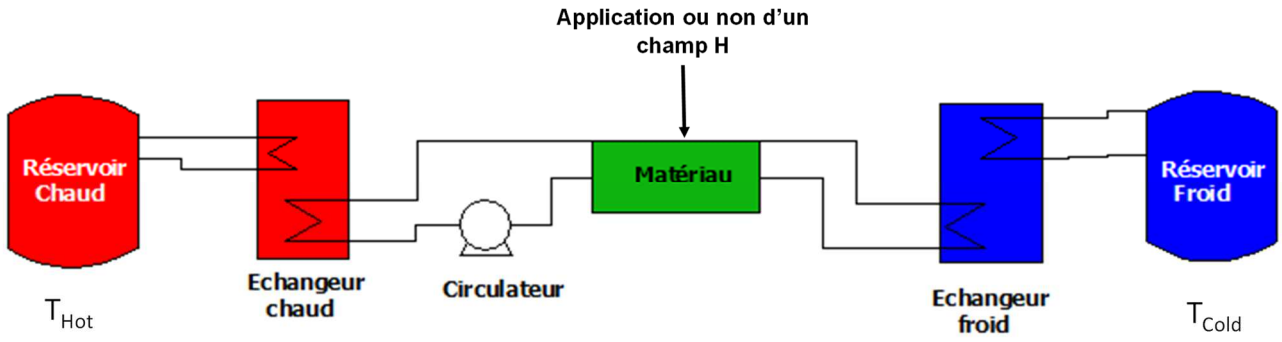


Figure 1.9 : Principe d'une pompe à chaleur magnétocalorique

Un fluide caloporteur assure le transport de la chaleur entre les sources et le matériau magnétocalorique. Il est entrainé par une pompe ou un piston.

Fonctionnement

Un fonctionnement thermique cyclique

Le fonctionnement thermique d'une pompe à chaleur magnétocalorique se fait dans un cycle thermodynamique propre à la magnétocalorique, composé des 4 évolutions suivantes :

- une aimantation du matériau entrainant une augmentation de sa température à $T > T_C$.

- Un écoulement du fluide caloporteur au contact du matériau, où il capte une partie de la chaleur générée et la cède au puit chaud.

- Une désaimantation du matériau entraînant une diminution de sa température à $T < T_C$.

- Un écoulement inversé du fluide caloporteur au contact du matériau, auquel il cède une partie de la chaleur puisée à la source froide.

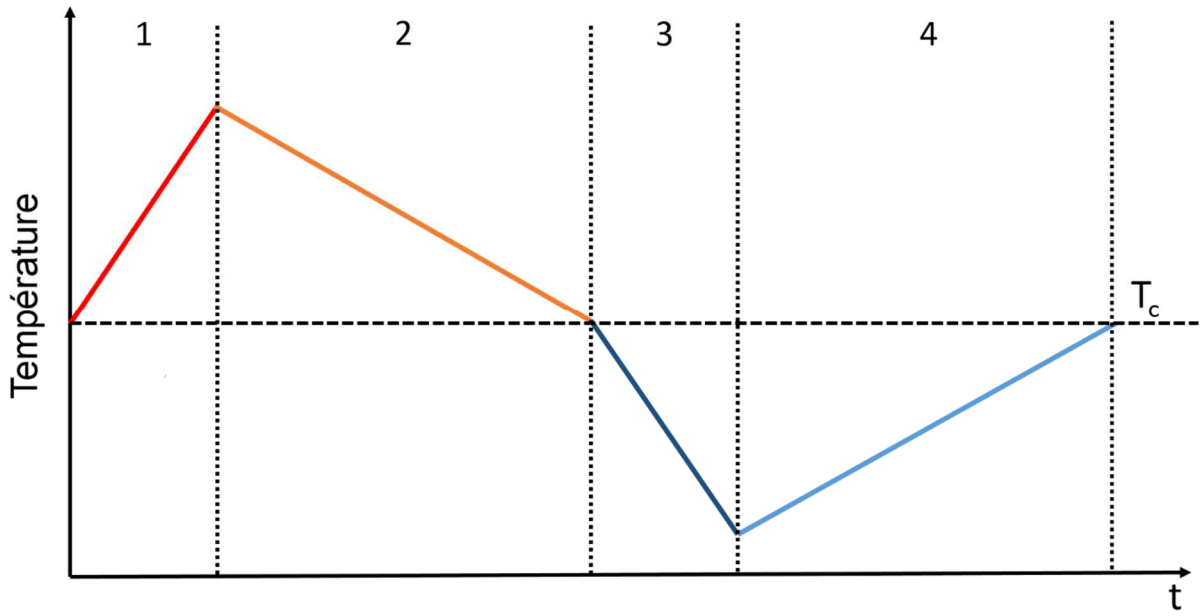


Figure 1.10 : Evolution de la température du matériau au cours d'un cycle avec 1 : aimantation, 2 : Transfert de la chaleur au fluide, 3 : désaimantation, 4 : captation de la chaleur du fluide

Les cycles magnétocaloriques sont finalement similaires au cycle thermodynamique d'une pompe à chaleur classique.

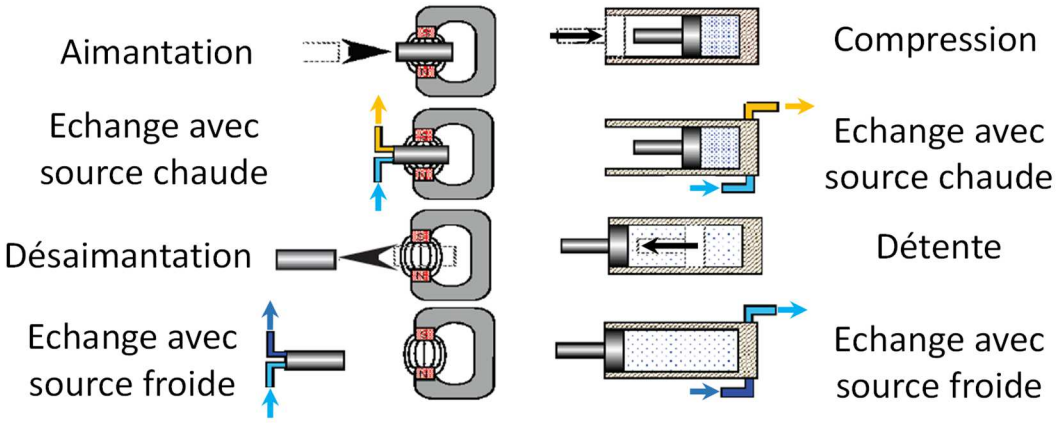


Figure 1.11 : Analogie entre un cycle magnétique et un cycle thermodynamique classique

Mouvement linéaire/rotatif du matériau magnétocalorique par rapport à la source d'aimantation

Afin d'assurer le cycle d'aimantation /désaimantation, le matériau magnétocalorique doit avoir un mouvement par rapport à la source d'aimantation si celle-ci est assurée par des aimants permanents. Dans le cas d'électro-aimants ou de bobines supraconductrices, le champ magnétique peut varier en fonction de l'intensité envoyée dans ces éléments.

En pratique, on peut déplacer soit le matériau magnétocalorique, soit les aimants permanents, chaque solution ayant des avantages et des inconvénients. Le déplacement des matériaux permet d'économiser de l'énergie, ceux-ci étant plus légers que les aimants. Par contre il est difficile de garantir une étanchéité du système hydraulique raccordé au matériau magnétocalorique si celui-ci est en mouvement.

Plusieurs options sont envisageables afin d'assurer ce mouvement :

- un mouvement linéaire du matériau entre les aimants, mouvement assuré par un piston,

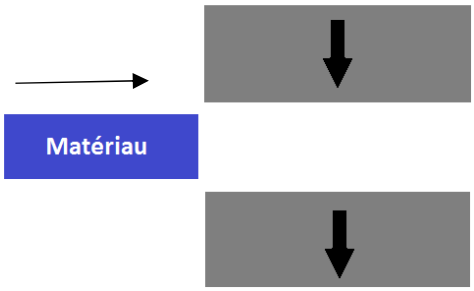


Figure 1.12 : Mouvement linéaire du matériau magnétocalorique par rapport à la source d'aimantation

- un mouvement rotatif du matériau magnétocalorique qui est disposé sur un rotor mis en rotation,

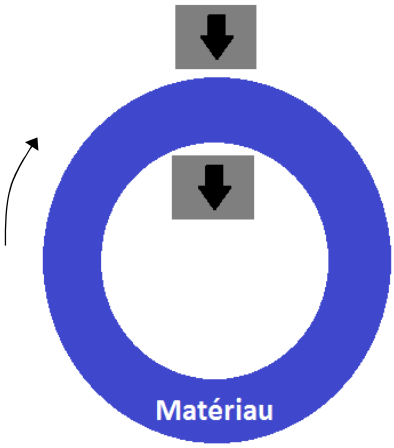


Figure 1.13 : Mouvement rotatif du matériau magnétocalorique par rapport à la source d'alimentation

La solution d'un mouvement rotatif reste préférable pour plusieurs raisons :

- réduction de l'encombrement du système,

- obtention d'une meilleure distribution des flux magnétiques,

- travail à vitesse constante sur le mouvement du matériau magnétocalorique, ce qui est préférable du point de vue de l'énergie nécessaire pour assurer ce mouvement.

Transferts thermiques entre le matériau magnétocalorique et le fluide

Afin d'assurer le fonctionnement d'une pompe à chaleur magnétocalorique, il est nécessaire de faire circuler un fluide en contact avec le matériau magnétocalorique afin d'extraire la chaleur du matériau vers la source chaude et d'apporter la chaleur de la source froide au matériau. Différentes solutions de circulation du fluide peuvent être mises en place afin d'assurer les échanges thermiques [24].

- La première solution consiste à mettre en place deux circuits. L'un pour la source chaude, l'autre pour la source froide, et de déplacer le matériau d'un circuit à l'autre. Cette solution nécessite de mettre en place des joints mobiles afin de garantir l'étanchéité. De plus une partie du fluide reste emprisonnée dans le matériau lors de son passage entre les deux circuits, augmentant alors les pertes thermiques et diminuant les performances du système.

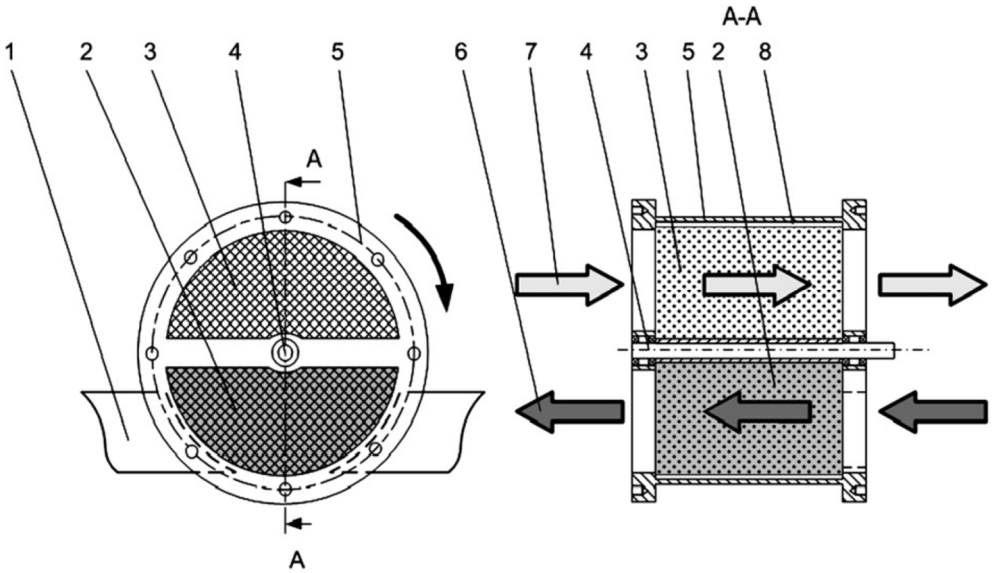


Figure 1.14 : Système à double circuit hydraulique utilisé par Sarlah et al : (1) aimants, (2) rotor partie chaude, (3) rotor partie froide, (4) axe de rotation, (5) ensemble fourreau/flasque, (6) fluide chaud, (7) fluide froid, (8) espace entre le fourreau et le rotor[25]

- La seconde solution consiste à mettre en place un circuit hydraulique oscillant où les particules passent alternativement du circuit chaud au circuit froid en traversant le matériau magnétocalorique. Cette solution a l'inconvénient de ne pouvoir fonctionner qu'à des fréquences limitées (<0.5Hz) et donc avec de faibles débits pour limiter les pertes de charge induites par le fluide.

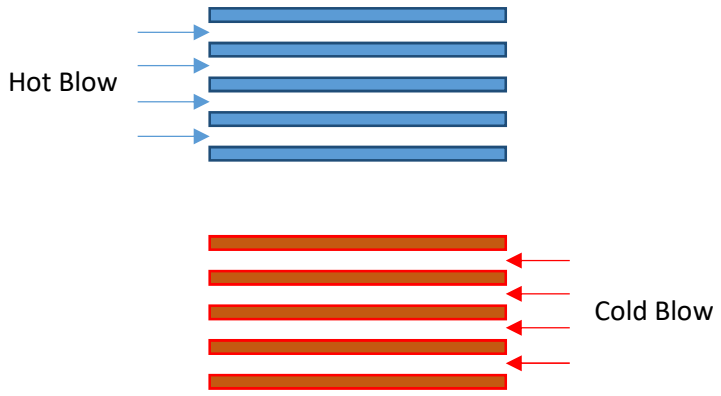


Figure 1.15 : Système à circuit oscillant

- La troisième solution proposée par la société CoolTech Application [26] consiste en l'utilisation de deux circuits hydrauliques séparés, sans joint mobile. L'un des circuits est activé dans un sens pendant que l'autre reste au repos pendant une première demi-période, puis l'autre circuit est activé dans le sens inverse pendant que le premier reste au repos pendant une seconde demi-période. Cette solution semble moins performante que les deux solutions précédentes.

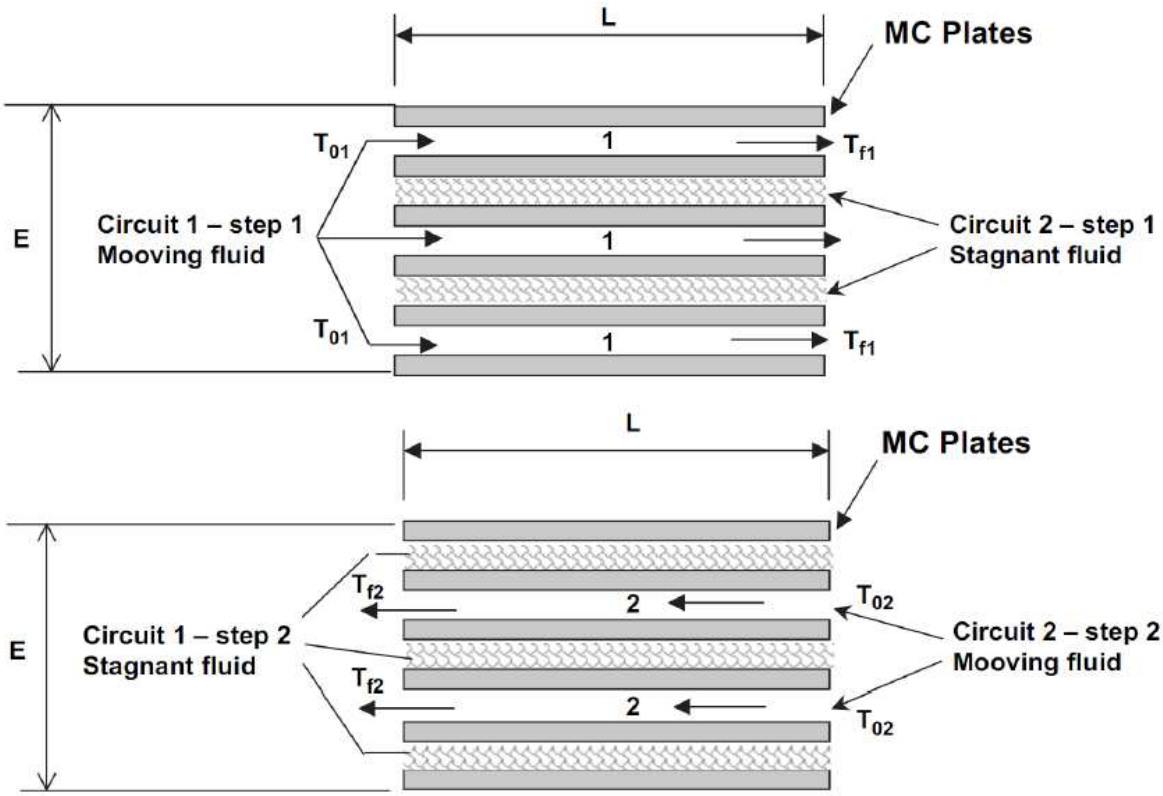


Figure 1.16 : Système à circulation alternée utilisé par CoolTech Application [26]

1.2.2/ CYCLE THERMODYNAMIQUE POUR LES MACHINES A CYCLE INVERSE

L'utilisation de l'effet magnétocalorique dans un système thermique impose d'utiliser cet effet dans un cycle thermodynamique. Tout comme les systèmes conventionnels utilisant des cycles de compression/détente, un système peut être créé en utilisant des cycles d'aimantation/désaimantation afin de valoriser cet effet. Plusieurs cycles ont été mis en place pour utiliser l'effet magnétocalorique dans la réfrigération magnétique, analogues aux cycles de Carnot, d'Ericsson, de Brayton et de Stirling pour un gaz. A température ambiante, seuls les cycles d'Ericsson et de Brayton peuvent être utilisés grâce à leur facilité de mise en place. Ils nécessitent par ailleurs l'utilisation d'un régénérateur afin d'obtenir de grandes différences de températures.

Cycle d'Ericsson

Le cycle d'Ericsson est constitué de deux processus isothermes et de deux processus isochamps :

- de A -> B une aimantation isotherme à lieu. Le matériau passe du champ magnétique H_0 au champ H_1 (avec $H_0<H_1$), celui-ci cède alors une quantité de chaleur $Q_{AB}=T_1(S_B-S_A)$ au fluide caloporteur en contact en contact avec la source chaude,
- de B -> C, un refroidissement isochamp du matériau se produit. Le matériau échange un flux de chaleur avec le fluide chaud en contact et se refroidit,
- de C -> D, nous avons une désaimantation isotherme du matériau, celui–ci va alors capter une quantité de chaleur $Q_{CD}=T_2(S_D-S_C)$ au fluide caloporteur avec lequel il est en contact venant à la source froide,
- de D -> A, nous avons un réchauffement isochamp, le matériau est mis en contact avec le fluide de la source froide et prélève de la chaleur à celui-ci.

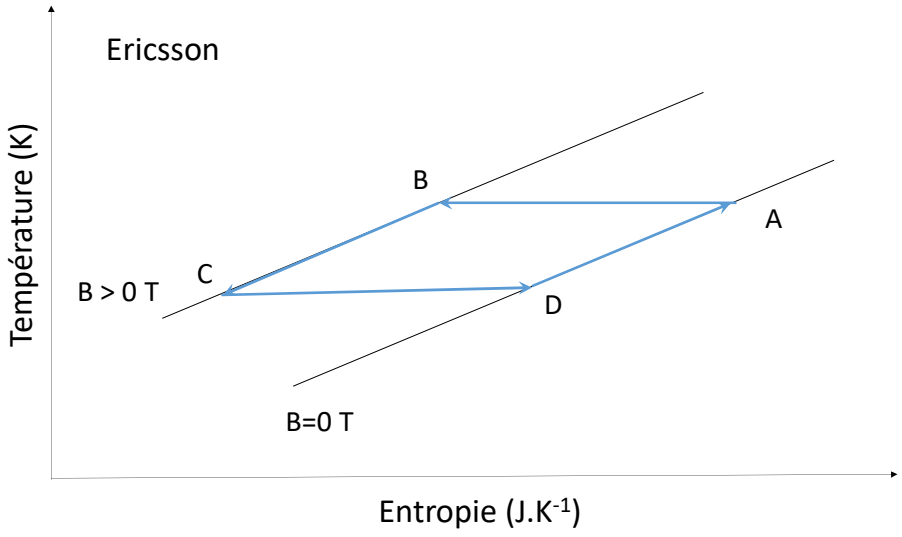


Figure 1.17 : Représentation du cycle d'Ericsson

Cycle de Stirling

Le cycle magnétique de Stirling est similaire au cycle d'Ericsson à la différence que le réchauffement et le refroidissement se font à isoaimantation au lieu d'être à isochamp.

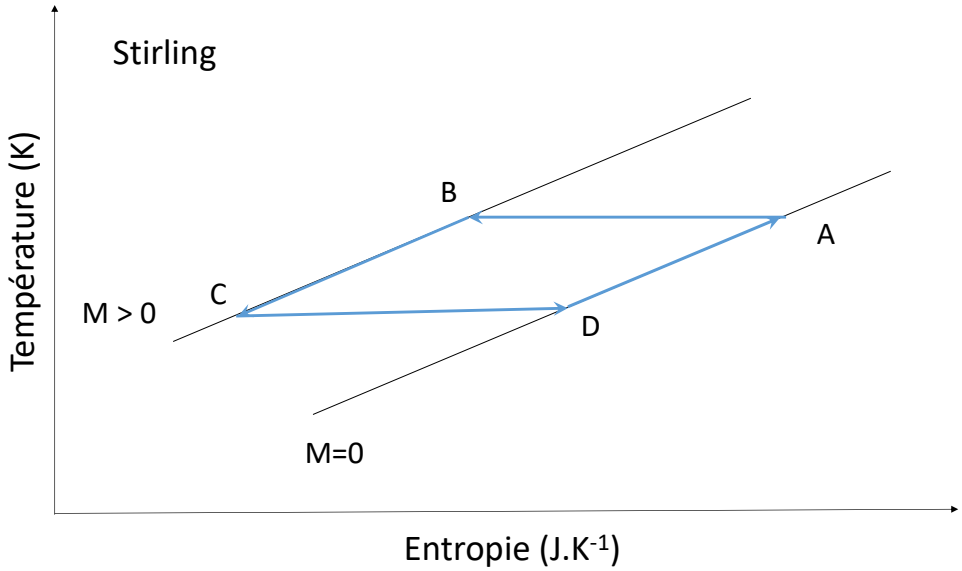


Figure 1.18 : Représentation du cycle de Stirling

Cycle de Brayton

Le cycle de Brayton est quant à lui constitué de deux isochamps et de deux étapes adiabatiques, ce cycle fonctionne avec une source chaude à T_H et une source froide à T_L :

- de A -> B nous avons un refroidissement isochamp, le matériau se trouve dans un champ magnétique *B* et cède de la chaleur au fluide caloporteur allant à la source chaude,
- de B -> C, nous avons une désaimantation adiabatique, aucun transfert n'a lieu à ce moment-là entre le matériau et le fluide,
- de C -> D, nous avons un réchauffement isochamp, le matériau capte de la chaleur du fluide caloporteur venant à la source froide,
- de D -> A, nous avons une aimantation adiabatique, aucun transfert thermique n'a lieu sur cette évolution entre le matériau et le fluide.

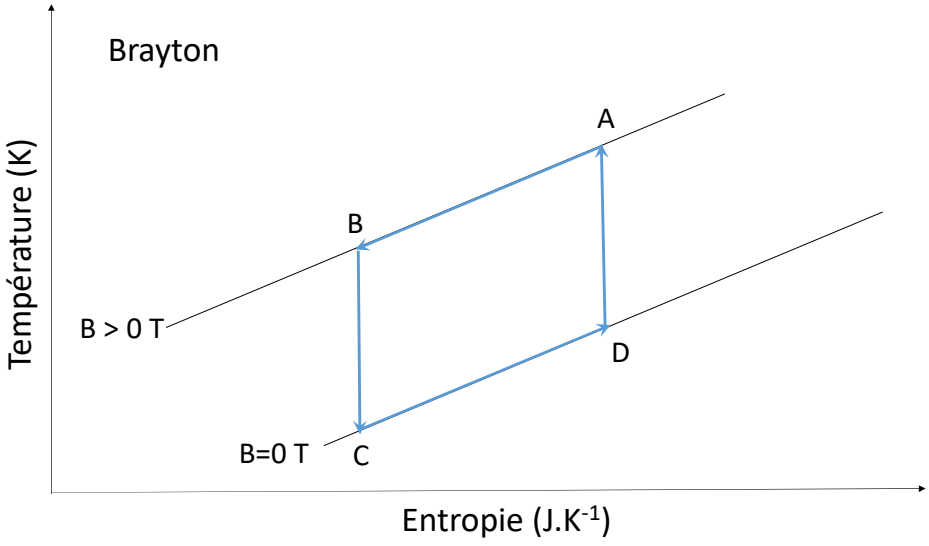


Figure 1.19 : Représentation du cycle de Brayton

Systèmes multi-étagés

Les matériaux actuels ne permettent pas d'atteindre un écart de température suffisant pour une utilisation à température ambiante. Afin de pallier ce problème, plusieurs cycles peuvent être mis en cascade en mettant plusieurs systèmes en série avec des plages de fonctionnement en température différentes comme présentés sur la figure 18 avec trois systèmes mis en cascade :

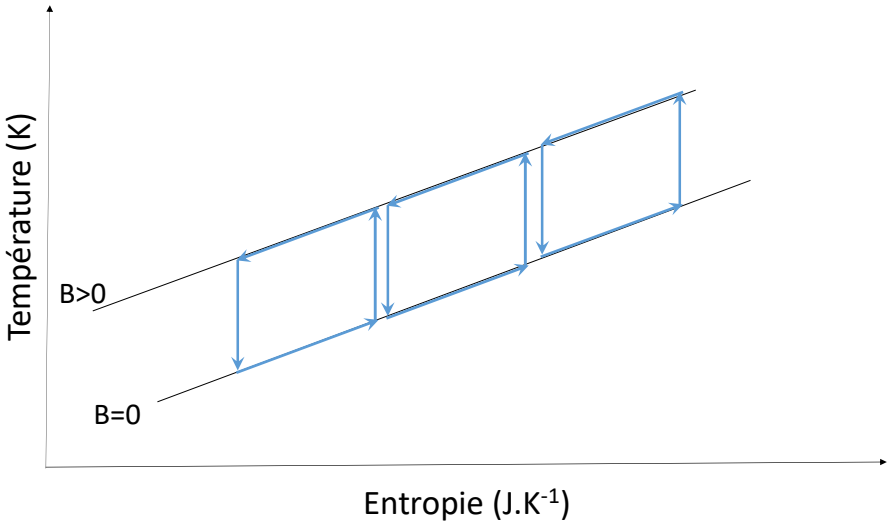


Figure 1.20 : Représentation d'une série de cycles en cascade avec différents matériaux optimisés pour les points de fonctionnement

L'inconvénient de ce système est l'irréversibilité qui s'ajoute à celle du cycle de chaque étage entrainant alors une diminution des performances.

Cycle AMR

Steyert et Barclay ont optimisé l'utilisation des différents cycles en mettant au point le cycle AMR (Active Magnetic Regenerative). Dans ce cycle, le matériau joue le rôle de régénérateur, c'est-à-dire qu'il permet d'accumuler de la chaleur dans certaines conditions pour la restituer dans d'autres conditions. Les phases d'aimantation/désaimantation et celles de contact (échanges thermiques) avec les fluides chaud et froid sont synchronisées. Le fluide froid circule dans le sens opposé au fluide chaud par rapport au matériau. De cette manière, un gradient de température apparait dans le matériau et s'amplifie aux cours des cycles. Ainsi ce cycle se décompose en deux phases : une phase transitoire où le gradient de température se met en place au sein du matériau par rapport à la direction dans laquelle s'écoule le fluide, et une phase établie où le matériau échange une quantité de chaleur entre les deux fluides.

- Régime transitoire

A l'instant *t = 0*, le matériau est en équilibre thermique avec le fluide à une température initiale T_0, il n'y a pas d'échange de chaleur. Le matériau est à température uniforme sur toute sa longueur et il n'est soumis à aucun champ.

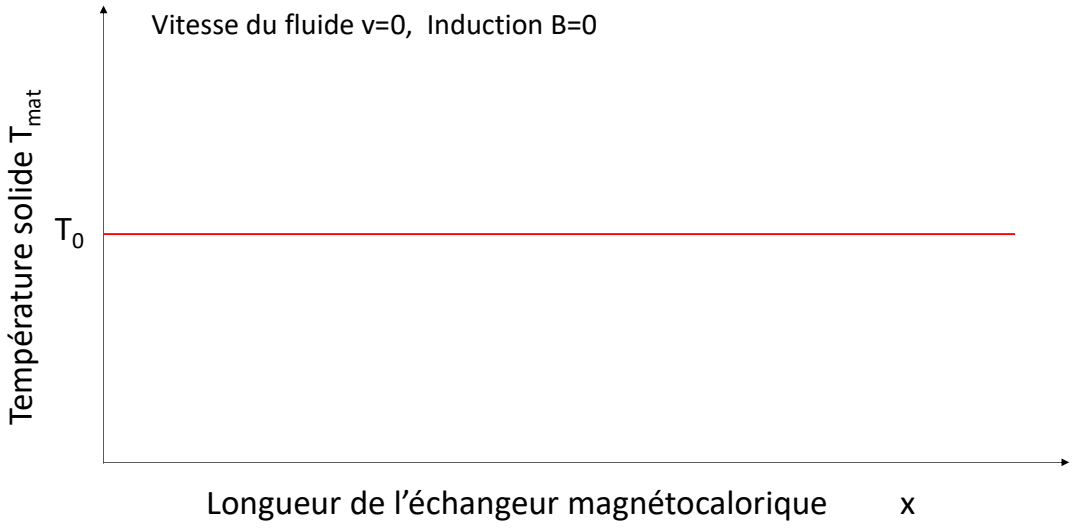


Figure 1.21 : Profil de température le long du régénérateur à l'état initial

Le régime transitoire se décompose en plusieurs étapes :

- aimantation adiabatique du régénérateur : le matériau passe d'un champ nul B_0 à un champ maximal B_{max} instantanément, aucun n'échange ne se produit avec le fluide et la température du matériau augmente uniformément de ΔT_{ad},

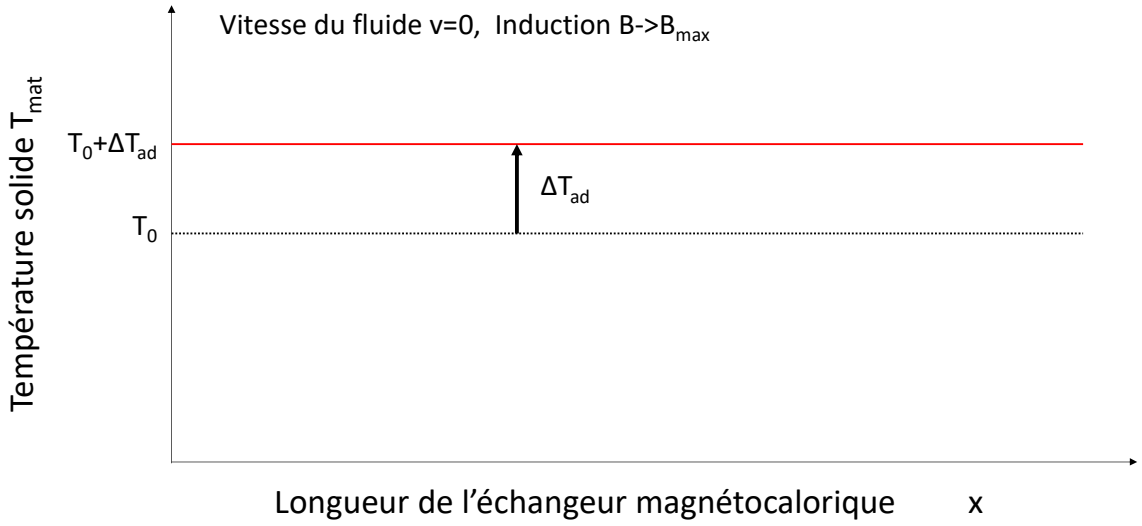


Figure 1.22 : Profil de température le long du régénérateur après la première aimantation adiabatique

- refroidissement isochamp : le fluide caloporteur circule en direction de la source chaude, il absorbe au passage une quantité de chaleur du régénérateur du matériau ce qui le refroidit. L'écoulement du fluide fait apparaitre un gradient de température au sein du matériau.

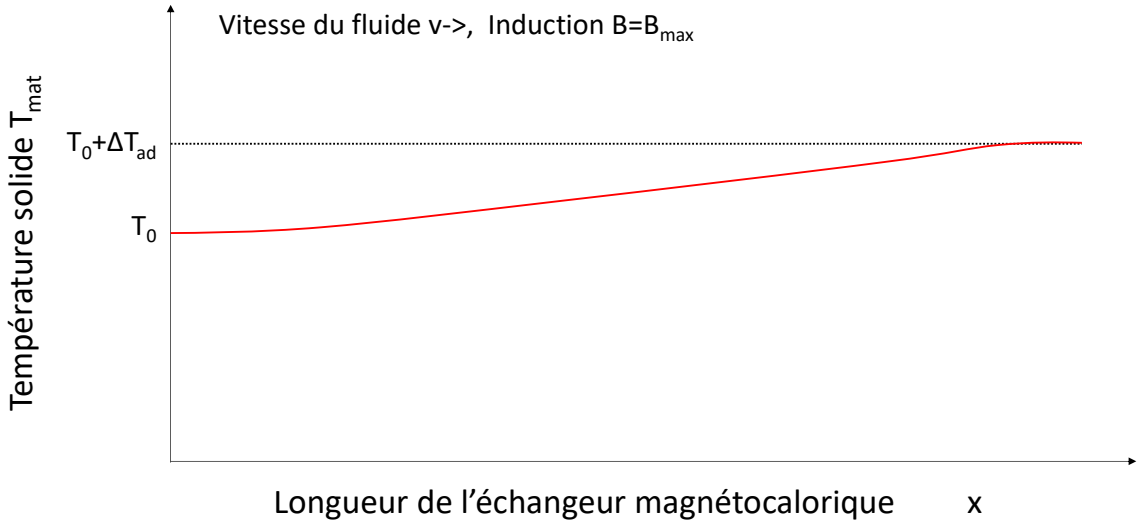


Figure 1.23 : Profil de température le long du régénérateur après refroidissement isochamp

- désaimantation adiabatique du régénérateur : le matériau passe du champ B_{max} à un champ nul B_0 quasiment instantanément, aucun échange de chaleur ne se produit avec le fluide et sa température diminue uniformément de ΔT_{ad},

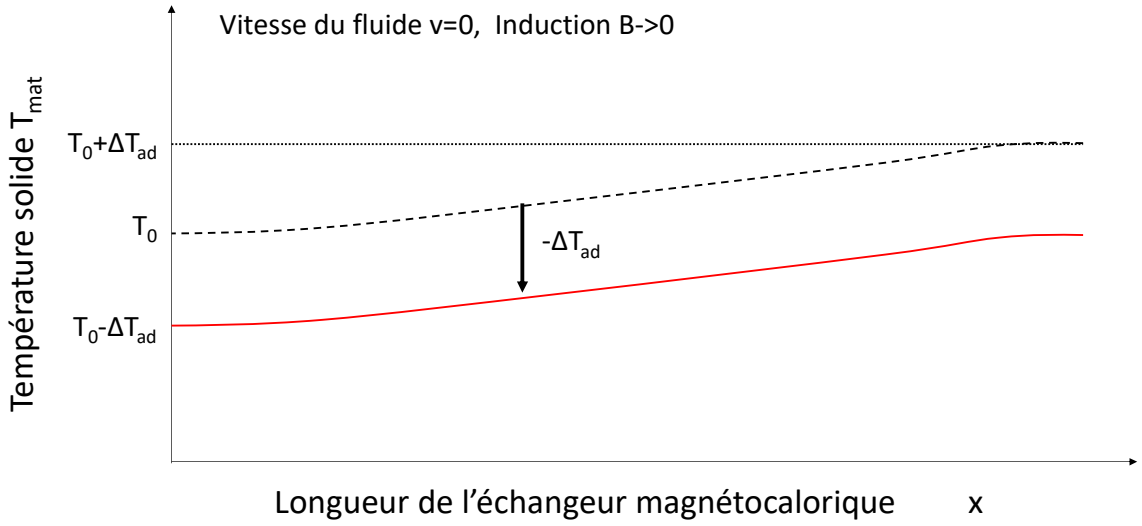


Figure 1.24 : Profil de température du après désaimantation adiabatique

- réchauffement isochamp : le fluide caloporteur circule dans la direction de la source froide, le mouvement est inversé par rapport à la circulation vers la source chaude. Le fluide cède une quantité de chaleur au matériau ce qui augmente sa température en amplifiant son gradient de température.

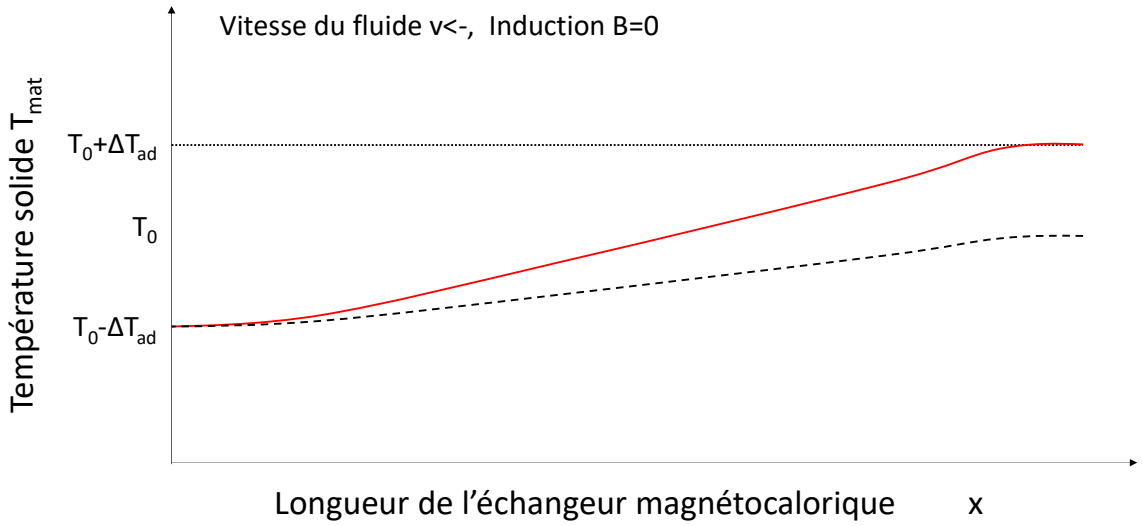


Figure 1.25 : Profil de température du régénérateur après réchauffement isochamp

Le cycle se répète alors jusqu'à ce que le gradient de température soit établi dans le matériau. Pendant ce régime transitoire, l'énergie échangée sert à établir le gradient.

Une fois le gradient établi, les phases d'échanges permettent de surchauffer le fluide allant vers la source chaude et de sur refroidir le fluide allant vers la source froide : le matériau agit comme un régénérateur qui stocke de l'énergie du fluide allant vers la source froide lorsqu'il se trouve à champ nul et la transfère au fluide allant vers la source chaude lorsqu'il se trouve à champ maximal, ceci permet de transférer des calories d'un fluide froid vers un fluide chaud.

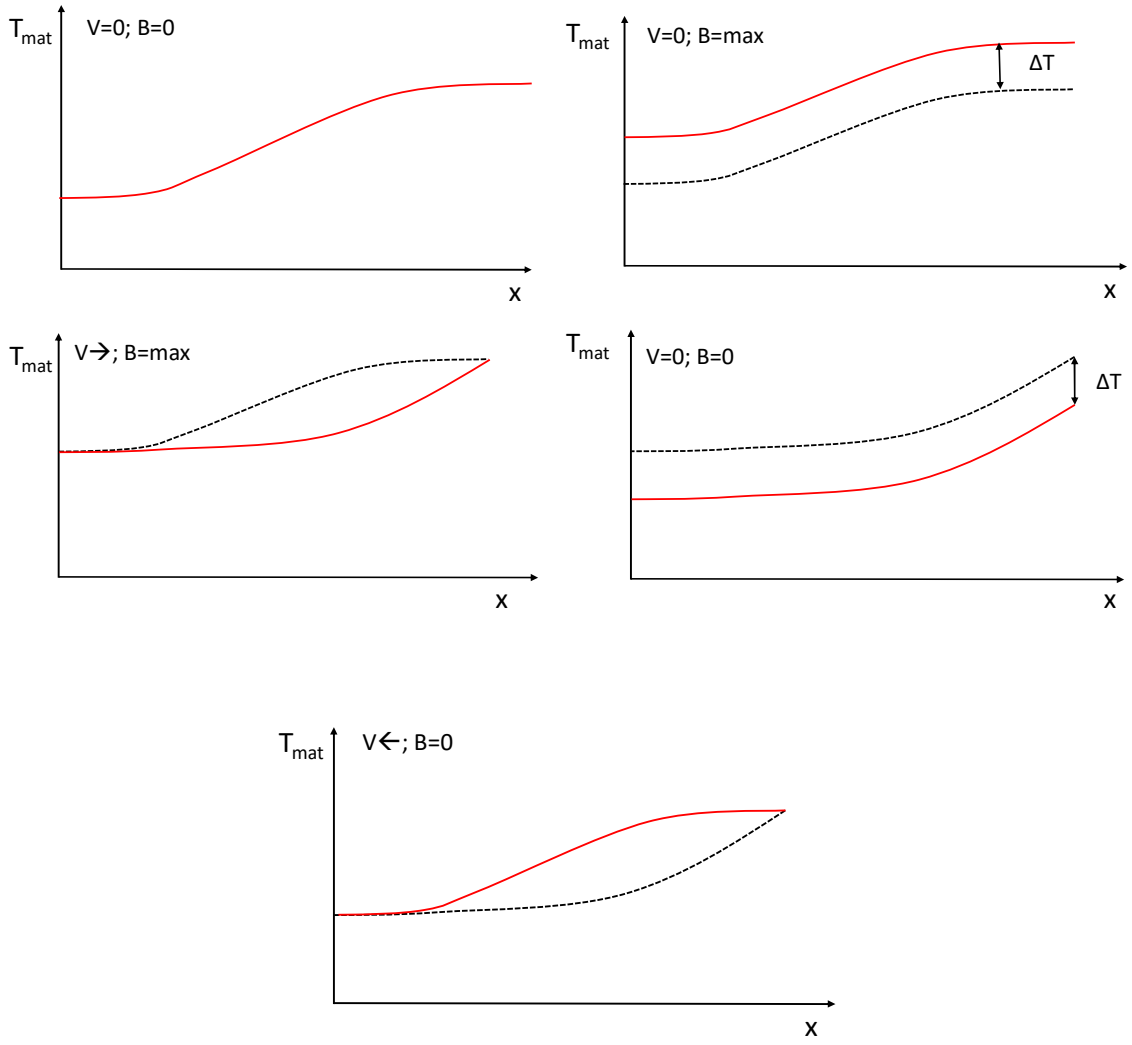


Figure 1.26 : Evolution de la température dans un matériau magnétocalorique lors d'un cycle AMR

En réalité, le cycle AMR peut être interprété comme une superposition de cycles de Brayton, chaque élément du matériau subissant un cycle de Brayton. Mais ce cycle évolue différemment suivant la position de l'élément par rapport à la source chaude et à la source froide. Sur la figure 26, le matériau situé du côté de la source froide s'équilibre thermiquement autour de la température froide (T_{Cold}) tandis que le matériau situé près de la source chaude s'équilibre thermiquement autour delà température chaude (T_{Hot}). La partie située au centre du matériau ne se décale pas théoriquement et subit juste une variation de $+/-\Delta T_{ad}$.

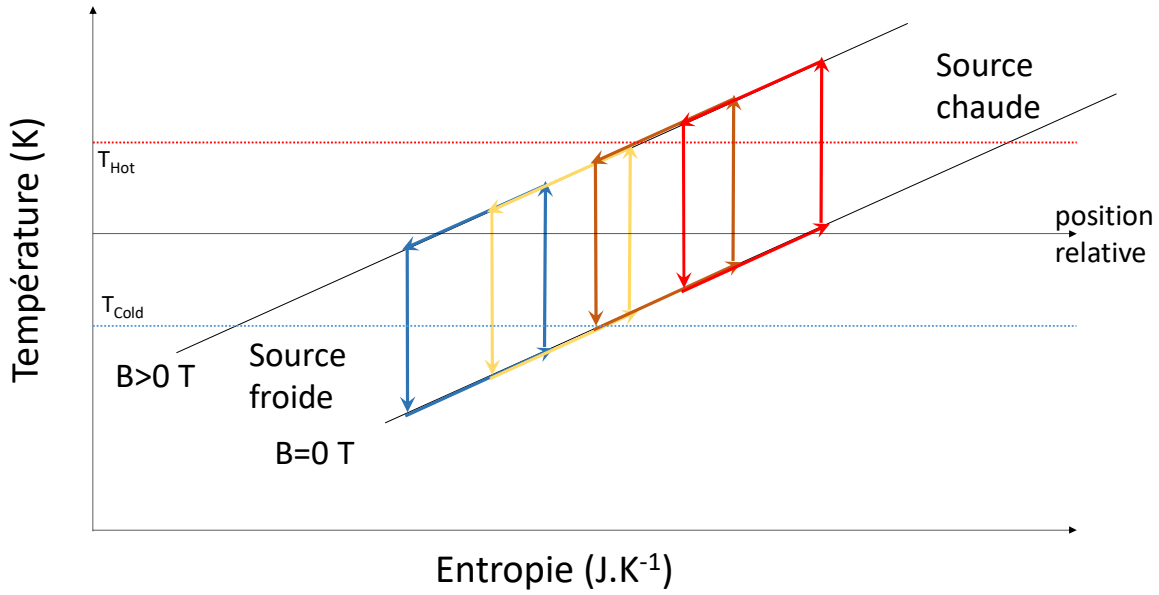


Figure 1.27 : Représentation des cycles présents dans le matériau lors d'un cycle AMR

Ce cycle peut être optimisé suivant les matériaux utilisés. En effet, l'utilisation de plusieurs matériaux possédant des températures de Curie cohérentes avec le gradient thermique se créant sur la longueur du matériau permet d'obtenir une optimisation de chaque cycle local sur la longueur du régénérateur et ainsi d'obtenir effet magnétocalorique local maximal.

1.2.3/ EFFICACITE DES SYSTEMES MAGNETOCALORIQUES

L'efficacité d'une pompe à chaleur est définie à partir de la première loi de thermodynamique :

$$\Delta U = Q_C + Q_F + W \qquad \text{I.33.}$$

où ΔU est la variation d'énergie interne du système, Q_C est la quantité de chaleur échangée avec le puit chaud (chaleur cédée), Q_F est la quantité de chaleur échangée avec le source froide (chaleur captée) et W le travail fourni au système, souvent le travail électrique associé au compresseur pour une pompe classique ou un circulateur et au moteur d'entrainement pour une pompe à chaleur magnétocalorique.

On définit l'efficacité par :

$$e = \frac{énergie\ utile}{énergie\ payée} \qquad \text{I.34.}$$

Soit pour une pompe à chaleur :

$$e_{réel} = \frac{-Q_C}{W} \qquad \text{I.35.}$$

Dans le cas hypothétique d'une pompe à chaleur idéale (machine de Carnot), $\Delta U = 0$, ainsi :

$$e_{carnot} = \frac{Q_C}{Q_C + Q_F} \qquad \text{I.36.}$$

Où en appliquant l'égalité de Clausius-Carnot pour les systèmes réversibles :

$$e_{carnot} = \frac{T_C}{T_C - T_F} \qquad \text{I.37.}$$

Où T_C est la température du puit chaud et $T_F$la température de la source froide. Ainsi pour une pompe à chaleur fonctionnant entre un puit à 35°C et une source froide à 7°C (températures données comme référence par les fabricants de pompe à chaleur), l'efficacité maximale d'un tel système est de 11.

Cette définition de l'efficacité considère la pompe à chaleur comme une boite noire ne prenant en compte que les flux entrants et sortants sans considérer la technique de transfert de chaleur utilisée (compression de gaz, magnétocalorie…), cela permet de comparer l'efficacité des technologies pour des points de fonctionnement identique, mais cela n'est pas suffisant pour comparer les technologies entre elles. En effet, il faut prendre en compte le rapport de la puissance maximale transférable par le système par sa masse ainsi que la compacité du système. Dans le cas d'une pompe à chaleur magnétocalorique, la génération d'un champ magnétique (par aimants, bobines ou électroaimants) représente une masse importante rendant les systèmes de pompes à chaleur magnétocaloriques. Cela peut être préjudiciable pour des utilisations dans des systèmes mobiles (ex : climatisation de voiture) ou petits (ex : petit réfrigérateur).

Ainsi, le calcul de l'efficacité d'une pompe à chaleur magnétocalorique issue de la première loi de la thermodynamique est loin d'être suffisant pour comparer les technologies.

Les différentes technologies peuvent être comparées aussi par rapport à l'efficacité du cycle qu'elles utilisent. Dans ce cas-là, on s'intéresse au système fluide-matériau et non plus au système complet. On observe les flux de chaleur échangés par le matériau avec le fluide ainsi que le travail fourni au système fluide-matériau au cours d'un cycle.

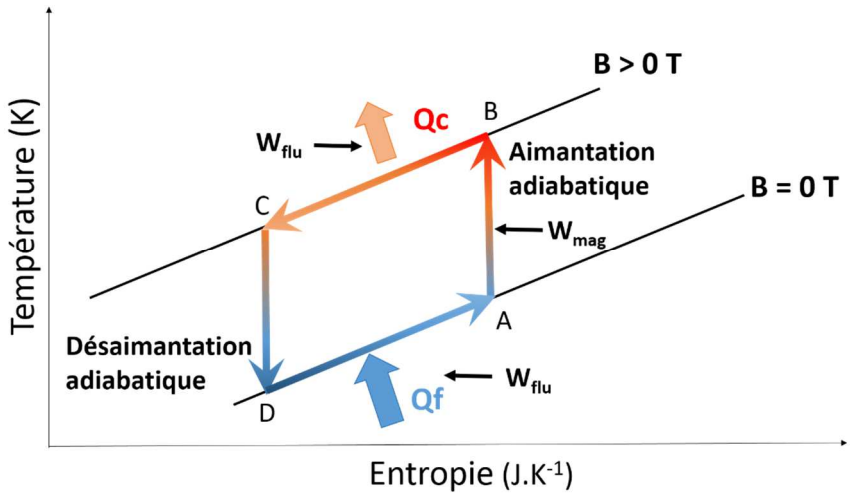


Figure 1.28 : Représentation des flux et travaux dans un cycle

Ainsi, l'efficacité du cycle thermodynamique dans le cas d'une pompe à chaleur s'écrit :

$$e_{cycle} = \frac{Qc}{W_{flu} + W_{mag}} \qquad \text{I.38.}$$

Cette efficacité ne différencie pas les techniques d'aimantation/désaimantation (aimant, électroaimants…) puisque l'on considère un travail magnétique appliqué au matériau. Elle permet de comparer les différents cycles thermodynamiques qui peuvent être utilisés, cad, dans notre cas, la synchronisation entre l'écoulement du fluide et l'aimantation/désaimantation.

Enfin la mise en place d'autres paramètres adimensionnels permet aussi de quantifier l'efficacité d'un système magnétocalorique. En effet, Julien Roudaut [22] définit deux grandeurs adimensionnelles afin de pouvoir comparer les différents systèmes de réfrigération magnétique. Une première grandeur δ qu'il appelle « facteur de régénération » compare l'écart maximal des températures des sources d'un système à la variation adiabatique de température du matériau magnétocalorique autour de sa température de Curie pour une source de champ magnétique imposé.

$$\delta = \frac{\Delta T}{\Delta T_{ad}} \qquad \text{I.39.}$$

La seconde grandeur ξ compare la puissance froide maximale du système par rapport à la puissance intrinsèque du matériau telle que :

$$\xi = \frac{\dot{Q}_{cold}}{\dot{Q}_{mcm}} \qquad \text{I.40.}$$

avec

$$\dot{Q}_{mcm} = f m_s C_{ps} \Delta T_{ad} \qquad \text{I.41.}$$

Cette grandeur peut aussi être calculée avec la puissance chaude maximale à la place de la puissance froide pour le cas des pompes à chaleur.

1.2.4/ ETAT DE L'ART SUR LES PROTOTYPES EXISTANTS

Plusieurs prototypes ont été créés au cours des trente dernières années et leur nombre augmente d'autant plus que la recherche avance dans les différents domaines concernant la magnétocalorie (magnétisme, matériaux magnétocaloriques, thermodynamique, échanges thermiques…). [21], [27], [32]

Système de Brown

Le premier démonstrateur fut celui de Brown en 1976 qui est basé sur un cycle d'Ericsson. Il utilisa pour cela du gadolinium comme matériau magnétique immergé dans un fluide faisant office de régénérateur thermique du matériau et constitué de 80% d'eau et 20% d'éthanol. Le gadolinium se présentait sous la forme de plaques d'un millimètre d'épaisseur séparées par un interstice d'un millimètre permettant au fluide de circuler. Des aimants supraconducteurs assuraient un champ magnétique de 7 T.

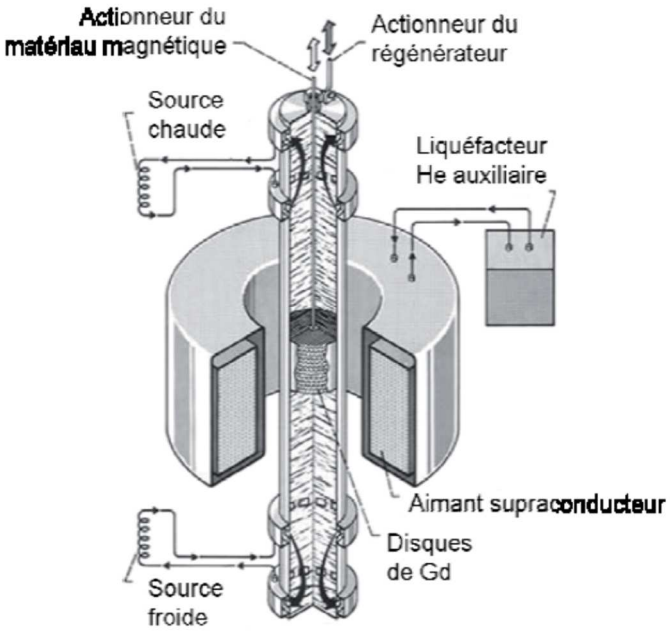


Figure 1.29 : Schéma du prototype de Brown [33][34]

Dans ce système, le matériau magnétocalorique est fixé dans le champ magnétique créé par les aimants supraconducteurs eux-mêmes fixes. Le tube contenant le fluide caloporteur oscille de haut en bas afin de mettre le fluide en mouvement. Le champ magnétique oscille aussi entre phases d'application et phases de suppression selon un rythme permettant de mettre en place des cycles d'aimantation/désaimantation de type Ericsson.

Grâce à ce système, Brown atteint une différence de température de 47 K entre la source chaude (T_c=319 K) et la source froide (T_f=272 K) après 50 cycles. Néanmoins le système ne fonctionne qu'à faible fréquence et il est difficile de maintenir un gradient de température sur le long terme. Il réussira par la suite lors d'un second essai à obtenir un écart de 80 K en utilisant alors un cycle de Stirling [35].

Mouvement	Linéaire
Source du champ	Bobines supraconductrices (7 T)
Matériau magnétocalorique	Gadolinium (157 g)
Fréquence	-
T_{cold}	248 K
T_{hot}	328 K
ΔT_{max}	80 K

Tableau 1.2 : Caractéristiques du prototype de Brown [33][34]

Système de Steyert

Steyert développa en 1978 le concept de régénérateur magnétique actif (AMR) permettant de faciliter les transferts thermiques dans les systèmes de réfrigération. Il développa pour cela un système réfrigérant basé sur le cycle de Brayton.

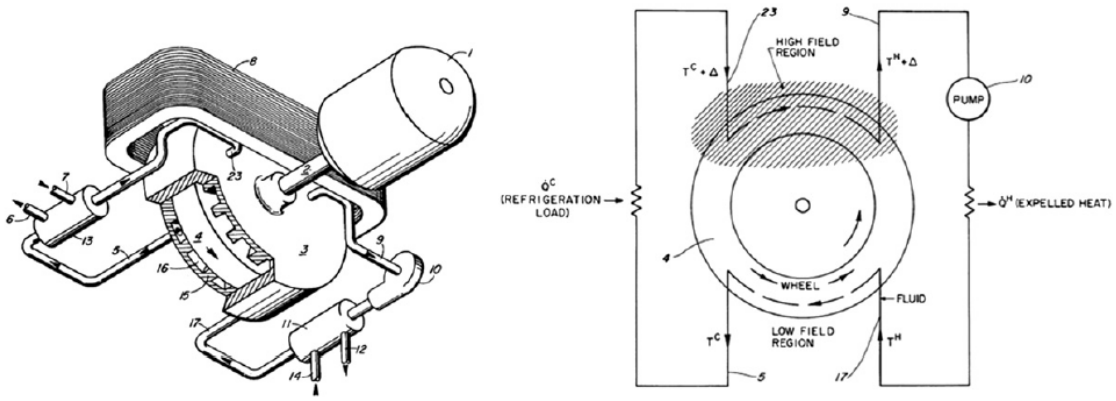


Figure 1.30 : Schéma du prototype de Steyert [36] [37]

Dans ce système, le matériau magnétocalorique est posé sur une roue mise en rotation, passant ainsi d'une zone soumise à un fort champ magnétique à une zone soumise à un faible champ magnétique. L'articulation des différentes phases de ce système est détaillée comme suit :

- Le matériau capte de la chaleur dans le fluide caloporteur alors qu'il se trouve dans un champ magnétique faible.
- Le fluide se dirige alors vers un échangeur afin de capter de la chaleur de la source froide à refroidir alors que le matériau rentre dans un fort champ magnétique de manière adiabatique, ainsi sa température augmente.
- Le matériau va alors céder de la chaleur au fluide passant dans cette zone, fluide venant de la source froide.
- Le fluide ressort du système pour se diriger vers l'échangeur de la source chaude afin de céder de la chaleur au milieu. Le matériau entre alors dans une zone de faible champ magnétique de manière adiabatique, ainsi sa température diminue.

Steyert développera ce cycle avec Barlcay pour aboutir au cycle utilisé actuellement.

Mouvement	rotatif
Source du champ	Bobine supraconductrice (7 T)
Matériau magnétocalorique	Gadolinium
Fréquence	1Hz
T_{cold}	270 K
T_{hot}	340 K
ΔT	70 K

Tableau 1.3 : Caractéristiques du prototype de Steyert [36][37]

Système de Kirol et Dacus

En 1988, Kirol et Dacus mettent au point un prototype de système de réfrigération fonctionnant sur le principe d'un cycle d'Ericsson avec un système tournant comme pour le prototype de Steyert.

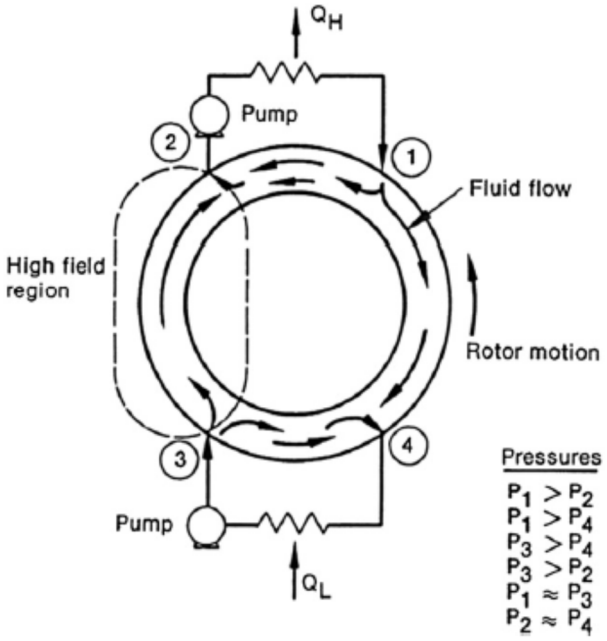


Figure 1.31 : Schéma du prototype de Kirol et Dacus [38]

Dans ce système, le matériau est positionné sur un rotor et est constitué de 125 plaques de gadolinium liées par une résine époxy. Ces plaques passent d'une zone soumise à un faible champ magnétique à une zone soumise à un fort champ magnétique. Le champ est créé par un aimant permanent. Le fluide dit de « récupération » s'écoule à travers les zones de variation de champ par des orifices situés au bord des aimants permanents. Ainsi les échanges thermiques s'effectuent hors des zones d'aimantation/désaimantation. Ce principe de récupération s'est révélé moins efficace que le principe de régénération.

Mouvement	Rotatif
Source du champ	Aimants Permanents (0,9 T)
Matériau magnétocalorique	Gadolinium (270 g)
Fréquence	0,017 Hz
T_{cold}	-
T_{hot}	-
ΔT	11 K

Tableau 1.4 : Caractéristiques du prototype de Kirol et Dacus [38]

Système de Green and al *(1990)*

Dans les années 90, la réfrigération magnétique a intéressé la marine américaine et Green *and al* ont développé un prototype utilisant un régénérateur multicouche afin d'avoir une température de Curie variable en fonction de la position sur le régénérateur. Pour obtenir ce gradient, ils utilisèrent une combinaison de trois matériaux : la première couche contient du Terbium (Tb) dont la température de Curie est T_c=235 K, la seconde est composée d'un alliage de Gadolinium et Terbium ayant une température de Curie T_c=264 K, la dernière couche contient uniquement du Gadolinium avec une température de Curie T_c=293 K. Le fluide caloporteur est mis en mouvement à l'aide d'un vérin et un second régénérateur passif à base de cuivre est placé dans le circuit froid.

Le champ magnétique est obtenu grâce à une bobine supraconductrice pouvant générer un champ de 7 T, ce champ effectue alors des rampes de 30 s entre le maximum et le minimum.

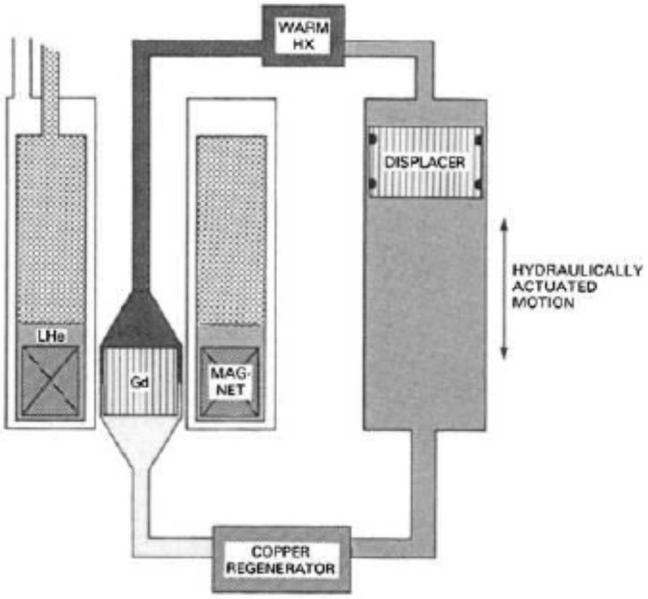


Figure 1.32 : Schéma du prototype de Green et al [39]

Mouvement	Linéaire
Source du champ	Bobines supraconductrices (7 T)
Matériau magnétocalorique	Tb (167 g)/GdTb (167 g)/Gd (167 g)
Fréquence	0,014 Hz
T_{cold}	268 K
T_{hot}	292 K
ΔT	24 K

Tableau 1.5 : Caractéristiques du prototype de Green et al [39]

Système de Zimm and al *(1998) : Développement du cycle AMR pour la réfrigération à température ambiante*

Ce n'est que depuis une quinzaine d'années que l'intérêt pour la réfrigération magnétique a permis de grandes avancées et la création de plusieurs démonstrateurs grâce aux travaux de Zimm, Gschneidner et Pecharsky aux USA.

Zimm [40] développa en 1997 avec ***Ames Laboratory/Astronautics Corporation of America (ACA)*** un prototype basé sur le cycle de Brayton pouvant produire jusqu'à 600 W de puissance froide. Il obtienne un coefficient de performance proche de 8, pour une différence de 10°C entre 281 K et 291 K et avec un champ magnétique de 5 T créé par des aimants supraconducteurs (non pris en compte dans le calcul d'efficacité). Dans un second essai, Zimm et *al* ont obtenu une différence de température de 23°C entre les températures chaude et froide laissant espérer une plus large gamme d'utilisation de son prototype. Mais cette augmentation de plage de température se réalisait au détriment de la puissance froide générée qui passait alors à 150 W et du COP qui passait à 2.

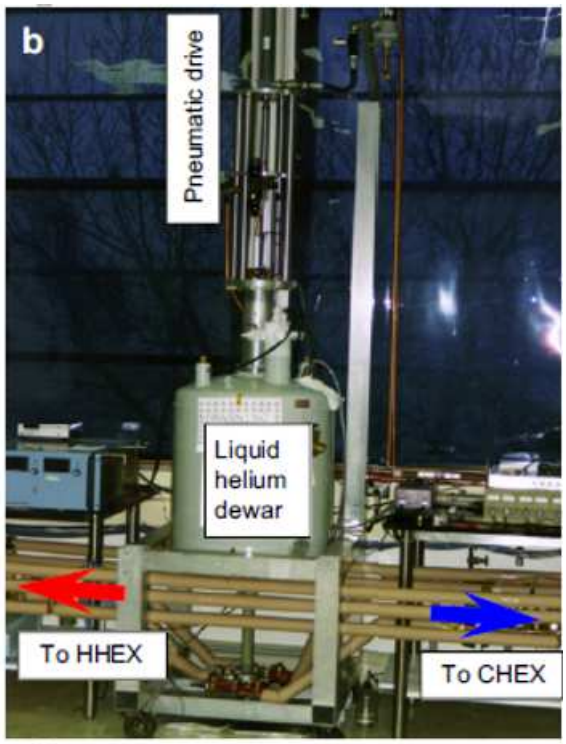


Figure 1.33 : Photo et schéma du prototype de Zimm et al [40]

Ce système présente un mouvement alternatif ce qui impose une fréquence de fonctionnement plutôt faible. Il en découle alors un temps important d'établissement du gradient de température et donc du régime permanent. Par la suite, les systèmes rotatifs se sont avérés plus efficaces pour des utilisations à plus hautes fréquences.

Mouvement	Linéaire
Source du champ	Bobines supraconductrices (5 T)
Matériau magnétocalorique	Gadolinium (1,5 kg)
Fréquence	0,167 Hz
T_{cold}	272 K
T_{hot}	295 K
ΔT	23 K
Q_{max}	600 W (pour ΔT=10 K)

Tableau 1.6 : Caractéristiques du prototype de Zimm et al [40]

Système de Zimm and al *(2002) :*

A la suite du succès du premier projet, l'équipe d'**ACA** chercha à développer un prototype fonctionnant à plus haute fréquence en utilisant un système rotatif à la place d'un système linéaire et en utilisant des aimants permanents afin d'éliminer la consommation d'énergie due au refroidissement des supraconducteurs. Ces travaux ont abouti en 2002 avec la présentation d'un démonstrateur au G-8 Energy Minister Meeting à Detroit.

Le matériau magnétocalorique était disposé sur un lit rotatif en forme d'anneau articulé en quatre secteurs. Le matériau utilisé est du gadolinium tandis que le fluide caloporteur est de l'eau. Les aimants permanents permettent d'obtenir un champ magnétique de 1,5 T. Lorsqu'un secteur passe dans une zone magnétique, le matériau s'échauffe en échangeant de la chaleur avec l'eau de la source chaude. Il passe ensuite dans une zone sans champ où sa température baisse et le matériau échange de la chaleur avec l'eau du circuit froid. Il passe enfin dans une zone sans champ couvrant la moitié de la rotation où le matériau n'échange aucune énergie avec le fluide.

Ce système fonctionne sur une gamme de fréquence comprise entre 0.5 Hz et 4 Hz et permet d'atteindre un écart de température très significatif de 25 K sans charge et une puissance de refroidissement de 50 W avec un écart de température nul. Il a aussi été testé avec comme matériau un alliage de $La(Fe_{0.88}Si_{0.13})H_{1.0}$ sous forme de poudre concassée. Le système a obtenu des performances similaires aux premiers tests avec le gadolinium. Le prototype a fonctionné pendant plus de 1500 h entre 2001 et 2007.

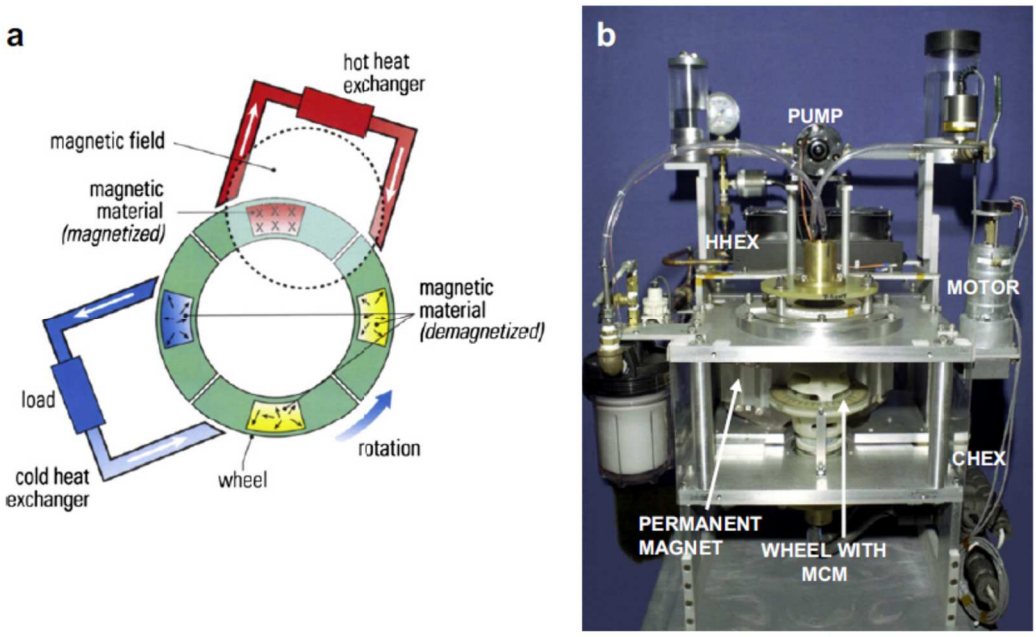


Figure 1.34 : Schéma et photo du prototype de Zimm et al [41]

Mouvement	Rotatif
Source du champ	Aimants permanents
Matériau magnétocalorique	
Fréquence	0,5-4 Hz
T_{cold}	-
T_{hot}	-
ΔT	25 K
Q_{max}	50 W

Tableau 1.7 : Caractéristiques du prototype de Zimm et al [41]

Système de Rowe and al *(2002-2006)*

En 2002, Rowe de l'université de Victoria et Barclay de ***Cryofuel Systems*** ont conçu un démonstrateur magnétique qui sera par la suite amélioré par Richard (Université du Québec de Trois Rivières) *et al.* Dans ce prototype, le matériau réalise un mouvement linéaire grâce à un moteur d'entrainement et un système de bielle-manivelle. Le fluide caloporteur est de l'hélium gazeux soumis à un mouvement oscillant dans le régénérateur, réalisant ainsi un cycle AMR. Le régénérateur est de type multicouches utilisant trois matériaux différents permettant d'obtenir un gradient de température : Gd (Tc=294 K) $Gd_{0.74}Tb_{0.26}$ (Tc=278 K), $Gd_{0.85}Er_{0.15}$ (Tc=265 K). Ce prototype a atteint un écart de températures de 50 K avec un champ de 2 T et a fonctionné à une fréquence de 0,8 Hz [42]

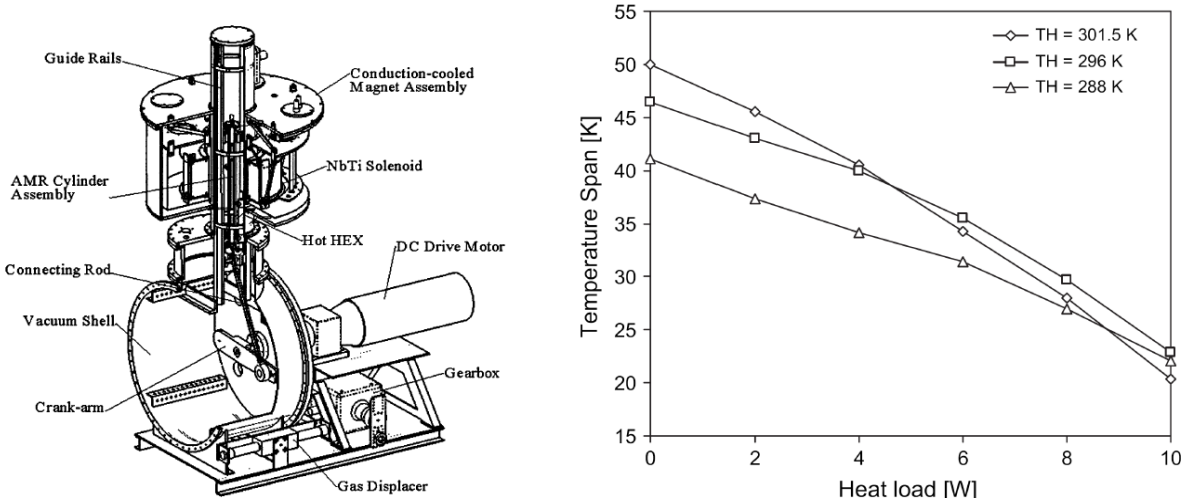


Figure 1.35 : Schéma et résultats de l'écart de température en fonction de la puissance thermique du prototype de Rowe et al [43]

Mouvement	linéaire
Source du champ	Bobines supraconductrice (2 T)
Matériau magnétocalorique	Gd(90 g)/$Gd_{0,74}Tb_{0,26}$(90g)/$Gd_{0,85}Er_{0,15}$(90 g)
Fréquence	0,8 Hz
T_{cold}	251 K
T_{hot}	301 g
ΔT	50 K
Q_{max}	10 W

Tableau 1.8 : Caractéristiques du prototype de Rowe et al [43]

Système de Okamura and al *(2006-2007)*

En 2006, un prototype a été réalisé à l'institut technologique de Tokyo, en partenariat avec l'entreprise ***Chubu Electric*** et a été amélioré par Okamura *et al* l'année suivante, principalement sur le circuit magnétique pour concentrer le champ des aimants permanents utilisés afin d'atteindre 1.1 T contre 0.77 T initialement. D'autres modifications structurelles ont alors permis de réduire les pertes par courants induits (pertes de Foucault, supplémentaires…) et les pertes de charge hydraulique faisant ainsi passer la puissance maximale de 60 W à 540 W. Le principal défaut de ce prototype restera la rotation discontinue du rotor défavorable à la conservation de l'énergie. Le COP de ce prototype était de 1.8 en prenant en compte toutes les puissances utilisées (pompe et moteur).

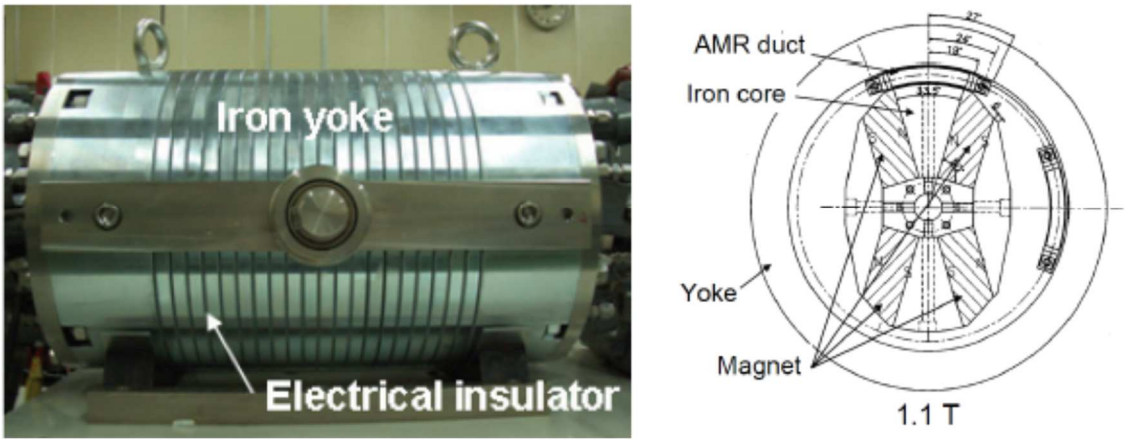


Figure 1.36 : Photo et schéma du prototype d'Okamura et al [44]

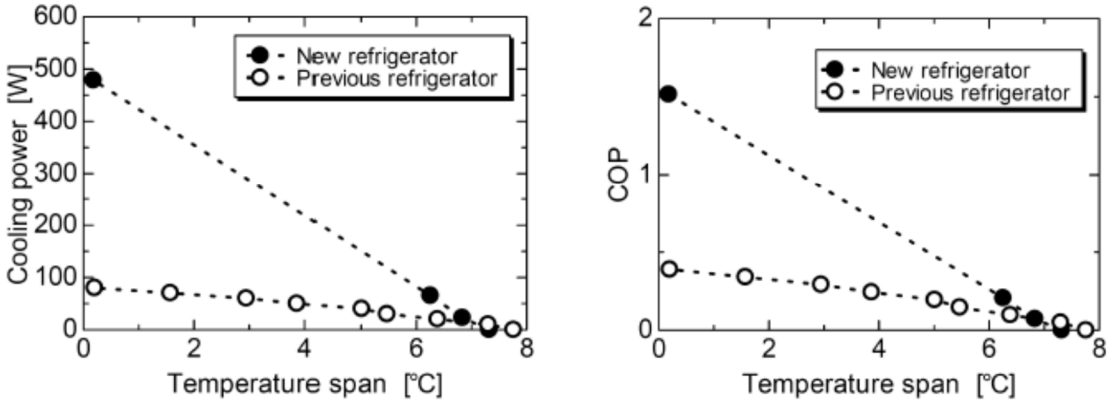


Figure 1.37 : Puissance de refroidissement et performance du système en fonction de l'écart de température [44]

Mouvement	Rotatif
Source du champ	Aimants permanents (1,1 T)
Matériau magnétocalorique	Gd (4 kg)
Fréquence	0,417 Hz
T_{cold}	284 K
T_{hot}	294 K
ΔT	10 K
Q_{max}	540 W

Tableau 1.9 : Caractéristiques du prototype d'Okamura et al [44]

Système de Zimm and al *(2007-2010)*

Zimm *et al* ont réalisé un troisième prototype avec l'équipe d'**ACA** composé de deux sources de champ magnétique à base d'aimants permanents générant chacun un champ de 1.4 T. Le rotor était un disque composé de 12 secteurs de matériau magnétocalorique. Les régénérateurs étaient composés d'un empilement de sphères de gadolinium ou de LaFeSiH. Ce prototype a atteint des fréquences de fonctionnement de 3.33 Hz et a produit des puissances élevées pour un écart de température important. Les tests avec le gadolinium ont permis de produire une puissance de 844 W et un écart de températures de 19 K. Les résultats n'étaient pas aussi bons avec le LaFeSiH, une puissance de 400 W et un écart de 13.4 K seulement étant obtenus. Ce prototype a confirmé la possibilité d'une application industrielle de la réfrigération magnétique à température ambiante.

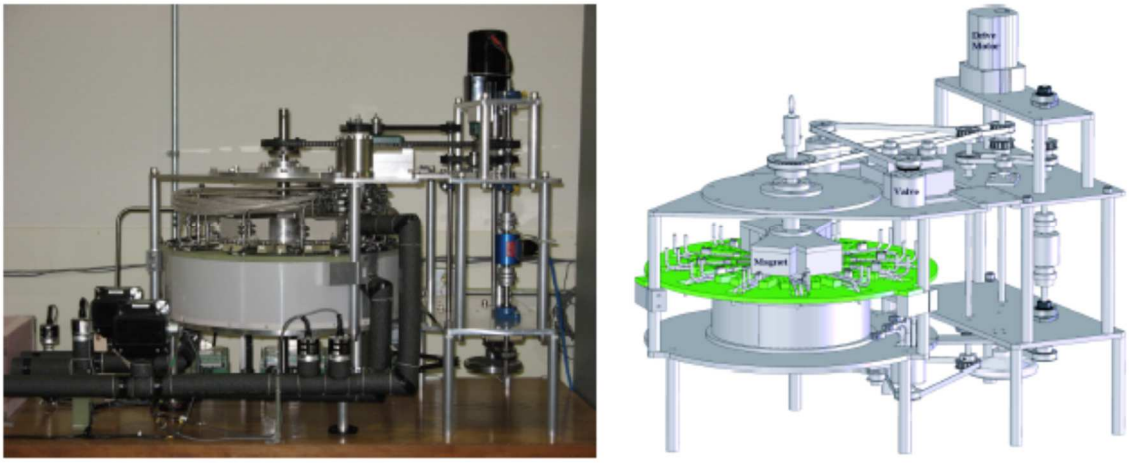


Figure 1.38 : Photo et schéma du prototype de Zimm et al [45]

Type de matériau	2nd ordre	1er ordre
Mouvement	rotatif	rotatif
Source du champ	Aimants permanents (1,4 T)	idem
Matériau magnétocalorique	Gd (890 g)	LaFeSi (661 g)
Fréquence	3,33 Hz	idem
T_{cold}	279 K	283,6 K
T_{hot}	298 K	297 K
ΔT	19 K	13,4 K
Q_{max}	844 W	400 W

Tableau 1.10 : Caractéristiques du prototype Zimm et al [45]

Prototype de l'université technologique du Danemark

L'un des derniers prototypes de réfrigération magnétique présenté est celui de l'université technologique du Danemark. Ce qui semblerait être à ce jour le dernier prototype développé l'a été par C.R.H Bahl *et al*. Il est composé d'un rotor dans lequel sont disposés des « cassettes » de 5 à 10 cm contenant le matériau magnétocalorique (figure I.37). Ce dernier est du gadolinium sous forme de sphères de 0.25 à 0.8 mm de diamètre. Ce rotor tourne dans l'entrefer de deux structures magnétiques d'Halbach composés d'aimants permanents et générant un profil magnétique permettant l'aimantation et la désaimantation du matériau lors de son déplacement. Ce prototype peut fonctionner jusqu'à 10Hz (aimantation/désaimantation). Les tests ont permis de produire une puissance de 1010 W et un écart de température maximal de 25.4 K.

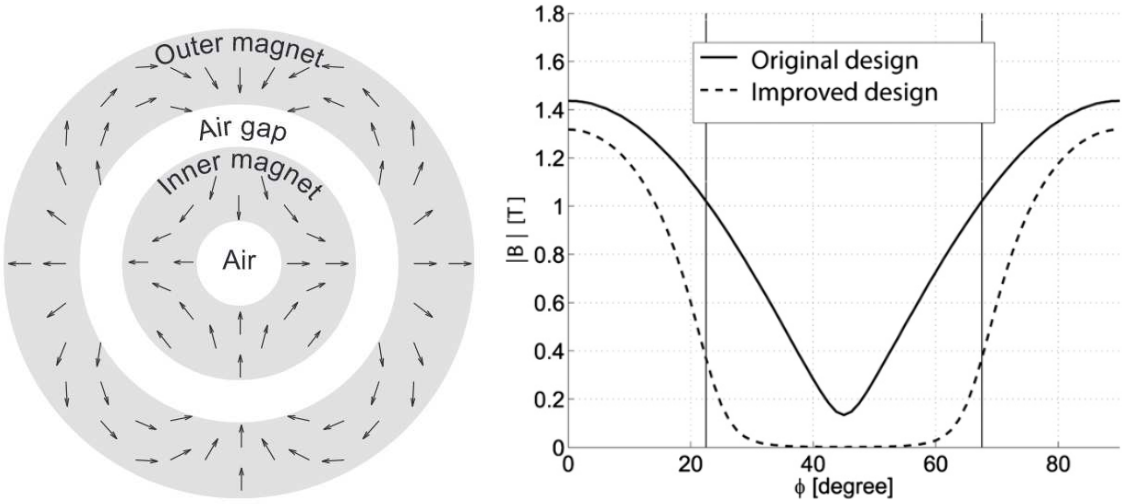


Figure 1.39 : Schémas de la structure magnétique et mesure du champ induit dans l'entrefer[46]

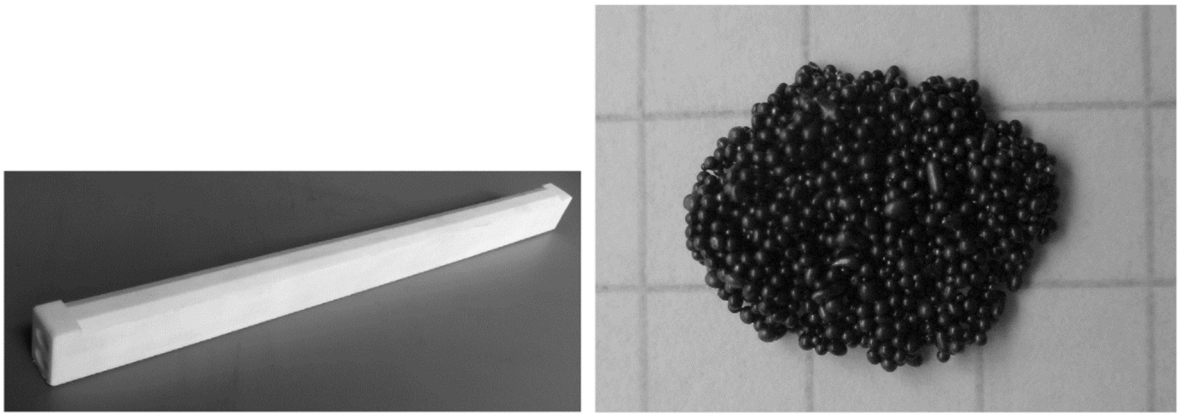


Figure 1.40 : Photos des « cassettes » contenant le matériau magnétocalorique et des sphères de gadolinium [47]

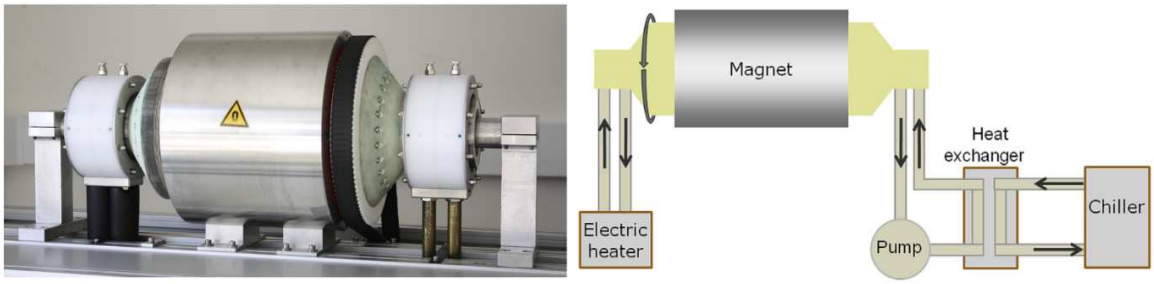


Figure 1.41 : Photo et schéma du prototype de l'université du Danemark [47]

Mouvement	Rotatif
Source du champ	Aimants permanents (1,3 T)
Matériau magnétocalorique	Sphères de gadolinium (1.4 kg ou 2.8kg)
Fréquence maximale	10 Hz
T_{cold}	275.6 K
T_{hot}	301 K
ΔT_{max}	25.4 K
$Q_{max\ cold}$	1010 W

Tableau 1.11 : Caractéristiques du prototype l'université du Danemark [47]

CONCLUSION

Depuis sa découverte en 1881, l'effet magnétocalorique a démontré son potentiel dans le domaine de la production d'énergie, principalement dans la production de froid. La théorie permettant d'expliquer ce phénomène est de plus en plus aboutie mais aussi particulièrement complexe. En effet, elle fait intervenir différents domaines de la physique comme la physique quantique et la thermodynamique statistique, sciences généralement abordables mais à haut niveau d'exigence. L'intérêt de cet effet magnétocalorique s'est considérablement accentué avec la découverte de nouveaux matériaux prometteurs comme le gadolinium présentant un effet magnétocalorique dit « géant » et permettant des applications sur des plages de températures et de puissances très intéressantes. De plus, les évolutions technologiques, principalement sur le champ magnétique que peuvent générer les aimants permanents, permettent de fabriquer des systèmes plus économes en énergie nécessaire à leur mise en route et fonctionnement. Enfin, l'utilisation de l'EMC dans un système de production de chaleur (ou de froid) permet de s'affranchir des fluides caloporteurs du types CFC ou HFC et de ne travailler qu'avec des liquides qui peuvent être biodégradables ou naturels.

Les pompes à chaleur magnétocaloriques peuvent devenir une évolution des pompes à chaleur classiques actuelles. Elles pourraient par ailleurs présenter des efficacités supérieures et avoir un impact écologique inférieur à celui des systèmes actuels. De nombreux travaux de recherche fondamentale et de développement s'avèrent toutefois largement nécessaires avant d'arriver à des prototypes commercialisables, c'est-à-dire avec des COP et des puissances élevées, et par ailleurs très facilement constructibles en grandes séries.

2 ETAT DE L'ART SUR L'ETUDE DES ECOULEMENTS OSCILLANTS

INTRODUCTION

Les systèmes de transfert de chaleur utilisant l'effet magnétocalorique nécessitent un écoulement fluidique bien particulier. En effet, afin de pouvoir créer et maintenir un gradient thermique sur la longueur du matériau, le fluide captant la chaleur lors du « Cold blow » « s'écoule en sens inverse du fluide cédant la chaleur lors du « Hot blow ». Certains systèmes utilisent deux circuits fluidiques séparés afin de le permettre. Le système imaginé pour cette thèse n'utilise qu'un seul circuit fluidique, le fluide en contact avec le matériau magnétocalorique subit une inversion du sens d'écoulement au cours d'un cycle. Ainsi l'écoulement du fluide en contact avec les matériaux est très particulier et est appelé écoulement oscillant. Ces écoulements possèdent des profils de vitesses très particuliers pouvant influencer les échanges thermiques entre le matériau et la paroi. Nous allons tenter dans ce chapitre de caractériser ces écoulements oscillants d'un point de vue mécanique, puis thermique.

2.1/ CARACTERISATION DES ECOULEMENTS OSCILLANTS

2.1.1/ DEFINITION GENERALE DES ECOULEMENTS OSCILLANTS

Les écoulements oscillants sont des écoulements instationnaires pour lesquels la vitesse instantanée du fluide varie périodiquement autour d'une vitesse moyenne. Si la vitesse moyenne du fluide est nulle, on parle alors d'écoulement alterné. On rencontre en particulier ce type d'écoulement en physiologie dans la respiration pulmonaire et également dans les moteurs de Stirling où le fluide passe alternativement de la source froide à la source chaude et réciproquement en sens inverse. Si la vitesse moyenne n'est pas nulle, on parlera d'écoulement pulsé. On rencontre également ce type d'écoulement en physiologie dans la circulation sanguine et dans les systèmes d'échappement des moteurs thermiques. Ces écoulements peuvent être laminaires ou turbulents.

Un écoulement oscillant doit initialement être caractérisé par les grandeurs physiques suivantes :

- la vitesse moyenne de l'écoulement v_{moy} en m/s (= 0 pour les écoulements alternés),

- la fréquence d'oscillation f en Hz ou la pulsation ω=2πf,

- l'amplitude de la vitesse $A_{max} = \frac{v_{max}-v_{min}}{2}$.

Ainsi la vitesse instantanée de l'écoulement est typiquement définie par une équation de la forme :

$$v(t) = A_{max}\sin(\omega t)\,.+v_{moy} \qquad \text{II.1.}$$

2.1.2/ ETUDES MECANIQUES ET MISE EN EVIDENCE DE L'EFFET ANNULAIRE

Premières études des écoulements oscillants

Les premières études sur les écoulements oscillants ont été réalisées de manière expérimentale par *Richardson* et *Tyler* [48], mettant en évidence la présence d'une vitesse maximale proche des parois dans ces écoulements. Les mesures ont été principalement réalisées à l'aide d'un anémomètre à fil chaud.

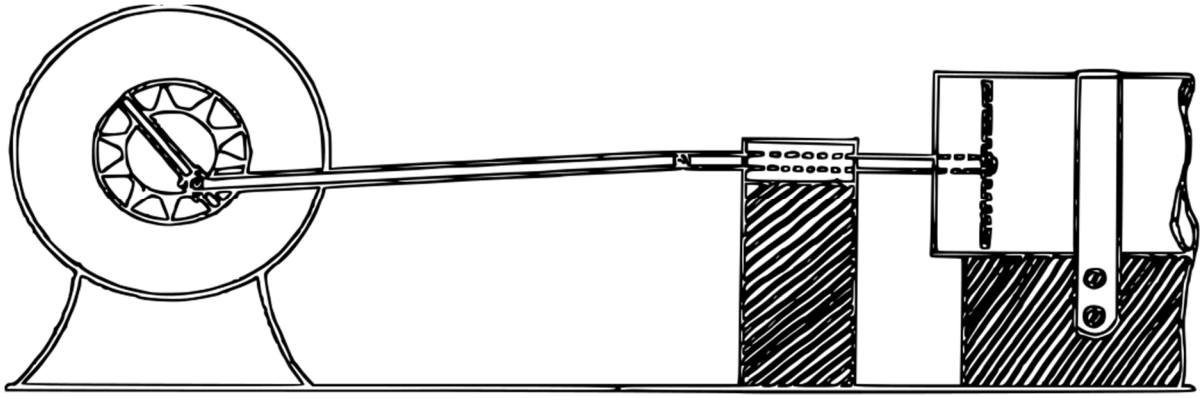


Figure 2.1 : Système de Richardson et Tyler pour étudier les écoulements oscillants [48]

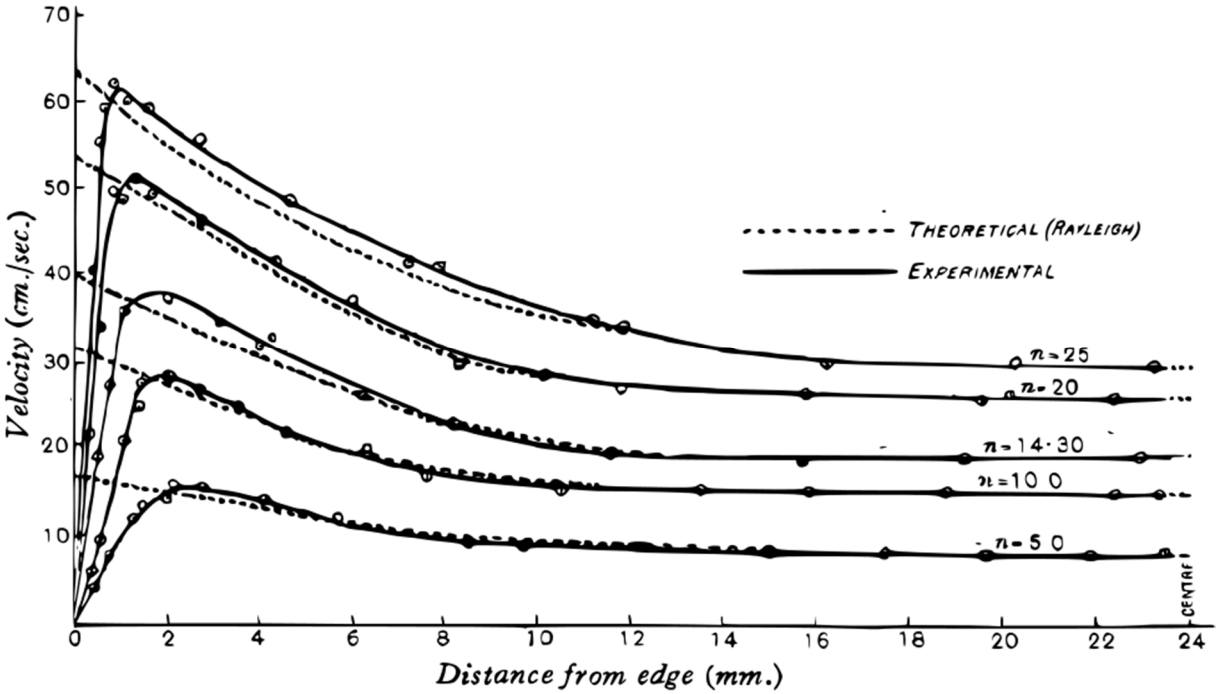


Figure 2.2 : Mesures de vitesses du fluide en fonction de la distance par rapport à la paroi pour différentes fréquences n [48]

Ils seront les premiers à parler d'un effet annulaire. Par la suite, *Sexl* [49] établit une analyse théorique plus détaillée des résultats de Richardson et Tyler à partir de l'équation de conservation de la quantité de mouvement de Navier Stokes. Il obtient une corrélation de la

distribution de vitesses en fonction de la distance à la paroi pour un fluide incompressible dans un référentiel cylindrique sous forme complexe.

Ces résultats sont restés d'abord discrets puis les travaux suivants ont concerné pour majorité les écoulements oscillants présents dans les domaines de la physiologie et relatifs à la respiration et à la circulation sanguine. *Lambossy* [50] réalisa en 1952 une analyse des équations de la conservation de la quantité de mouvement dans un tube rigide afin de représenter les écoulements dans les vaisseaux sanguins. Sans connaitre a priori les travaux de Richardson et Tyler, il établit une solution permettant de décrire les profils de vitesses dans le tube en fonction du temps ainsi qu'une formulation de la force de frottement. Il montra notamment que la forme du profil de vitesse dépend d'un paramètre adimensionnel appelé *z*.

$$z = R\sqrt{\frac{\rho\omega}{\mu}} \qquad \text{II.2.}$$

Avec R le rayon du tube (m), ρ la masse volumique du fluide (kg.m^{-3}), ω la pulsation de l'oscillation (rad.s^{-1}) et μ la viscosité dynamique du fluide (Pa.s)

Womersley [51] poursuivit alors cette étude en s'intéressant à l'étude des écoulements dans une artère. Il démontra analytiquement l'existence d'un déphasage du gradient de pression par rapport au débit de fluide.

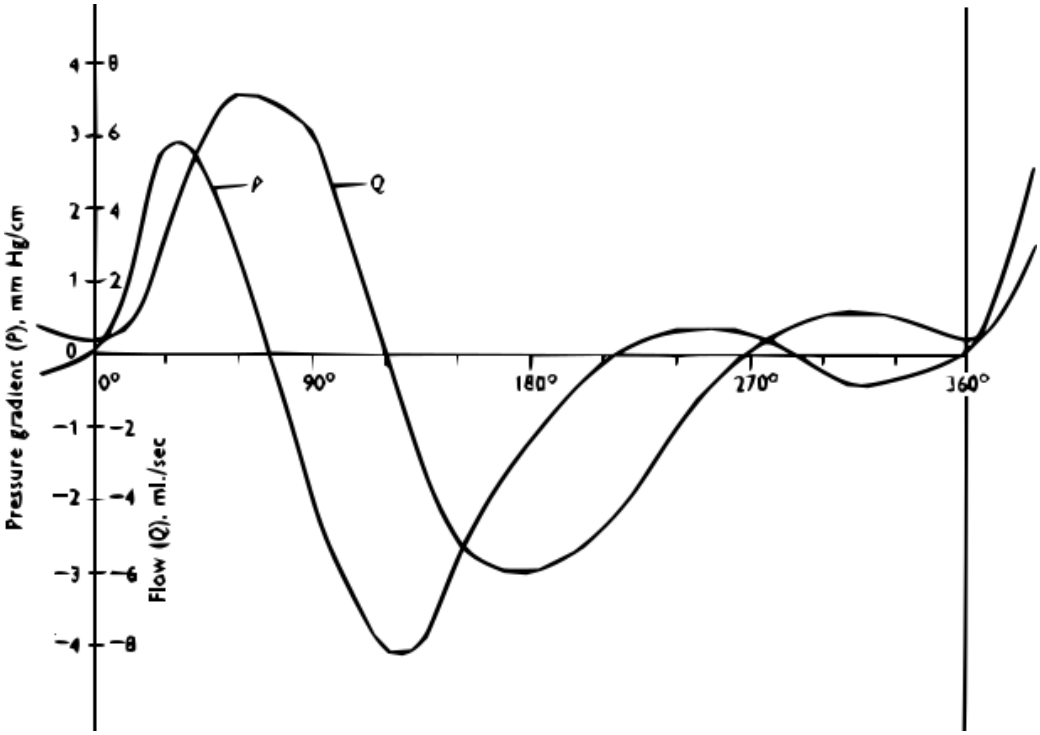


Figure 2.3 : Evolution de la pression et du débit au cours du temps dans une artère [51]

Il montra également que ce déphasage était dépendant du paramètre adimensionnel *z* qu'il mit sous la forme :

$$\alpha = R\sqrt{\frac{\omega}{\upsilon}} \qquad \text{II.3.}$$

Avec $\upsilon = \frac{\eta}{\rho}$ la viscosité cinématique d'un fluide, α nombre de *Womersley*.

En parallèle, *Uchida* [52] reprit les travaux de *Richardson* et *Sexl* pour les compléter et élaborer une relation liant la vitesse débitante avec le gradient de pression d'une part et l'énergie dissipée par frottement dans ces écoulements d'autre part. Il réalisa une étude très détaillée des écoulements oscillants en fonction du nombre de *Womersley* (inconnu lors de la rédaction de son article) et démontra le déphasage du gradient de pression avec la vitesse en fonction de ce nombre.

Les travaux réalisés de 1930 à 1960 sur l'étude mécanique des écoulements oscillants ont permis d'aboutir à une expression de la vitesse de plus en plus étayée. On constate que les démarches d'analyse sont très similaires. En effet, les hypothèses faites dans ces études (écoulement d'un fluide incompressible dans un tube) pour aboutir à différentes formes d'expression de la vitesse restent similaires.

Il a été vu précédemment qu'un des paramètres importants des écoulements oscillants est le nombre de *Womersley* α. Il existe plusieurs formes de ce nombre, toutes similaires, et dont la seule différence est le choix de la longueur caractéristique (par exemple le rayon du tube pour *Womersley*). Pour la suite de cette étude, nous poserons α tel que :

$$\alpha = Lc\sqrt{\frac{\omega}{\upsilon}} \qquad \text{II.4.}$$

Avec Lc la longueur caractéristique :
- dans le cas d'un tube, son diamètre Dc,
- dans le cas de deux plaques parallèles, la distance d'écartement e .

Etude du profil de la vitesse

L'étude mécanique des écoulements oscillants a été reprise par *Atabek* [53] en 1961 dans une étude sur les écoulements oscillants d'un fluide incompressible en entrée de tube. Comme pour les autres travaux, Atabek est parti de l'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \left(\vec{v}\vec{\nabla}\right)\vec{v} = -\frac{\vec{\nabla}p}{\rho} + \upsilon\nabla^2\vec{v} \qquad \text{II.5.}$$

Dans son analyse, *Atabek* a utilisé les cordonnées cylindriques (*r θ, x)* en posant une condition de symétrie rendant l'écoulement indépendant de θ.

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x\frac{\partial v_x}{\partial x} + v_r\frac{\partial v_x}{\partial r} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \upsilon\left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial v_x}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2}\right) \qquad \text{II.6.}$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_x\frac{\partial u_r}{\partial x} + v_r\frac{\partial u_r}{\partial r} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} + \upsilon\left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial x^2} - \frac{v_r}{r^2}\right) \qquad \text{II.7.}$$

Il considère une vitesse d'entrée périodique, uniforme et définie par la fonction :

$$v(x,r,t) = v_0\left[1 + \sum_{k=1}^{n}(a_k * \cos(k\omega t) + b_k * \sin(k\omega t))\right] \qquad \text{II.8.}$$

Où v_0 est la vitesse moyenne de l'écoulement. Cette fonction représente un écoulement pulsé.

Son analyse lui a permis d'obtenir une expression de la vitesse en fonction de la position radiale et du temps sous forme complexe :

$$v(r,t) = 2v_0\left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) + v_0\,\Re\left\{\sum_{k=1}^{n}(a_k - ib_k)\left[\frac{J_0\left(\frac{i^{\frac{3}{2}}\sqrt{k}\alpha r}{R}\right) - J_0\left(i^{\frac{3}{2}}\sqrt{k}\alpha r\right)}{J_2\left(i^{\frac{3}{2}}\sqrt{k}\alpha r\right)}\right]e^{-ik\omega t}\right\} \qquad \text{II.9.}$$

Avec J_p la fonction de Bessel à l'ordre p.

Pour un écoulement alterné qui nous intéresse plus spécifiquement dans le cadre de notre étude, la vitesse d'entrée est définie par :

$$v(x,r,t) = v_{max}\left[\sum_{k=1}^{n}(a_k\cos(k\omega t) + b_k\sin(k\omega t))\right] \qquad \text{II.10.}$$

On obtient alors une vitesse en fonction de la position radiale de la forme :

$$v(r,t) = v_{max}\,\Re\left\{\sum_{k=1}^{n}(a_k - ib_k)\left[\frac{J_0\left(\frac{i^{\frac{3}{2}}\sqrt{k}\alpha r}{R}\right) - J_0\left(i^{\frac{3}{2}}\sqrt{k}\alpha r\right)}{J_2\left(i^{\frac{3}{2}}\sqrt{k}\alpha r\right)}\right]e^{-ik\omega t}\right\} \qquad \text{II.11.}$$

Pour une vitesse de forme purement sinusoïdale en entrée, la vitesse en fonction de la position radiale est obtenue sous la forme :

$$v(r,t) = v_{max}\,\Re\left\{(a_1 - ib_1)\left[\frac{J_0\left(\frac{i^{\frac{3}{2}}\alpha r}{R}\right) - J_0\left(i^{\frac{3}{2}}\alpha\right)}{J_2\left(i^{\frac{3}{2}}\alpha\right)}\right]e^{-i\omega t}\right\} \qquad \text{II.12.}$$

On peut alors observer une évolution du profil des vitesses en fonction du nombre de *Womersley*. Pour de faibles valeurs de α, les profils des vitesses sont paraboliques à l'instar d'un écoulement permanent et laminaire (figure 2.4 (a)). L'augmentation de α permet l'apparition de l'effet annulaire dit de *Richardson*. On constate alors que la vitesse du fluide proche de la paroi s'inverse plus rapidement que la vitesse au centre de l'écoulement (figure 2.4 (b)). Par ailleurs, le maximum de la vitesse sur un profil tend à être de plus en plus proche de la paroi lorsque que le nombre de *Womersley* augmente (figure 2.4 (c)). De plus, l'épaisseur de la couche limite proche de la paroi est de plus en plus fine au fur et à mesure que α augmente (figure 2.4 (d)).

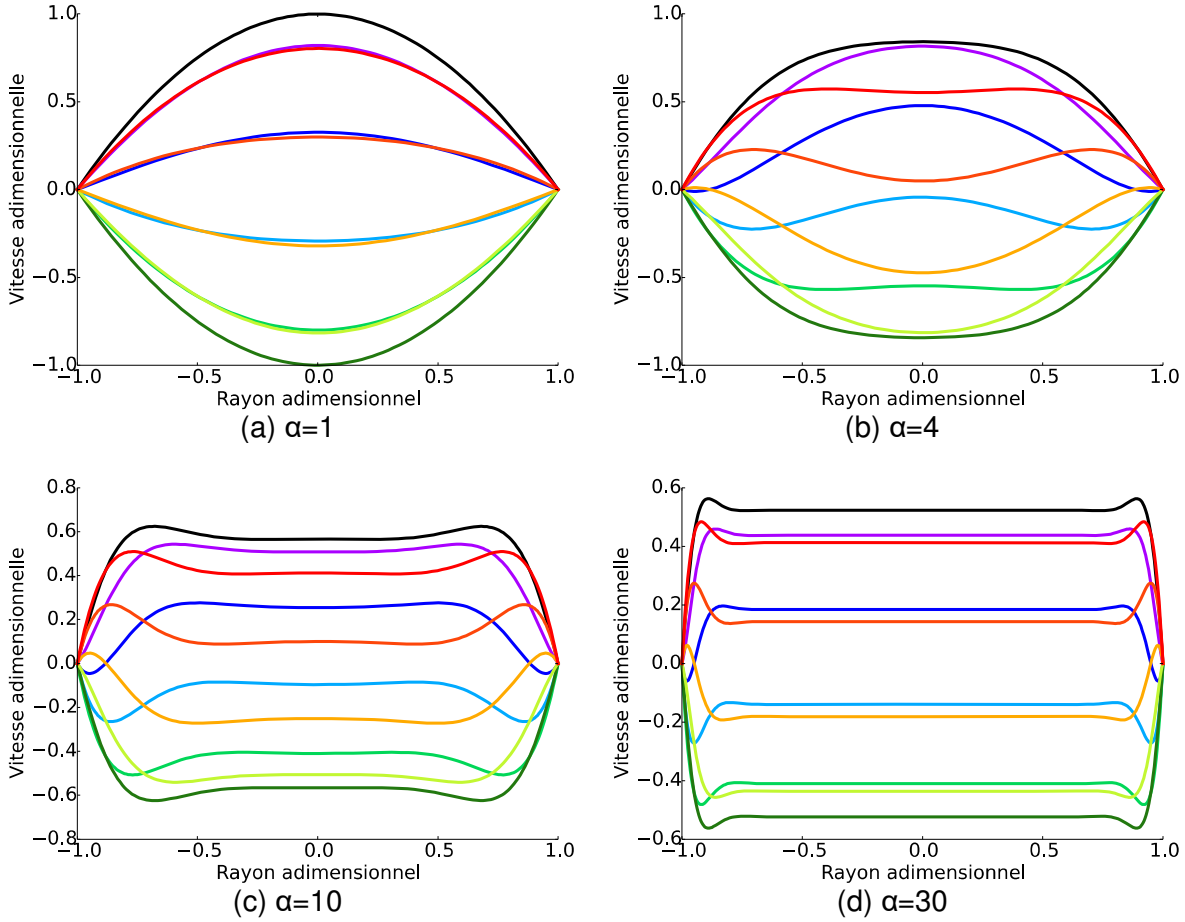


Figure 2.4 : Evolution du profil de vitesse dans un tube en fonction du nombre de *Womersley* α

Ainsi, pour de grandes valeurs du nombre de *Womersley* et pour un pas de temps fixé, on observe que l'écoulement se produit dans un sens à proximité des parois alors qu'il, se produit dans la direction opposée au centre du canal.

L'étude des écoulements oscillants fut poursuivie ensuite par *Gédéon* en 1986 [54] qui réalisa une analyse d'un écoulement oscillant d'un fluide incompressible entre deux plaques parallèles en partant de l'équation de quantité de mouvement telle que :

$$\frac{\partial^2 v}{\partial y^2} - \frac{1}{\upsilon}\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{1}{\upsilon\rho}\frac{\partial p}{\partial x} \qquad \text{II.13.}$$

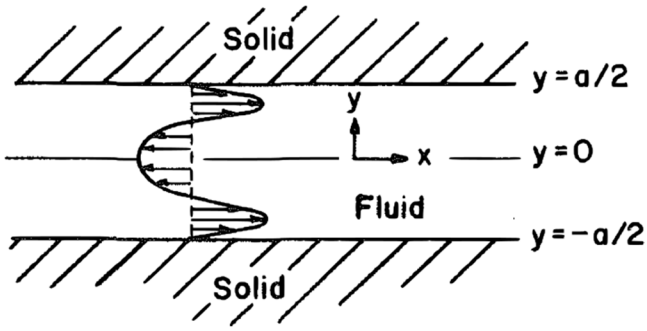


Figure 2.5 : Représentation du profil de vitesse d'un écoulement oscillant entre deux plaques

Il utilisa une expression du profil de vitesse décrite initialement par *Kurzweg* en 1985 [55] :

$$v(y,t) = v\,\Re\left(f(y)e^{i\omega t}\right) \qquad \text{II.14.}$$

avec

$$f(y) = \frac{\left(\cosh\left(\frac{\sqrt{i}\alpha y}{a}\right) - \cosh\left(\frac{\sqrt{i}\alpha}{2}\right)\right)}{1 - \cosh\left(\frac{\sqrt{i}\alpha}{2}\right)} \qquad \text{II.15.}$$

où a est la distance entre les deux plaques.

Cette étude permettait d'exprimer une corrélation du coefficient de frottement sous forme complexe telle que :

$$S = \frac{f'(\frac{a}{2})}{\langle f \rangle} \qquad \text{II.16.}$$

où

$$\langle f \rangle = \frac{1}{a}\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} f\,dy \qquad \text{II.17.}$$

Il exprima ainsi l'équation de quantité de mouvement sous la forme :

$$\langle\frac{\partial v}{\partial t}\rangle\left(\rho + \left(\frac{2\rho}{\alpha^2}\right)\Im(S)\right) = -\frac{\partial p}{\partial x} - \left(\frac{2\rho\nu}{\alpha^2}\right)\Re(S)\langle v\rangle \qquad \text{II.18.}$$

Analyse mécanique de l'écoulement

Une analyse des forces agissant dans ce type d'écoulement permet de mettre en avant le déphasage des vitesses locales.

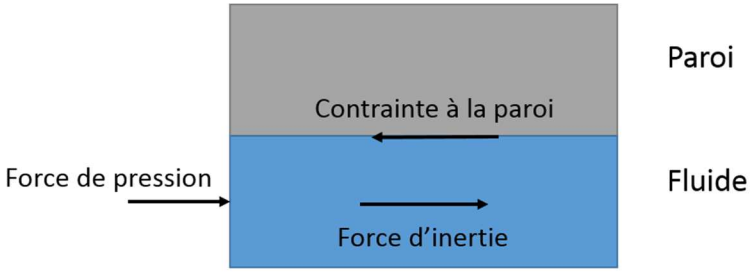


Figure 2.6 : Représentation des forces agissant sur le fluide

L'équation du bilan des forces s'exerçant sur un volume de fluide incompressible en écoulement oscillant se décrit vectoriellement par :

$$\overrightarrow{Fp} = \overrightarrow{Fi} + \overrightarrow{Fc} \qquad \text{II.19.}$$

avec $\overrightarrow{Fp}$ la force de pression, $\overrightarrow{Fi}$ la force d'inertie et $\overrightarrow{Fc}$ la force de frottement à la paroi.

En reprenant l'étude de *Gédéon* (équation (18)),

$$v(y,t) = v_0\, \Re\left(f(y)e^{i\omega t}\right) \qquad \text{II.20.}$$

On peut exprimer un bilan volumique :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho \left\langle \frac{\partial v}{\partial t} \right\rangle + \rho \upsilon \left(\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right)_{paroi} \qquad \text{II.21.}$$

Avec

$$Fp = \frac{\partial p}{\partial x}$$

$$Fi = -\rho \left\langle \frac{\partial v}{\partial t} \right\rangle$$

$$Fc = \rho \upsilon \left(\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right)_{paroi}$$

L'étude de ces forces au cours d'un cycle dans un écoulement oscillant en fonction du nombre de *Womersley* permet d'observer une évolution du déphasage de ces forces les unes par rapport aux autres. Ces évolutions sont calculées pour le cas suivants :

- Umax=1m/s,

- écart entre les deux plaques a= 2mm

- masse volumique ρ=1000 kg/m^3

- viscosité cinématique υ=1.007x10^{-6} m²/s.

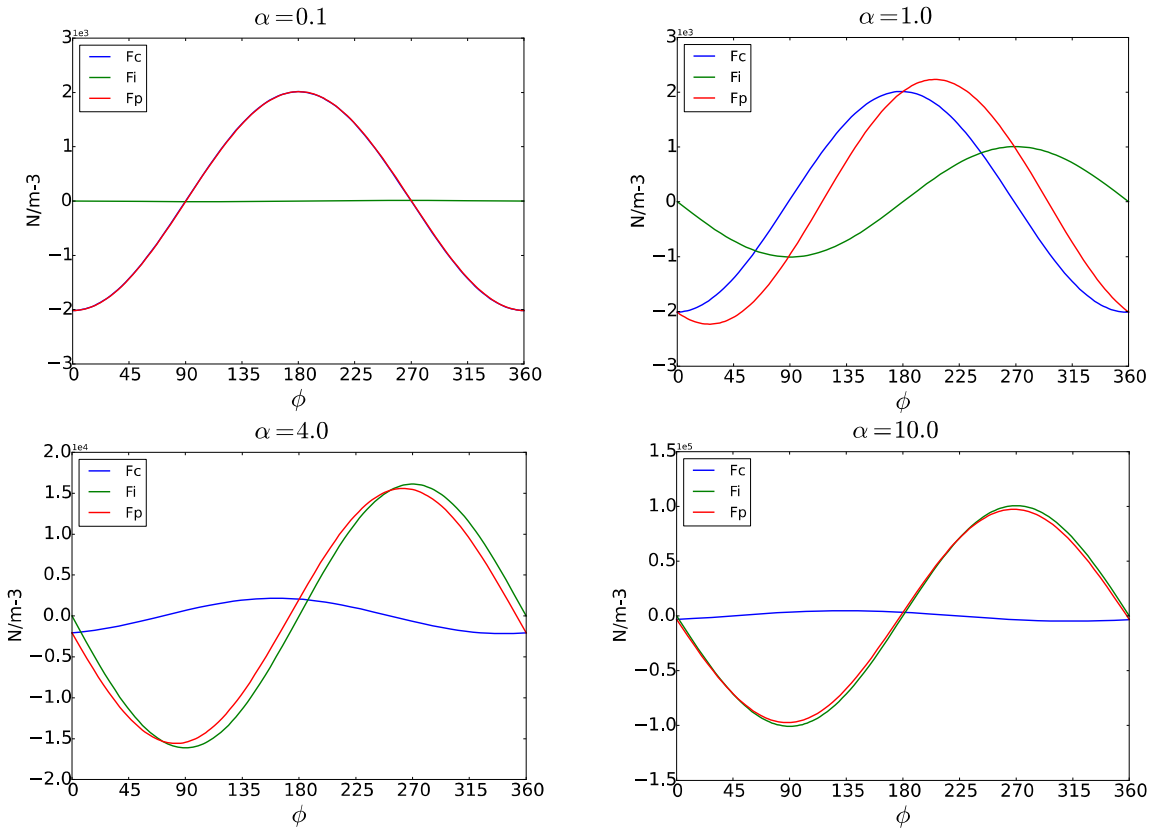


Figure 2.7 : Evolution des forces en fonction du nombre de *Womersley*

On remarque donc dans cette série de la figure 7 que pour des nombres de *Womersley* faibles (α<0.1), la force d'inertie est faible par rapport à la force de pression et à la force de frottement à la paroi. De plus la force de pression et la force de frottement à la paroi sont en phase. Lorsque le nombre de *Womersley* augmente, la force d'inertie augmente et il apparait un déphasage entre la force de pression et la force de frottement à la paroi qui augmente également avec le nombre de *Womersley*. Pour les grandes valeurs du nombre de *Womersley* (α>>10), la force d'inertie est en phase avec la force de pression. La force de frottement à la paroi devient alors négligeable et est déphasée de 90° par rapport aux deux autres forces.

Ainsi, dans un régénérateur magnétocalorique, l'approximation quasi stationnaire n'est pas valable et il faut donc développer d'autres corrélations afin de prendre en compte ce déphasage qui évolue avec le nombre de *Womersley*.

2.1.3/ Definition de parametres adimensionnels et normalisation de l'equation de quantite de mouvement

Afin de caractériser les écoulements oscillants, *T.W. Simon* et *J.R. Seume* ont réalisé une normalisation de l'équation de la quantité de mouvement dans une conduite cylindrique [56]. La normalisation de l'équation de conservation de quantité de mouvement permet alors de mettre en évidence les paramètres adimensionnels propres aux écoulements oscillants [56]. On introduit pour cela les variables adimensionnelles :

$p^* = \frac{p-p_0}{\rho * u_{max}{}^2}$, , $\overrightarrow{v^*} = \frac{\vec{v}}{v_{max}}$, $t^* = \omega * t$, $\vec{\nabla}^* = \frac{D_c}{2}\vec{\nabla}$, $\rho^* = \frac{\rho}{\rho_0}$, $\upsilon^* = \frac{\upsilon}{\upsilon_0}$,

et $\mu_d{}^* = \frac{\mu_d}{\mu_{d0}}$

L'équation devient alors

$$v_{max}\omega\frac{\partial\vec{v}^*}{\partial t^*} + \frac{2v_{max}^2}{Dc}\left(\overrightarrow{v^*} * \vec{\nabla}^*\right)\overrightarrow{v^*} = -\frac{2v_{max}^2}{Dc}\frac{\vec{\nabla}^* p^*}{\rho^*} + \frac{2\mu_{d0}v_{max}}{\rho_0}\frac{\mu_d^*}{\rho^*}\nabla^{*2}\overrightarrow{v^*} \qquad \text{II.22.}$$

En multipliant chaque membre par $\frac{D_c{}^2}{4\upsilon_0 v_{max}}$ on obtient

$$\frac{Dc^2\omega}{4\upsilon_0}\frac{\partial v^*}{\partial t^*} + \frac{v_{max}Dc}{2\upsilon_0}\left(\overrightarrow{v^*}\vec{\nabla}^*\right)\overrightarrow{v^*} = -\frac{v_{max}Dc}{2\upsilon_0}\frac{\vec{\nabla}^* p^*}{\rho^*} + \upsilon^*\nabla^{*2}\overrightarrow{v^*} \qquad \text{II.23.}$$

On peut alors définir différents nombres adimensionnels tels que :

- la fréquence adimensionnelle (ou nombre de *Valensi*) de l'écoulement oscillant $Re_\omega = \frac{\omega D_c^2}{4\upsilon_0} = \alpha^2$ qui caractérise l'effet de la fréquence de l'écoulement oscillant avec la force visqueuse.

- Le nombre de *Reynolds* maximal $Re_{max} = \frac{v_{max}D_c}{\upsilon_0}$ avec u_{max} la vitesse maximale de l'écoulement. Il correspond au nombre de *Reynolds* défini pour les régimes permanents.

Ainsi, on obtient l'équation de quantité de mouvement sous la forme :

$$Re_\omega\frac{\partial\vec{v}^*}{\partial t^*} + \frac{Re_{max}}{2}\left(\overrightarrow{v^*}\vec{\nabla}^*\right)\overrightarrow{v^*} = -\frac{Re_{max}}{2}\frac{\vec{\nabla}^* p^*}{\rho^*} + \upsilon^*\nabla^{*2}\overrightarrow{v^*} \qquad \text{II.24.}$$

On peut définir aussi :

- le rapport $\frac{Lc}{Dc}$ avec L_c la longueur du canal. Ce nombre permet de définir la longueur d'établissement de l'écoulement.

- L'amplitude de déplacement $Ad = \frac{x_{\max}}{L_c}$ avec x_{max} le déplacement maximal d'une particule de fluide au cours d'une demi-période par rapport à la longueur du canal. Cela correspond à une phase d'un « cold blow » ou de « hot blow ». Physiquement, cela permet de caractériser le déplacement oscillant du fluide par rapport au canal dans lequel il circule. On peut considérer trois cas envisageables selon la valeur de Ad. Ainsi, si :

$Ad > 1$: les particules de fluides parcourent une distance plus grande que la longueur du canal lors d'une demi période. Dans ce cas, des particules de fluide traversent entièrement le canal et ressortent de l'autre côté.

$Ad = 1$: les particules de fluides parcourent une distance égale à la longueur du canal.

$Ad < 1$: les particules de fluides parcourent une distance plus petite que la longueur du canal lors d'une demi-période. Ainsi, aucune particule de fluide ne traverse entièrement le canal. Pour un cycle complet, un volume de fluide reste alors en permanence dans le canal sans en ressortir.

Le rapport $\frac{Lc}{Dc}$ et l'amplitude de déplacement Ad sont en réalité liés :

$$Ad = \frac{x_{max}}{L_c} = \frac{2v_{max}}{\omega L_c} \qquad \text{II.25.}$$

Or

$$\frac{Re_{max}}{Re_{\omega}} = \frac{4v_{max}}{\omega D_c} \qquad \text{II.26.}$$

Ainsi

$$Ad = \frac{1}{2}\frac{D_c}{L_c}\frac{Re_{max}}{Re_{\omega}} \qquad \text{II.27.}$$

2.1.4/ TURBULENCE DANS LES ECOULEMENTS OSCILLANTS

Dans le cadre de notre étude, nous chercherons à éviter les turbulences dans notre écoulement afin de pouvoir profiter de l'effet annulaire. En effet, les turbulences ont tendance à casser cet effet avec l'apparition d'une composante radiale de la vitesse du fluide qui aura tendance à mélanger les différentes couches de fluide.

Dans les écoulements quasi-stationnaires et unidirectionnels, le régime de l'écoulement est défini par la valeur du nombre de *Reynolds* par :

$$Re = v_{max}\frac{L_c}{\nu} \qquad \text{II.28.}$$

Dans le cas des écoulements oscillants, l'accélération et la décélération du fluide ont tendance à créer une instabilité sur l'écoulement. Cette accélération semble retarder l'apparition de turbulences alors que la décélération semble les maintenir. Les résultats expérimentaux de *Blondeaux* et *Vittori* [57] ont permis de constater l'existence de plusieurs régimes d'écoulements pour les écoulements oscillants :

- écoulement laminaire tout au long du cycle,

- écoulement laminaire perturbé avec de faibles amplitudes de perturbation,

- écoulement turbulent par intermittence selon les phases de décélération,

- écoulement turbulent tout au long du cycle.

Les turbulences peuvent aussi être générées par l'entrée du tube avec l'apparition d'un « bouchon de turbulence » qui va être convecté dans tout le tube dans le sens de l'écoulement. Une étude de *Sunpower* [58] sur les coefficients de frottement lors d'écoulements oscillants dans un tube montre que pour $Ad < 2$, l'écoulement est toujours turbulent, en partie à cause de l'apparition dudit bouchon à l'entrée de tube qui est alors convecté sur toute la longueur.

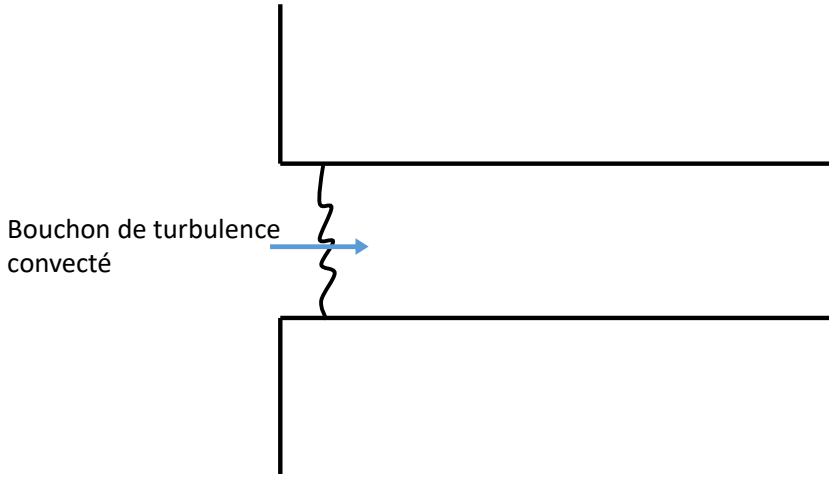


Figure 2.8 : Bouchon de turbulence à l'entrée d'un tube

Gedeon developpa en 1990 un code de simulation, GLIMPS, basé sur une modélisation monodimensionnelle de l'écoulement qui prend en compte les bouchons de turbulence. Ce modèle permit de décrire les régimes d'écoulement en fonction du nombre de *Womersley* et du nombre instantané de *Reynolds*.

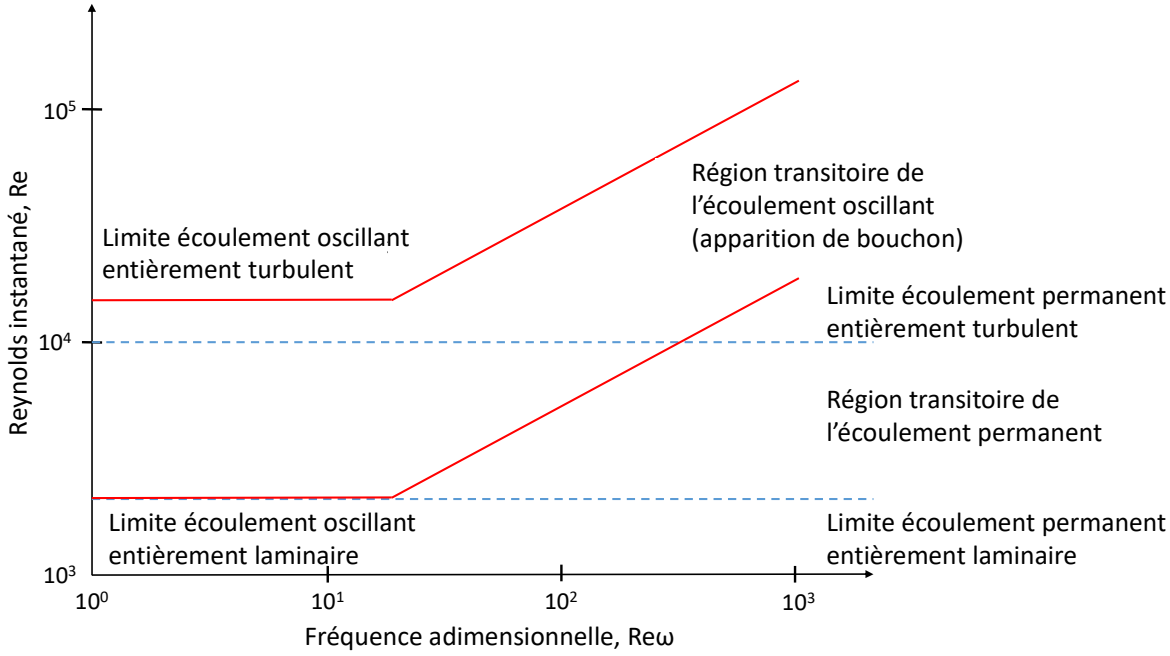


Figure 2.9 : Comparaison des régimes d'écoulement pour un écoulement permanent et un écoulement oscillant

Ainsi pour maintenir un écoulement laminaire en régime oscillant, les conditions sur les nombres sont :

- $Re < 2000$ pour < 25 ,
- $Re < 2000\sqrt{\frac{Re\omega}{25}}$ pour $Re\omega > 25$.

Il n'existe pas de modèle permettant de décrire correctement les turbulences pour les écoulements oscillants. Plusieurs auteurs ([59], [60]) ont élaboré différents modèles d'écoulements oscillants turbulents en appliquant des modèles de turbulence classique. Les résultats sont plus ou moins acceptables mais restent malgré tout relativement éloignés des résultats expérimentaux.

2.2/ TRANSFERTS THERMIQUES POUR DES ECOULEMENTS OSCILLANTS

2.2.1/ MISE EN EQUATION DU PROBLEME

Dans le cas de notre étude, plusieurs hypothèses de départ peuvent être faites. Le fluide utilisé est de l'eau liquide dans laquelle on a rajouté 1% d'un anticorrosif. Les propriétés physiques du mélange restent sensiblement proches de celles de l'eau. Nous pouvons donc faire les hypothèses suivantes :

- l'écoulement est oscillant,
- l'écoulement dans les canaux (canaux rectangulaire) du régénérateur est assimilable à un écoulement entre deux plaques,
- compte tenu de la vitesse d'écoulement, $Re\omega$ est faible, on considère donc l'écoulement laminaire,
- le fluide est newtonien incompressible, ses propriétés physiques sont supposées constantes,
- les forces volumiques sont négligeables,
- la dissipation visqueuse est négligeable.

Dans le solide les transferts thermiques peuvent être modélisés par l'équation suivante telle que :

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\lambda_s}{\rho_s Cp_s}\left(\frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_s}{\partial y^2}\right) + \dot{P} \qquad \text{II.29.}$$

Avec le terme de production magnétocalorique

$$\dot{P} = \mu_0 T_s \left(\frac{\partial M}{\partial T_s}\right)_H \left(\frac{dH}{dt}\right) \qquad \text{II.30.}$$

Ainsi dans le fluide, l'équation de conservation de l'énergie s'écrit :

$$\left(\frac{\partial T_f}{\partial t} + v(y,t)\frac{\partial T_f}{\partial x}\right) = \frac{\lambda_f}{\rho_f Cp_f}\left(\frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_f}{\partial y^2}\right) \qquad \text{II.31.}$$

Avec une vitesse $v(y,t)$ définie par l'équation de conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial v(y,t)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p(x,t)}{\partial x} + \upsilon\left(\frac{\partial^2 v(y,t)}{\partial y^2}\right) \qquad \text{II.32.}$$

Or l'équation de conservation de l'énergie dans le fluide n'admet pas de solution analytique exacte en raison du terme non linéaire $v(y,t)\frac{\partial T_f}{\partial x}$.

Pour résoudre cette équation et obtenir un profil de températures au cours du temps, il faut soit se placer dans un cas particulier qui permet de linéariser l'équation (30), soit utiliser une méthode de discrétisation afin de résoudre numériquement les équations.

2.2.2/ Obtention des solutions analytiques

Premières études : la diffusion d'un contaminant

Les premières études sur ce type d'équation ont été réalisées par *Watson* [61] et portaient sur la diffusion d'un contaminant dans un tube soumis à un écoulement oscillant laminaire. Il proposa une solution analytique exacte pour ce type d'équation, dans le cas particulier d'un gradient de concentration constant le long de l'axe du conduit. Cela lui permit de linéariser les équations. Pour réaliser son étude, il posa certaines hypothèses de départ :

- le contaminant étudié est passif, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de réaction chimique avec le milieu,

- la concentration de contaminant est faible, ce qui permet de considérer les propriétés du fluide ainsi que coefficient de diffusion du contaminant de l'eau comme constantes,

- la paroi est imperméable,

- le conduit à une section S quelconque définie par un contour B,

Il définit un gradient de pression le long de l'axe z du conduit permettant de générer l'écoulement oscillant sous la forme :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -p_{max}\cos(\omega t) \qquad \text{II.33.}$$

Ainsi il définit le profil de vitesse dans le plan (x,y) par :

$$v(x,y,t) = \Re\left(f(x,y)e^{i\omega t}\right) \qquad \text{II.34.}$$

Avec f une fonction complexe.

Il définit l'équation de conservation de la quantité de mouvement sous la forme :

$$i\omega f = \frac{p_{max}}{\rho} + \upsilon\nabla^2 f \quad dans\ \ S \qquad \text{II.35.}$$

où

$$f = 0 \quad sur\ B \qquad \text{II.36.}$$

La concentration Θ satisfait l'équation de diffusion :

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \mathrm{t}} + v(y,t)\frac{\partial \Theta}{\partial x} = \kappa_c \nabla^2 \Theta \; dans \; S \qquad \text{II.37.}$$

Avec κ_c : diffusivité moléculaire du contaminant.

Par ailleurs :

$$\frac{\partial \Theta}{\partial n} = 0 \; sur \; B \qquad \text{II.38.}$$

Avec $\frac{\partial \Theta}{\partial n}$ la dérivée de la concentration par rapport à la normale à la paroi B traduisant la condition d'imperméabilité de la paroi.

Watson reprit alors une hypothèse posée par *Chatwin* [62] dans son étude sur la dispersion d'un contaminant dans un tube soumis à un écoulement oscillant.

Cette hypothèse considère $\frac{\partial \Theta}{\partial \mathrm{x}} = cste = \gamma$. Ainsi l'équation (36) peut être linéarisée et la concentration s'écrit alors sous la forme :

$$\Theta(x,y,t) = -\gamma x + \Re\left(\gamma g(x,y) e^{i\omega t}\right) \qquad \text{II.39.}$$

Avec g une fonction complexe.

Ainsi les équations (II.37) et (II.38) deviennent :

$$i\omega g - f = \kappa_c \nabla^2 g \;\; dans \; S \qquad \text{II.40.}$$

$$\frac{\partial g}{\partial n} = 0 \;\; sur \;\; B \qquad \text{II.41.}$$

Chatwin [62] avait constaté une augmentation du flux massique du contaminant passif le long d'une conduite due au mouvement oscillant du fluide. *Watson* introduisit alors dans son étude la notion de « diffusion effective » Ke qui permet de prendre en compte l'augmentation de la diffusion du contaminant dûe aux oscillations. Ainsi :

$$Ke = \kappa_c(1 + R) \qquad \text{II.42.}$$

Avec R un nombre adimensionnel caractérisant l'augmentation de la diffusivité par rapport aux oscillations de l'écoulement. Il est défini à partir du flux massique sur la section de passage et moyennée au cours d'une période :

$$\overline{\phi_s} = \kappa_c \gamma S \left(1 + \frac{1}{4S\kappa_c} \iint_S \left(f\bar{g} + \bar{f}g\right) dxdy\right) \qquad \text{II.43.}$$

Ainsi :

$$R = \frac{1}{4S\kappa_c} \iint_S \left(f\bar{g} + \bar{f}g \; dxdy\right) = f_s(\alpha^2, Sc)\left(\frac{V^2}{S * Lc}\right) \qquad \text{II.44.}$$

Où V est le volume de fluide déplacé sur une demi période, Lc la longueur caractéristique (ex : distance entre 2 plaques), f_s une fonction définie par le nombre de *Womersley* et le nombre de *Schmidt* Sc tel que :

$$Sc = \frac{\nu}{\kappa_c} \qquad \text{II.45.}$$

Walter montre par la suite que la fonction f_s augmente avec le nombre de *Womersley*. Ainsi, pour un volume donné, le flux de contaminant augmente avec la fréquence.

Transposition à l'équation de transfert thermique

Les équations de diffusion d'un contaminant dans un fluide sont similaires aux équations de la conservation de l'énergie. *Kurzweg* [63] utilisa les travaux de *Watson* pour transposer ses résultats aux cas des échanges de chaleur. Dans cette étude, *Kurzweg* étudia les transferts thermiques dans un tube dans lequel de l'eau circule suivant un écoulement laminaire oscillant de faible fréquence. Il détermina une fréquence limite à son étude de la diffusivité thermique du fluide et posa alors comme limite nécessaire pour la convergence de sa méthode la relation suivante :

$$\alpha^2 P_r < \pi \qquad \text{II.46.}$$

Il reprit alors le profil de vitesse utilisé par *Watson* et traduisit la condition d'imperméabilité en condition d'adiabaticité :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{paroi} = 0 \qquad \text{II.47.}$$

De la même manière que *Watson*, il détermina une diffusivité thermique effective telle que :

$$K_e = \kappa_f \left(1 + P(\alpha)\frac{(P_r \Delta z)^2}{16R}\right) \qquad \text{II.48.}$$

Avec κ_f la diffusivité thermique et Δz le déplacement relatif du fluide défini par

$$\Delta z = \frac{V_d}{S} \qquad \text{II.49.}$$

V_d : représente dans cette équation le volume de fluide déplacé.

Et avec le terme $P(\alpha)$ qui représente une mesure du rapport entre la diffusivité thermique effective K_e et la diffusivité thermique κ_f normalisée de telle sorte qu'il y ait une fonction de α seul. Ainsi $P(\alpha)$ est défini tel que

$$P(\alpha) = \frac{1}{24}\alpha^2 \;\; pour\ \alpha \ll 1 \qquad \text{II.50.}$$

$$P(\alpha) = \alpha^2\left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}\alpha}\right) \;\; pour\ \alpha \gg 1 \qquad \text{II.51.}$$

Ainsi il définit le flux de chaleur effectif axial tel que :

$$\dot{q} = -\pi R^2 \rho C_p K_e \frac{\partial T}{\partial z} \qquad \text{II.52.}$$

$$\dot{q} = \pi R^2 K \left(1 + P(\alpha)\frac{(P_r \Delta z)^2}{16R}\right)\frac{T_H - T_C}{L} \qquad \text{II.53.}$$

Avec L : la longueur du tube et K la conductivité thermique du fluide donné par l'expression suivante :

$$K = \kappa_f \rho C_p \qquad \text{II.54.}$$

Pour illustrer sa méthode, il choisit l'exemple d'un écoulement oscillant de mercure dans les conditions suivantes :

- Pr=0.025

- $v=10^{-7}\ m^2s^{-1}$

- Δz=0.2 m

- f=8Hz

- $R=5.10^{-3}m$

On obtient dans ce cas des valeurs α=11.2 et P(α) =100. Ainsi le flux de chaleur calculé par l'équation (52) est 626 fois plus important que dans le cas d'un écoulement continu.

Dans une seconde étude, *Kurzwerg* [64] réalise un banc expérimental représenté figure 10 pour l'étude des échanges thermiques entre deux sources, à savoir une chaude maintenue à une température Tc et une froide maintenue à une température Tf. Ces sources sont connectées entre elles par un réseau de tubes capillaires dans lesquels un fluide caloporteur (de l'eau) oscille à haute fréquence ($\alpha^2 P_r > \pi$). Les mesures des températures (thermomètres) des deux réservoirs permettent de quantifier la quantité de chaleur transférée entre les deux réservoirs. Elles montrent qu'il est possible d'obtenir une diffusivité effective allant de $K_e = 1{,}4.10^{-2}\ m^2/s$ à $25.10^{-2}\ m^2/s$ en présence d'un écoulement oscillant, soit des valeurs de l'ordre de 17900 fois supérieures à la diffusivité moléculaire de l'eau.

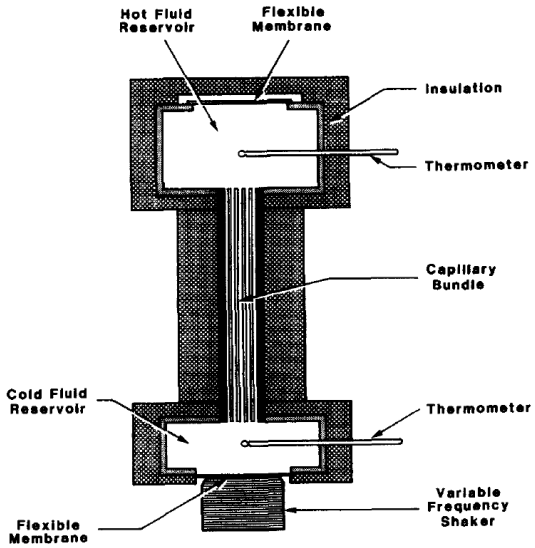


Figure 2.10 : Banc expérimental de Kurzweg [64]

Afin d'interpréter ses résultats, il développa un modèle des échanges thermiques pour des écoulements oscillants laminaires valables pour les fréquences élevées. Il partit alors d'un profil de vitesse sous la forme :

$$v(r,t) = v_{max}\,\Re\left(\left(1-\sqrt{\frac{R}{r}}\,e^{-\sqrt{i}\alpha\left(1-\frac{r}{R}\right)}\right)e^{i\omega t}\right) \qquad \text{II.55.}$$

Il considère dans son étude la paroi comme infiniment épaisse et la conductivité du fluide et de la paroi comme finies. Il définit alors une diffusivité thermique effective telle que :

$$K_e = F(P_r,\sigma,\mu)\Delta z^2\sqrt{\omega\nu}/R \qquad \text{II.56.}$$

Avec $F(P_r,\sigma,\mu)$ une fonction définie par le nombre de *Prandtl*, σ le rapport de la diffusivité thermique du fluide sur celle de la paroi, μ le rapport de la conductivité thermique du fluide sur celle de la paroi. Cette fonction présente des valeurs élevées pour des fluides possédant un nombre de *Prandtl* faible et une paroi de conductivité thermique élevée par rapport à celle du fluide. Pour les nombres de *Prandtl* élevés, L'influence de la conductivité de la paroi sur la fonction $F(P_r,\sigma,\mu)$ est faible. On constate aussi que la diffusivité effective est proportionnelle à la racine carrée de la pulsation et du déplacement relatif et inversement proportionnelle au rayon du tube. Ainsi le transfert thermique entre deux réservoirs peut être maximisé en utilisant un métal liquide comme fluide caloporteur oscillant à haute fréquence avec une grande amplitude dans des tubes de faible rayon. (cf figure 2.11.)

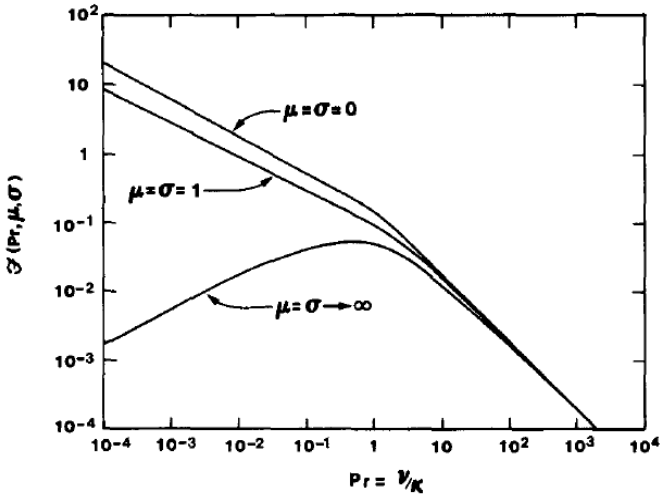


Figure 2.11 : Evolution de la fonction F en fonction du nombre de *Prandtl* de σ et de μ [64]

Par ailleurs, *Kurzweg* réalise le calcul pour un système fonctionnant avec du lithium comme fluide caloporteur dans des conditions telles que :

- rayon des tubes R=5.10^{-4}m,
- fréquence de fonctionnement f=50Hz,
- amplitude de déplacement Δz=100cm,
- gradient thermique le long de la paroi γ=4°C/cm,

Le flux de chaleur obtenu alors est égal à 6.10^9 W/m², soit une valeur deux fois plus importante (selon *Kurzweg*) que le flux obtenu dans des caloducs avec un métal liquide.

Pour conclure, *Kurzweg* [55] tenta ensuite de résoudre le problème dans sa globalité par rapport au deux cas limites étudiés précédemment. Il simplifia les équations en étudiant un transfert de chaleur produit sous écoulement oscillant entre plusieurs plaques parallèles. (cf figure 2.12).

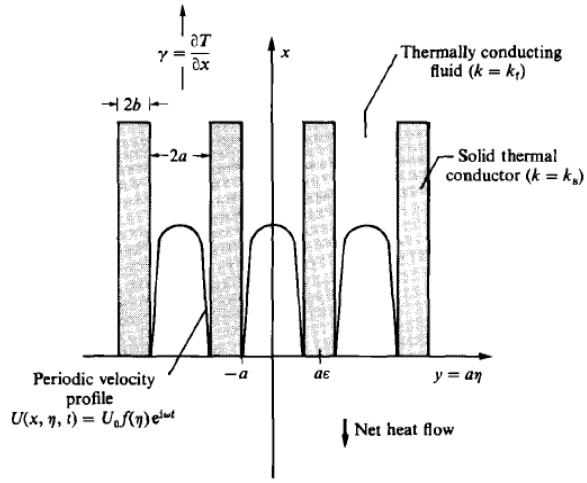


Figure 2.12 : Ecoulement oscillant entre des plaques étudié par *Kurzweg* [64]

Il utilisa alors le profil de vitesse défini dans la partie 1.2.2 de ce chapitre. Il pose comme condition dans la paroi que la dérivée de la température soit nulle par symétrie. Il obtint alors les expressions de la diffusivité thermique effective dans deux cas distincts :

- pour α et α²Pr élevés i.e. pour des hautes fréquences :

$$\frac{K_e}{\omega \Delta x^2} = \frac{1}{8\sqrt{2}\alpha}\left(\frac{\left(P_r(P_r+1)(\mu+\sqrt{\sigma}) - \sqrt{P_r}(1+\sqrt{P_r})(\mu\sqrt{P_r}+\sqrt{\sigma})\right)}{P_r(P_r^2-1)(\mu+\sqrt{\sigma})}\right) \qquad \text{II.57.}$$

la diffusivité thermique effective croit avec la racine carrée de la fréquence,

- puis pour α et α²Pr faibles soit pour des basses fréquences

$$\frac{K_e}{\omega \Delta x^2} = \frac{\alpha^2 P_r}{8}\left(\frac{17}{35} - \frac{4\mu}{5\left(\mu+\sigma(\alpha\sqrt{P_r}-1)\right)} + \frac{\mu\left(\mu+\sigma^2(\alpha\sqrt{P_r}-1)^3\right)}{3\left(\mu+\sigma(\alpha\sqrt{P_r}-1)\right)^2}\right) \qquad \text{II.58.}$$

la diffusivité thermique effective croit avec le carré de la fréquence.

Kurzweg constate qu'il existe un optimal du nombre $\frac{K_e}{\omega \Delta x^2}$ par rapport à α puisque dans le premier cas il est proportionnel à $\frac{1}{\alpha}$ et dans le deuxième cas à α^2. Il existe donc une valeur de α pour lequel le transfert thermique est optimal et *Kurzweg* le détermine pour αPr=π. Cela correspond à la condition où le temps de diffusion thermique du centre des deux plaques à la paroi est égal à une demi période d'oscillation de l'écoulement comme le montre la figure 2.13.

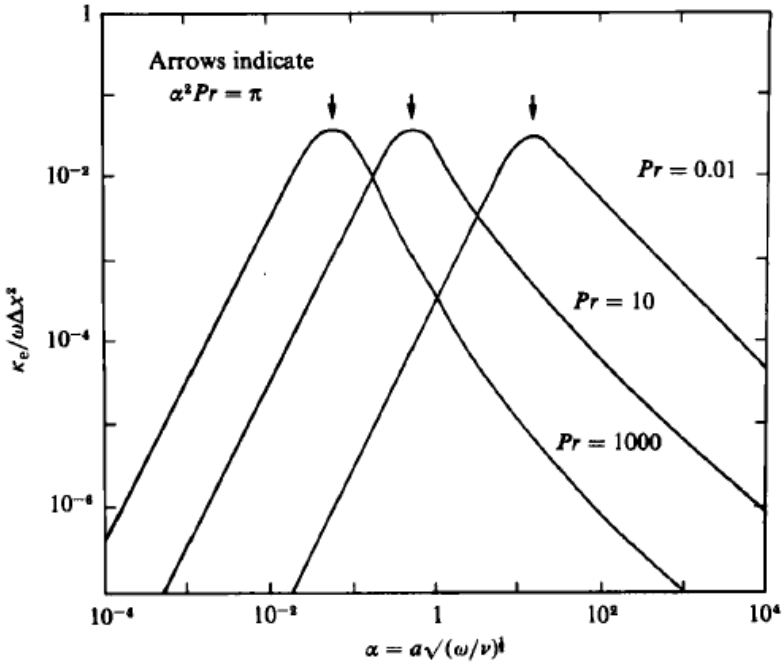


Figure 2.13 : Evolution de $\frac{K_e}{\omega\Delta x^2}$ en fonction de α et de Pr [64]

Gedeon [54] utilisa les résultats de *Kurzweg* afin de déterminer un coefficient d'échange de chaleur moyenné dans un plan perpendiculaire aux plaques parallèles. Ainsi, ce coefficient pourrait être utilisé dans des modèles monodimensionnels. Dans son étude, *Gedeon* partit de l'équation de conservation de l'énergie. En posant les variables adimensionnelles $\tau = \omega t$, $\xi = x/a$, $\eta = y/a$, l'équation devient alors :

$$\left(\frac{\partial T_f}{\partial \tau} + \frac{v(y,t)}{a\omega}\frac{\partial T_f}{\partial \xi}\right) = \frac{1}{\alpha^2 Pr}\left(\frac{\partial^2 T_f}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 T_f}{\partial \eta^2}\right) \qquad \text{II.59.}$$

Cette équation admet une solution de la forme :

$$\frac{T}{T_0} = \gamma\left(\xi + \Re\left(g(\eta)e^{i\tau}\right)\right) \qquad \text{II.60.}$$

Où T_0 est une température de normalisation et g une fonction complexe telle que :

$$g = B[\frac{C}{1-P_r}\cosh\left(\sqrt{P_r}\sqrt{i}\alpha\frac{y}{a}\right) - \frac{P_r}{1-P_r}\cosh\left(\sqrt{i}\alpha\frac{y}{a}\right) - \cosh\left(\frac{\sqrt{i}\alpha}{2}\right) \qquad \text{II.61.}$$

avec

$$B = \frac{i\left(\frac{v_{max}}{\omega a}\right)}{\left[1-\cosh\left(\frac{\sqrt{i}\alpha}{2}\right)\right]} \qquad \text{II.62.} \qquad \text{et} \qquad C = \frac{(\sigma\cosh\left(\frac{\sqrt{i}\alpha}{2}\right) + \sqrt{P_r}\sinh\left(\frac{\sqrt{i}\alpha}{2}\right)}{(\sigma\cosh\left(\frac{\sqrt{P_r}\sqrt{i}\alpha}{2}\right) + \sinh\left(\frac{\sqrt{P_r}\sqrt{i}\alpha}{2}\right)} \qquad \text{II.63.}$$

Comme pour l'équation de la quantité de mouvement, il exprime l'équation de conservation de l'énergie sous une forme intégrale :

$$\rho C_p \left(\langle \frac{\partial T_f}{\partial t} \rangle + \langle v \rangle \frac{\partial T_f}{\partial \xi} \right) = \frac{2k}{a} \left(\frac{\partial T_f}{\partial y} \right)_{paroi} \qquad \text{II.64.}$$

ceci lui permet alors de définir $\left(\frac{\partial T_f}{\partial y}\right)_{paroi}$

$$\left(\frac{\partial T_f}{\partial y} \right)_{paroi} = \left(\frac{\gamma T_0}{a} \right) \Re \left(g' \left(\frac{a}{2} \right) e^{i\omega t} \right) \qquad \text{II.65.}$$

en posant

$$\theta = \gamma T_0 \Re\left(\langle g \rangle e^{i\omega t} \right) \qquad \text{II.66.}$$

et

$$\theta_\tau = -\gamma T_0 \Im\left(\langle g \rangle e^{i\omega t} \right) \qquad \text{II.67.}$$

Gedeon définit un nombre de *Nusselt* complexe tel que :

$$\left(\frac{\partial T_f}{\partial y} \right)_{paroi} = -\frac{[\theta \Re(\overline{Nu}) + \theta_\tau \Im(\overline{Nu})]}{2a} \qquad \text{II.68.}$$

avec

$$\overline{Nu} = -\frac{2 \left(\frac{\partial g}{\partial y} \right)_{\left(\frac{1}{2}\right)}}{\langle g \rangle} \qquad \text{II.69.}$$

Le nombre de *Nusselt* est un nombre adimensionnel permettant de caractériser les échanges thermiques entre une paroi et un fluide. Il est défini comme étant le rapport du transfert par convection sur le transfert par conduction :

$$Nu = \frac{hL_c}{\lambda} \qquad \text{II.70.}$$

Avec h coefficient de transfert thermique, L_c longueur caractéristique et λ conductivité du fluide

Cela l'amena à définir un coefficient d'échange complexe :

$$\bar{h} = \left(\frac{k}{d} \right) \overline{Nu} \qquad \text{II.71.}$$

Malgré une similitude entre l'équation de conservation de l'énergie en régime permanent et celle en régime oscillant, elles restent néanmoins fondamentalement différentes. Dans des écoulements permanents, le gradient de température normal à la paroi est proportionnel à la différence des températures entre la paroi et le centre du canal. Dans le cas d'écoulements oscillants, il existe un déphasage entre le gradient et la différence de température. Ainsi

l'analyse de *Gedeon* n'est pas complète puisque lorsque qu'il considèra une paroi adiabatique, aucune énergie n'étant transférée au cours d'un cycle ce qui n'est pas le cas pour un écoulement permanent. *Gedeon* utilisa alors un terme correctif pour le coefficient d'échange afin que la solution moyenne puisse correspondre à la solution exacte. Il obtint dans ce cas un coefficient d'échange thermique moyen au cours du temps tel que :

$$\frac{h}{q} = \frac{h_b}{q} + \frac{\frac{\sqrt{2}}{2}\left(1-\sqrt{P_r}\right)}{1-P_r^2} * \frac{\sigma+\sqrt{P_r}}{\sigma+1} P_r \alpha \left(\frac{\frac{v_{max}}{\omega} |\langle f \rangle|}{a} \right) \qquad \text{II.72.}$$

avec

$$h_b/q = \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\sigma}{\sigma+1} \frac{\left(\sqrt{P_r}-P_r\right)}{1-P_r} P_r \alpha \left(\frac{\frac{v_{max}}{\omega} |\langle f \rangle|}{a} \right) \qquad \text{II.73.}$$

Ainsi il est difficile d'établir un coefficient d'échange représentatif des échanges thermiques pour les écoulements oscillants en utilisant une température moyenne sur la section comme température de référence. Plusieurs autres solutions ont été proposées pour définir un nombre de *Nusselt* adapté permettant de définir un coefficient d'échange thermique pertinent et utilisable dans des modèles monodimensionnels. Néanmoins, la détermination du coefficient d'échange pour les écoulements oscillants n'est pas aisée. En effet, la loi classique de Newton $q = hS\Delta T$ conduit à un coefficient h local et instantané négatif ou infini durant certaines parties du cycle.

Corrélations du nombre de Nusselt pour les écoulements oscillants

Le nombre de *Nusselt* représente le rapport entre le transfert thermique convectif les transferts thermiques par convection et le transfert thermique par conduction au sein du fluide à l'interface fluide paroi. Il est défini par :

$$Nu = h\frac{Lc}{k} \qquad \text{II.74.}$$

le nombre de *Nusselt* local le long de la paroi prend la forme :

$$Nu(x,t) = -\frac{a\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{paroi}}{T_p - T_{ref}} \qquad \text{II.75.}$$

avec T_{ref} la température de référence et $a$epaisseur du canal.

Pour les écoulements permanents, la température de référence est définie par la température de mélange donnée par :

$$T_{ref} = \frac{\int_0^{\frac{a}{2}} u(\ x,y,t) T_f(x,y,t) dy}{\int_0^{\frac{a}{2}} u(x,y,t) dy} \qquad \text{II.76.}$$

Pour les écoulements oscillants, la vitesse moyenne sur la section devient nulle deux fois par cycle. Ainsi il n'est pas possible d'utiliser la température de mélange dans le cas des écoulements oscillants pour définir un coefficient d'échange. De plus, le modèle développé par *Gedeon* utilisant la notion de température complexe et de coefficient d'échanges complexe permet de prendre en compte les déphasages présents dans les écoulements oscillants en utilisant une température moyennée sur la section. Par contre cela ne permet pas de retrouver la quantité d'énergie réellement transférée dans la direction axiale. D'autres corrélations du nombre de *Nusselt* ont été développées à cet effet.

Plusieurs solutions ont été proposées pour pouvoir définir une température de référence afin d'obtenir une corrélation pertinente du nombre de *Nusselt*.

- Certains auteurs ont pensé à remplacer la température de mélange par la température au centre du canal afin de déterminer un nombre de *Nusselt* cohérent. Cette définition présente le désavantage de ne pas prendre en compte le profil de vitesse et donc la variation du gradient de vitesse au cours de l'écoulement. De même la variation du gradient normal de température à la paroi n'est pas considérée. Ainsi cette solution représente assez mal le transfert de chaleur entre la paroi et le fluide.

- *Tang et Cheng* [65] utilisent les températures de mélange en entrée/sortie du tube afin de déterminer une corrélation du nombre de *Nusselt* moyenné sur une période en fonction du nombre de *Reynolds* maximum Re_{max} de la fréquence adimensionnelle Re_{ω} et de l'amplitude de déplacement A_d.

$$Nu_{moy} = -0.494 + 0.0777(\frac{A_d}{1+A_d})^2 Re_{max}^{0.7} - 0.00162 Re_{max}^{0.4} Re_{\omega}^{0.8} \qquad \text{II.77.}$$

Cette corrélation n'est valable que pour de l'air avec les conditions suivantes :

$$\frac{R_{canal}}{L_{canal}} = 0.0185$$

Où R_{canal} est le rayon du canal et L_{canal} la longueur du canal

$$7 < Re_{max} < 7000$$

$$7 < Re_{\omega} < 180$$

$$0.06 < A_d < 2.21$$

- *Zhao* [66] réalisa lui aussi une étude numérique sur les écoulement oscillants pour de l'air. Il redéfinit dans ce cadre le nombre de *Nusselt* en remplaçant la température de référence par la température de mélange en entrée. Il ne définit pas de corrélation pour le nombre de *Nusselt* local mais considère un *Nusselt* moyen. Pour cette étude, il impose à la paroi une condition de température fixe. Il en déduit alors la corrélation suivante pour le nombre de *Nusselt* moyen :

$$Nu_{moy} = 1{,}99.10^{-3} A_d^{0.9} Re_{\omega}^{0.656} \left[43.74 \left(\frac{a}{L}\right)^{1.18} + 0.06\right] \qquad \text{II.78.}$$

Il réalisa ensuite une seconde étude [67] à la fois numérique et expérimentale où il imposa cette fois une condition de flux fixe à la paroi. Il en déduisit la corrélation pour le nombre de *Nusselt* moyen par :

$$Nu_{moy} = 8{,}95.10^{-3} A_d^{0.85} Re_\omega^{0.58} \qquad \text{II.79.}$$

Il observe une erreur relative entre les résultats expérimentaux et la corrélation (77) de l'ordre de 12,8%.

Walther [68] réalise une étude analytique de l'influence des écoulements oscillants sur les transferts de chaleur dans un tube. Afin de déterminer un nombre de *Nusselt* adapté, il définit la température moyenne d'une section comme température de référence. Il reprit la forme complexe de la vitesse définie par *Uchida* [52] et en déduisit une corrélation pour le nombre de *Nusselt* moyen intégré sur toute la longueur du tube telle que :

$$Nu_{moy} = 5{,}78 + 0{,}238.10^{-3} Re_\omega^{1.398} \lambda^{-0.372} + 0.0296 \left|\frac{Re}{Re_{max}}\right|^{0.905} \lambda^{-0.857} Re_\omega^{0.568} \qquad \text{II.80.}$$

Cette corrélation est définie pour un nombre de *Prandtl* égal à 0.7.

Ainsi, toutes ces corrélations sont pour des géométries, fluides et plages de fonctionnement bien spécifiques. Elles ne sont donc pas forcement utilisables pour les échanges thermiques dans un régénérateur magnétocalorique, surtout celles obtenues avec des nombres de *Prandtl* inférieurs à 1.

CONCLUSION

Les écoulements oscillants présentent des profils particuliers de vitesse fortement dépendants de la fréquence d'oscillation. En effet, on observe l'apparition d'un effet annulaire pour des nombres de *Womersley* α>4. Cet effet se traduit par un déphasage de la vitesse à la paroi par rapport à la vitesse au centre du canal, celle-ci s'inversant alors plus rapidement. Ainsi pendant certaines parties du cycle, le fluide au plus près des parois s'écoule dans une direction opposée à celle du fluide au centre du canal. Ce phénomène influence fortement les transferts thermiques à l'interface paroi/fluide. La détermination d'un coefficient d'échange convectif entre la paroi et le fluide dans un écoulement oscillant est loin d'être trivial. La majorité des études réalisées sur ces transferts pour des écoulements oscillants propose des corrélations du coefficient d'échange partiellement exactes. Ces corrélations sont souvent développées pour des fluides avec un nombre de *Prandtl* $P_r \leq 1$, pour des gaz par exemple, afin d'étudier les écoulements alternés dans un moteur à cycle de Stirling à écoulements alternés ou les écoulements pulsés pour la thermo-acoustique. Ces corrélations développées dans des cas particuliers ne sont pas adaptées à notre étude des transferts thermiques dans un régénérateur magnétocalorique. En effet, le fluide utilisé est de l'eau liquide avec un nombre de *Prandtl* de l'ordre de 6. Cela se traduit par une forte influence du profil des vitesses sur les transferts thermiques. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, le développement d'un modèle en deux dimensions est nécessaire pour pouvoir évaluer plus précisément les transferts thermiques dans notre régénérateur.

3 MODELISATION NUMERIQUE DES ECHANGES THERMIQUES AU SEIN D'UN CANAL DU REGENERATEUR MAGNETOCALORIQUE

INTRODUCTION

L'efficacité de systèmes thermodynamiques comme les pompes à chaleur magnétocaloriques dépend principalement de la qualité des transferts thermiques dans le régénérateur. L'étude de ces transferts thermiques est complexe dans le cas de notre régénérateur. En effet, le caractère multi physique de notre régénérateur couplé au régime transitoire des écoulements et du champ magnétique rend la modélisation des transferts thermiques ardue. Il existe à ce jour de nombreux modèles numériques utilisant différentes représentations physiques afin de modéliser le caractère transitoire des phénomènes magnétocaloriques. Mais parmi ces approches, nombreuses sont celles ayant tendance à « filtrer » certains effets instationnaires afin de résumer l'étude à une succession de phénomènes quasi statiques plus simples à modéliser. Or, le caractère transitoire de nos écoulements se traduit par l'apparition possible d'un effet annulaire dans le profil de vitesse d'écoulement du fluide. Ainsi, l'étude de cet effet et sa modélisation ne peuvent être rigoureusement faites qu'avec un modèle en deux dimensions comme nous le montrons dans ce 3ème chapitre.

3.1/ REVUES DES MODELES EXISTANTS

Beaucoup de modèles de régénérateurs magnétocaloriques ont déjà été développés à ce jour. L'un des premiers modèles fut proposé par Barclay [69] en 1982 dans le domaine applicatif de la cryogénisation. Il s'agit d'un modèle 1D avec lequel Barclay modélise un régénérateur magnétocalorique composé de sphères de matériau magnétocalorique en un milieu poreux échangeant thermiquement avec de l'hélium. Il se base sur le modèle analytique des échanges thermiques en milieu poreux développé initialement par Schumann [70]. Ce modèle permet de simuler le comportement thermique d'un régénérateur composé de sphères de matériau magnétocalorique dont la température de Curie varie de façon continue par rapport à l'axe de l'écoulement du fluide, avec des températures initiales aux extrémités de 25 K et 75 K.

D'autres modèles seront développés ultérieurement dans le domaine de la cryogénie magnétique comme ceux de Matsumoto et de De Gregoria [71], [72]. Bien que ces modèles ne concernent pas directement les systèmes magnétocaloriques à température ambiante, leur représentation théorique reste valable, seules les propriétés physiques des matériaux et du fluide étant différentes.

Plusieurs autres modèles de systèmes de réfrigération magnétique fonctionnant à température ambiante ont été ensuite été développés. Ces modèles concernent des cas spécifiques en raison de conditions de simulation propres (géométrie, méthode de résolution, régime laminaire ou turbulent…). L'un des premiers modèles à température ambiante développés est celui de Hu et Xiao [73]. Il se base sur une étude harmonique des équations de la chaleur développée par Xiao [74] dans une étude concernant le domaine thermo acoustique.

Par la suite Smaïli et Chahine ont développé un modèle permettant de simuler le comportement thermique d'un régénérateur magnétocalorique composé de plusieurs matériaux ayant chacun une température de Curie différente [75]. Ils ont alors montré l'intérêt d'utiliser un régénérateur composé de plusieurs matériaux qui augmente significativement l'efficacité des systèmes magnétocaloriques par rapport à ceux composés d'un seul matériau.

Les modélisations de Shir [76] sur un régénérateur composé de sphères et de Allab [77] sur un régénérateur avec une structure de plaques planes ont permis de mettre en évidence les différentes phases (évolution en température) présentes dans un cycle magnétocalorique. La figure 3.1 montre les profils des températures en fonction du temps obtenus par le modèle de Allab ou l'on retrouve les 4 étapes d'un cycle magnétocalorique.

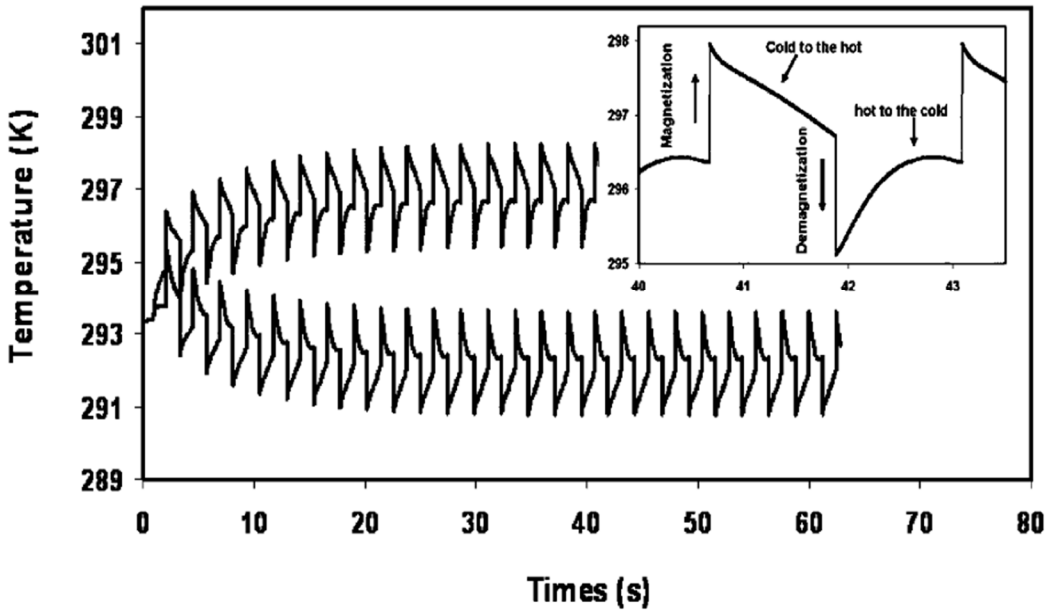


Figure 3.1 : Résultats du modèle de Allab [77]

Par la suite, ces modèles numériques ont été améliorés afin de prendre en compte de plus en plus de paramètres différents. Ainsi Siddikov [78] améliora le modèle de DeGregoria afin de pouvoir intégrer les caractéristiques réelles des matériaux obtenus par interpolation de résultats expérimentaux. Engelbretch *et al* améliorèrent leur modèle développé en 2005 [79] afin de prendre en compte le caractère temporel des équations de la chaleur appliquées au fluide ainsi que l'inhomogénéité du champ magnétique [80].

Beaucoup de modèles portent sur les études thermiques au sein des matériaux. Certains modèles, comme celui de Li *et al* [81], ont permis d'étudier l'impact du choix du fluide caloporteur sur les échanges thermiques. Ils montrent que l'utilisation d'un liquide comme fluide caloporteur est largement préférable à un gaz.

Ces premiers modèles sont monodimensionnels et concernent souvent un régénérateur assimilé à un milieu poreux (excepté pour Allab). Plusieurs modèles bidimensionnels ont été

développés par la suite [25] [82]. Ces modèles présentent des résultats similaires à ceux obtenus avec les modèles 1D pour des régénérateurs ayant des canaux de faible épaisseur et une porosité de 0.33 (c'est à dire en présence de plaques de matériaux deux fois plus larges que les canaux).

Enfin le modèle développé par Oliveira *et al* [83] est très intéressant car il montre l'influence de l'écoulement sur les échanges thermiques entre le fluide et le matériau. En effet, ce modèle permet de calculer de manière analytique le profil des vitesses et donc de déterminer le profil des températures. C'est le premier modèle prenant en compte les phénomènes physiques des écoulements oscillants.

Ces études ont permis de déterminer des configurations géométriques et des modes de fonctionnement des régénérateurs magnétocaloriques optimisés pour améliorer le transfert de chaleur entre deux sources. Il apparait que l'utilisation du cycle AMR (Active Magnetic Regenerator) est le plus efficace pour optimiser les échanges thermiques.

Dans un cycle AMR, le fonctionnement du régénérateur magnétocalorique est similaire à celui d'un régénérateur thermique passif, comme ceux utilisés dans les moteurs de Stirling. En effet, le régénérateur capte la chaleur du fluide chaud qui le traverse puis la restitue dans une autre partie du cycle à un fluide froid. Le terme passif désigne le fait que le régénérateur de valorise pas la chaleur comme peut le faire un régénérateur magnétocalorique avec l'effet magnétocalorique des matériaux utilisés. Les équations de la chaleur permettant de représenter les évolutions thermiques spatio-temporelles d'un régénérateur passif et d'un régénérateur magnétocalorique sont pratiquement similaires, à l'exception de la présence d'un terme source correspondant à l'effet magnétocalorique dans le matériau. Ainsi, dans le cycle AMR, le régénérateur doit être mis en contact alternativement avec un fluide chaud puis un fluide froid avec des étapes d'aimantation et de désaimantation du matériau entre les étapes d'échanges thermiques avec le fluide.

Néanmoins, la majorité de ces modèles sont réalisés pour des fonctionnements à basse fréquence (< 4 Hz). De plus, très peu d'études concernent des régénérateurs magnétocaloriques constitués de matériaux en plaques planes. Ainsi, l'effet annulaire n'a jamais été pris en compte dans les études thermiques car soit les fréquences sont trop faibles pour permettre son apparition, soit l'étude concerne des régénérateurs où l'écoulement est turbulent et donc ne permet pas l'apparition de l'effet annulaire.

Ainsi, nous nous sommes prioritairement intéressés au développement de modèles numériques permettant de simuler le comportement thermique d'un régénérateur magnétocalorique soumis à un écoulement favorisant l'apparition de l'effet annulaire pour pouvoir estimer son influence sur les échanges thermiques. La géométrie du régénérateur doit permettre un fonctionnement à haute fréquence (> 4 Hz) tout en privilégiant un régime laminaire de l'écoulement afin d'éviter que les turbulences n'empêchent l'apparition de l'effet annulaire.

3.2/ EVALUATION DES EFFICACITES D'UN REGENERATEUR

L'évaluation de l'efficacité d'un régénérateur est loin d'être triviale. Son calcul a pour objectif d'évaluer la qualité des transferts thermiques réalisés dans ce régénérateur par rapport à une solution théorique idéale. Le calcul de l'efficacité d'un régénérateur magnétocalorique est similaire au calcul d'efficacité d'un régénérateur d'un moteur Stirling. Dans le cas d'un régénérateur magnétocalorique, il y a 2 étapes d'échanges thermiques entre le fluide et le matériau magnétocalorique au cours d'un cycle, il y a donc 2 efficacités à calculer qui ne sont pas forcément équivalentes. Ces efficacités sont le rapport de la quantité de chaleur transférée réel sur la quantité de chaleur transférée idéal, conformément à la définition de l'efficacité d'échangeurs thermiques.

$$\varepsilon = \frac{\mathrm{Q}_{réel}}{\mathrm{Q}_{idéal}} \qquad \text{III.1.}$$

On obtient alors une efficacité d'échanges entre le matériau et le fluide chaud connecté au puit chaud ε_{chaud} et une efficacité d'échange entre le matériau et le fluide froid connecté à la source froide ε_{froid}.

On détermine la quantité de chaleur transférée réel par rapport à la différence des températures entre le fluide entrant par un coté du régénérateur et le fluide sortant par ce même coté à l'étape suivante.

$$\mathrm{Q}_{réel} = m_{flu} Cp_{flu} (T_{sortant} - T_{entrant}) \qquad \text{III.2.}$$

La quantité de chaleur transférée idéale est calculée en première approximation par rapport à une situation hypothétique où, lors d'une phase d'échange, le fluide et le matériau ont eu assez de temps pour échanger toute la chaleur échangeable entre eux et se retrouver en situation d'équilibre thermodynamique.

$$\mathrm{Q}_{idéal} = m_f Cp_f (T_{eq} - T_{f\ ini}) = m_s Cp_s (T_{s\ ini} - T_{eq}) \qquad \text{III.3.}$$

avec

$$T_{eq} = \frac{m_f Cp_f T_{f\ ini} + m_s Cp_s T_{s\ ini}}{m_f Cp_f + m_s Cp_s} \qquad \text{III.4.}$$

Cette première approximation est critiquable puisque lorsque le cycle AMR est utilisé dans un système pour transférer de la chaleur entre deux milieux, ce système cherche à maintenir un gradient thermique sur la longueur du matériau magnétocalorique. Ainsi, le choix de la quantité de chaleur transférée idéale correspondant à un équilibre thermique entre le fluide et le matériau n'est pas le plus pertinent par rapport à la description du cycle AMR. Elle reste néanmoins le plus simple à calculer et devrait permettre de comparer des régénérateurs entre eux, pour différents points de fonctionnement et/ou différentes géométries.

3.3/ DEVELOPPEMENT D'UN MODELE 1D

3.3.1/ REGENERATEUR ETUDIE

Les résultats de ces études supra sur les régénérateurs magnétocaloriques et sur les écoulements oscillants nous ont permis de définir une géométrie d'étude pour notre modèle numérique adaptée à notre problème. Cette géométrie a pour vocation d'être adaptée à notre démonstrateur expérimental. Ainsi il a été décidé de simuler un régénérateur (figure 3.2) composé d'un assemblage de plaques parallèles de matériaux magnétocaloriques formant des canaux à section rectangulaire. Ce régénérateur est placé entre deux sources dans le but de transférer de la chaleur de la source froide vers la source chaude grâce à un fluide caloporteur s'écoulant d'abord de la source chaude vers la source froide (Hot blow), puis de la source froide vers la source chaude (Cold blow).

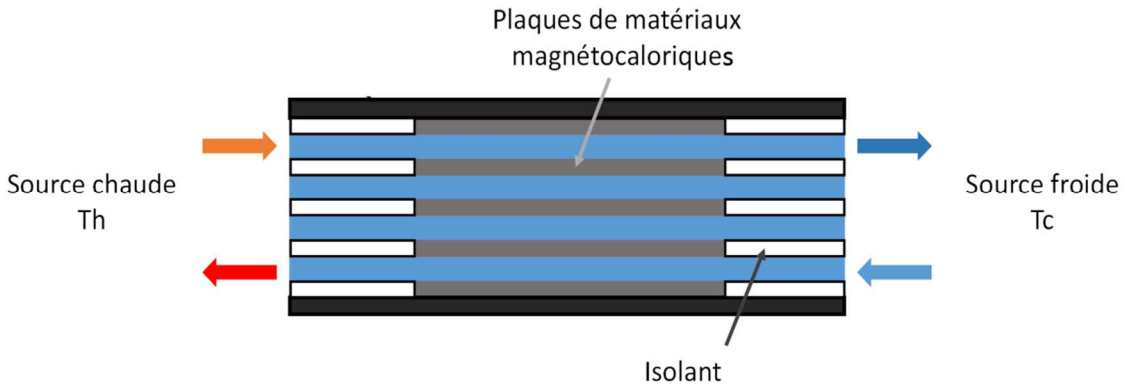


Figure 3.2 : Régénérateur magnétocalorique

3.3.2/ DEFINITION DU DOMAINE D'ETUDE

La géométrie fixée doit être adaptée facilement dans un démonstrateur expérimental. Cela a orienté notre choix sur des canaux d'écoulement à section rectangulaire. On considère que tous les canaux ont la même influence sur les échanges thermiques au cours du temps. Cette assertion permet de réduire l'étude à un seul canal de section rectangulaire. Par symétrie, l'étude du régénérateur peut être simplifiée en une étude d'un demi-canal composé d'une couche de matériaux magnétocaloriques. Cette couche doit être équivalente à la moitié de l'épaisseur de la plaque de matériau et d'une couche de fluide d'épaisseur équivalente à la moitié de la largeur du canal (cf figure 3.3).

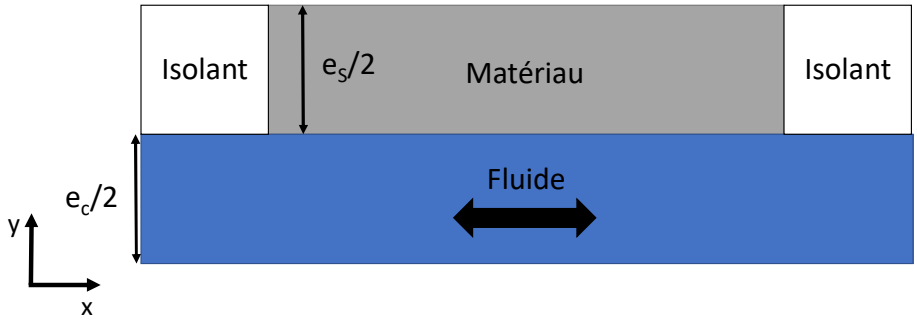


Figure 3.3 : Géométrie du canal étudié

3.3.3/ EQUATIONS CARACTERISTIQUES DU SYSTEME

La résolution du problème des transferts thermiques dans notre canal passe par la recherche de solution de l'équation de la chaleur (équation de diffusion-advection). La formulation générale de cette équation s'écrit :

$$\rho Cp\left(\frac{dT}{dt}+\vec{\nabla}\cdot\left(\overrightarrow{v(t)}T\right)\right)=\vec{\nabla}\cdot\lambda\nabla T+\dot{Q}_{source} \qquad \text{III.5.}$$

Le premier terme, appelé terme d'accumulation, représente la variation d'enthalpie du milieu au cours du temps. Le deuxième terme est le terme d'advection. Il représente le transport de chaleur par advection (avec $v(t)$) et est présent uniquement dans les équations de la chaleur propre au fluide. Le troisième terme est le terme de diffusion qui représente les échanges thermiques par conduction. Le dernier terme représente une potentielle source (ou puits) de chaleur interne dont la nature est algébrique. Dans notre cas, nous avons exclusivement un terme de production représentant l'effet magnétocalorique dans le solide.

Pour notre modèle, on fait les hypothèses suivantes :

- seul le canal est modélisé, les auxiliaires (pompe, tuyaux, échangeurs…) ne sont pas intégrés au modèle,

- la source de champ magnétique n'est pas modélisée, elle est directement contenue dans le terme source,

- les transferts radiatifs sont négligés devant les transferts par convection et par conduction, hypothèse valable à température ambiante,

- la plaque de matériau magnétocalorique n'échange qu'avec le fluide et est considérée comme parfaitement isolée de son environnement extérieur,

- la masse volumique et la conductivité thermique du matériau sont indépendantes de la température. Cette hypothèse dépend du matériau utilisé mais elle est largement admise pour le gadolinium. Elle ne pourra cependant pas être expérimentalement vérifiée pour le matériau que notre système utilise.

- Le fluide est monophasique et ses propriétés physiques sont indépendantes de la température. Cette hypothèse est valable pour le fluide utilisé qui est de l'eau liquide additivé à 1% d'un fluide anticorrosion et devant fonctionner entre 5°C et 40°C, ce qui est une faible plage de température.

- Les capacités calorifiques du matériau et du fluide sont considérées comme constantes.

Au sein du fluide, l'équation de la chaleur est une équation d'advection-diffusion et s'écrit :

$$\rho_f Cp_f\left(\frac{dT_f}{dt}+v(t)\frac{\partial T_f}{\partial x}\right)-\lambda_f\frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2}=\frac{2h(t)}{e_c}\left(T_s-T_{flu}\right) \qquad \text{III.6.}$$

L'échange thermique entre le matériau est le fluide est représenté par le dernier terme avec le coefficient de convection h. Dans la plupart des modèles 1D développés, ce coefficient est constant au cours du temps. Il est déterminé à partir du calcul du nombre de *Nusselt* par le biais de corrélations issues de la littérature. La valeur souvent retenue pour ce coefficient

dans les modèles existants est 4500 W.m^{-2}.K^{-1}. Or les corrélations utilisées ne sont pas souvent adaptées aux écoulements oscillants et à notre géométrie.

Une équipe de notre laboratoire a développé une résolution analytique des équations de la chaleur dans le cas d'un écoulement oscillant. Cette résolution utilise les transformées de Laplace pour aboutir à une solution permettant de déterminer un coefficient d'échanges convectifs en fonction du temps [84][85]. Elle permet d'obtenir par transformée inverse une solution au cours du temps du nombre de *Nusselt* moyen sur la surface d'échange défini par :

$$Nu_{moy}(t) = \frac{h_{moy}(t)D_h}{\lambda_f} = \frac{-\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{paroi} D_h}{\bar{T}_{moy}} \qquad \text{III.7.}$$

où $\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_W$ est le gradient de température à la paroi et $\bar{T}_{moy}$ est la température moyenne sur une section. Ces deux valeurs sont exprimées par des séries de *Fourier* obtenues par la résolution de l'équation de la chaleur donnée en transformée de Laplace.

Au sein du matériau, l'équation de la chaleur est une équation de conduction instationnaire et s'écrit par :

$$\rho_s Cp_s \frac{dT_s}{dt} - \lambda_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} = \dot{P} + \frac{2h(t)}{e_s}\left(T_f - T_s\right) \qquad \text{III.8.}$$

où $Prod$ représente l'effet magnétocalorique et est représenté par l'équation :

$$\dot{P} = -\mu_0 T_s \left(\frac{\partial M}{\partial T_s}\right)_H \frac{dH}{dt} \qquad \text{III.9.}$$

Cette équation définissant notre terme de production demande la connaissance de courbe d'aimantation du matériau permettant d'obtenir le terme $\left(\frac{\partial M}{\partial T_s}\right)_H$. Ces courbes sont rarement disponibles et l'on ne trouve que les courbes d'aimantations du gadolinium qui sont assez détaillées pour être exploitables dans un modèle numérique. Dans certains modèles résolus de manière séquentielle, l'effet magnétocalorique est représenté par une augmentation instantanée de la température du matériau. On considère ainsi que l'on applique un échelon magnétique et que le processus d'aimantation est adiabatique. Les étapes d'aimantation et de désaimantation sont alors représentées par l'équation en température suivante :

$$T_s^{n+1} = T_s^n \pm \Delta T_{ad} \qquad \text{III.10.}$$

Dans un souci de simplification et par manque de données sur les caractéristiques magnétocaloriques des matériaux, nous avons préféré conserver ce dernier modèle de l'effet magnétocalorique dans une étape initiale de développement, le modèle développé s'intéressant plus aux échanges thermiques entre le fluide et le matériau. Par la suite, un modèle complet de l'effet magnétocalorique a été développé au laboratoire.

3.3.4/ DEFINITION DES CONDITIONS AUX LIMITES

Le modèle développé permet de prévoir et représenter l'évolution thermique d'un régénérateur magnétocalorique. Les hypothèses nous ont permis de limiter l'étude à une géométrie composée d'un demi-canal et d'une demi-paroi. Afin de rendre l'étude possible, certaines conditions aux limites du domaine d'étude doivent être posées. On définit les différentes frontières sur la figure 3.4.

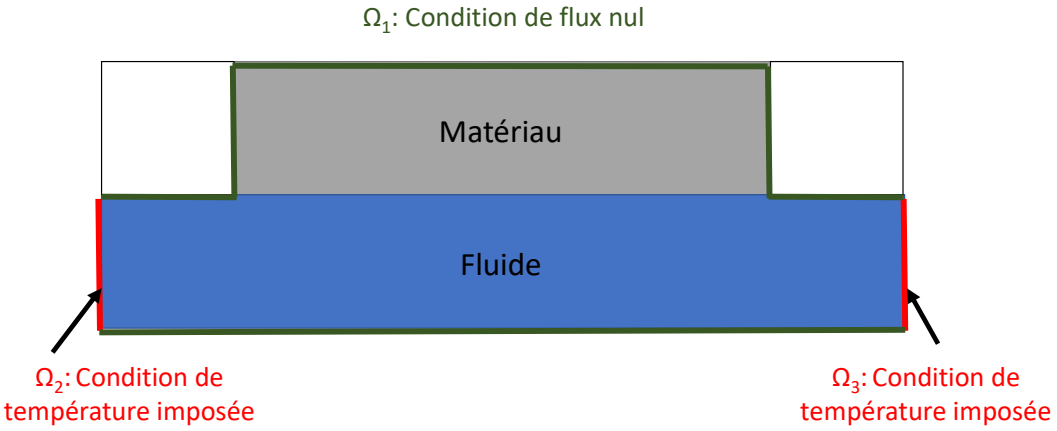


Figure 3.4 : Conditions aux limites appliquées

Nous avons considéré dans nos hypothèses que les échanges thermiques du système ne se déroulent qu'entre le matériau et le fluide. Cette hypothèse se traduit par une condition de flux nul sur une partie des frontières du domaine. Cela se traduit localement sur la frontière Ω_1 par l'équation :

$$-\lambda\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_x = 0 \; avec \; x \in \Omega_1 \qquad \text{III.11.}$$

Le système possède deux frontières ouvertes jouant alternativement le rôle d'entrée et de sortie de fluide. Afin de simuler les sources chaude et froide de part et d'autre du régénérateur, les températures sont imposées à ces frontières (frontière $\Omega_2$et Ω_3) lorsqu'elles sont des entrées de fluide. Ainsi au moment du « hot blow », c'est-à-dire lors de l'entrée du fluide chaud, on retrouve les conditions suivantes à ces frontières

$$T(x) = T_{Hot} \; avec \; x \in \Omega_2 \qquad \text{III.12.}$$

et

$$-\lambda\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_x = 0 \; avec \; x \in \Omega_3 \qquad \text{III.13.}$$

Et au moment du « cold blow », c'est-à-dire l'entrée du fluide froid :

$$T(x) = T_{Cold} avec \; x \in \Omega_3 \qquad \text{III.14.}$$

$$-\lambda\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_x = 0 \; avec \; x \in \Omega_2 \qquad \text{III.15.}$$

Dans le cas d'un fonctionnement à puissance nulle, les températures T_{Hot} et T_{Cold} sont calculées en fonction de la température du fluide sorti au cycle précèdent

3.3.5/ METHODE DE RESOLUTION

Il existe plusieurs méthodes numériques pour la résolution des problèmes de transferts thermiques, les plus utilisées étant :

- la méthode des différences finies,
- la méthodes des éléments finis,
- la méthodes des volumes finis.

Ces trois méthodes sont basées sur la discrétisation spatiale et temporelle de la géométrie étudiée. Elle est pour cela découpée en éléments discrets à l'aide d'un maillage. Les solutions sont cherchées pour des instants précis espacés par un pas de temps adapté à la dynamique du problème. Les équations différentielles à dérivées partielles peuvent être réduites alors à des équations discrétisées de forme algébrique. Un ensemble de solutions discrètes est alors obtenu, solutions plus ou moins proches de la solution exacte suivant la densité du maillage défini par un pas spatial (Δx) et le pas de temps défini (Δt).

Ces 3 méthodes sont équivalentes pour le développement d'un modèle numérique monodimensionnel. Nous avons fait le choix d'utiliser la méthode des différences finies qui est la plus facilement programmable sous MATLAB ou encore en programmation PYTHON.

Notre domaine d'étude est ainsi discrétisé en une série de nœuds sur la longueur du matériau et sur la longueur du canal (figure 3.5). Chaque nœud fait l'objet d'un bilan thermique conformément à l'équation de la chaleur pour le matériau ou le fluide et interagissent avec les nœuds voisins conformément à la nature de leurs échanges (conduction, convection, advection). Cela permet de définir un système d'équations qui représente l'évolution en température de chaque nœud.

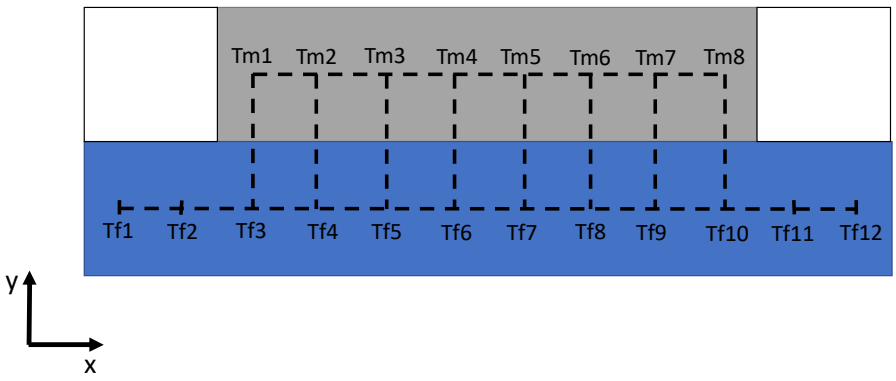


Figure 3.5 : Exemple de maillage de la discrétisation

La discrétisation des dérivées partielles des équations de la chaleur se fait en fonction des schémas numériques utilisés. Nous allons voir dans la suite différents schémas numériques existants et leur intérêt. Il est nécessaire d'avoir une bonne qualité des schémas numériques afin d'obtenir des résultats cohérents et représentatifs de la réalité. La qualité des résultats est définie suivant plusieurs critères :

- critère de consistance : il exprime le fait que les équations discrétisées doivent se rapprocher des équations différentielles lorsque les pas de discrétisation tendent vers 0,

- critère de convergence : il exprime le fait que les solutions numériques T_i^n obtenues par le modèle doivent approcher les solutions exactes $\tilde{T}(x_i, t_n)$ avec $x_i = i\Delta x$ et $t_n = n\Delta t$. On definit l'erreur de convergence par l'équation :

$$\varepsilon_i^n = T_i^n - \tilde{T}(x_i, t_n) \qquad \text{III.16.}$$

On obtient un modèle avec une bonne convergence si :

$$\lim_{\substack{\Delta x \to 0 \\ \Delta t \to 0}} |\varepsilon_i^n| = 0 \qquad \text{III.17.}$$

- critère de stabilité : dans un problème stationnaire, on considère un schéma comme stable lorsque celui-ci permet de converger vers une solution. Dans un problème transitoire, comme c'est le cas de notre modèle, on considère qu'un schéma est stable lorsque la solution est bornée au cours du temps.

L'approximation des dérivées secondes spatiales des équations de la chaleur en différences finies est basée sur des développements de Taylor. Ainsi, pour une fonction $f(x, y)$, le développement de Taylor de $f(x \pm p)$ s'écrit :

$$f(x \pm p, y) = f(x, y) \pm p\frac{\partial f}{\partial x} + \frac{p^2}{2}\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \pm \frac{p^3}{3!}\frac{\partial^3 f}{\partial x^3} + O(p^4) \qquad \text{III.18.}$$

Où $O(p^4)$ est une fonction qui tend vers 0 quand p tend vers 0.

On peut donc écrire

$$f(x + p, y) + f(x - p, y) = 2f(x, y) + p^2\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + O(p^4) \qquad \text{III.19.}$$

D'où

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = \frac{f(x + p, y) + f(x - p, y) - 2f(x, y)}{p^2} + O(p^2) \qquad \text{III.20.}$$

Ainsi, l'utilisation d'une méthode des différences permet décrire la dérivée seconde partielle $\frac{\partial^2 f}{\partial x^2}$ sous la forme discrète selon un schéma numérique centré d'ordre 2 :

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2}(x_i, y_j) = \frac{f(i + 1, j) + f(i - 1, j) - 2f(i, j)}{p^2} + O(p^2) \qquad \text{III.21.}$$

Ainsi dans notre cas, la dérivée spatiale de la température liée au terme de conduction est discrétisée par

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}(x_i, t_n) = \frac{T(i+1,n) + T(i-1,n) - 2T(i,n)}{\Delta x^2} + O(\Delta x^2) \qquad \text{III.22.}$$

Cette discrétisation selon un schéma centré ne peut être appliquée à la dérivée partielle du terme d'advection $v(t)\frac{\partial T_{flu}}{\partial x}$ car celle-ci fait apparaitre des oscillations non physiques sur les résultats finaux. Ainsi une discrétisation selon un schéma décentré doit être réalisée pour ce terme. Une discrétisation selon un schéma décentré en aval par rapport au sens d'écoulement fait toujours apparaitre une instabilité. La discrétisation est donc réalisée selon un schéma décentré en amont d'ordre 1. Le terme d'advection s'écrit donc :

$$v(t)\frac{\partial T_{flu}}{\partial x}(x_i, t_n) = \frac{T_{flu}(i,n) + T_{flu}(i-1,n)}{\Delta x} + O(\Delta x)\ pour\ v(t) > 0 \qquad \text{III.23.}$$

$$v(t)\frac{\partial T_{flu}}{\partial x}(x_i, t_j) = \frac{T_{flu}(i,n) + T_{flu}(i+1,n)}{\Delta x} + O(\Delta x)\ pour\ v(t) < 0 \qquad \text{III.24.}$$

La discrétisation de la dérivée temporelle des équations de la chaleur est alors donnée par :

$$\frac{\partial T}{\partial t}(x_i, t_n) = \frac{T(i,n+1) - T(i,n)}{\Delta t} + O(\Delta t) \qquad \text{III.25.}$$

Cette discrétisation passe par un choix de schéma numérique temporel. Ce schéma peut être soit explicite, soit implicite, soit semi-implicite. Ces différents schémas sont expliqués par une analyse de la méthode de résolution d'Euler. Cette méthode réalise une approximation locale des valeurs d'une fonction grâce à la tangente à la fonction.

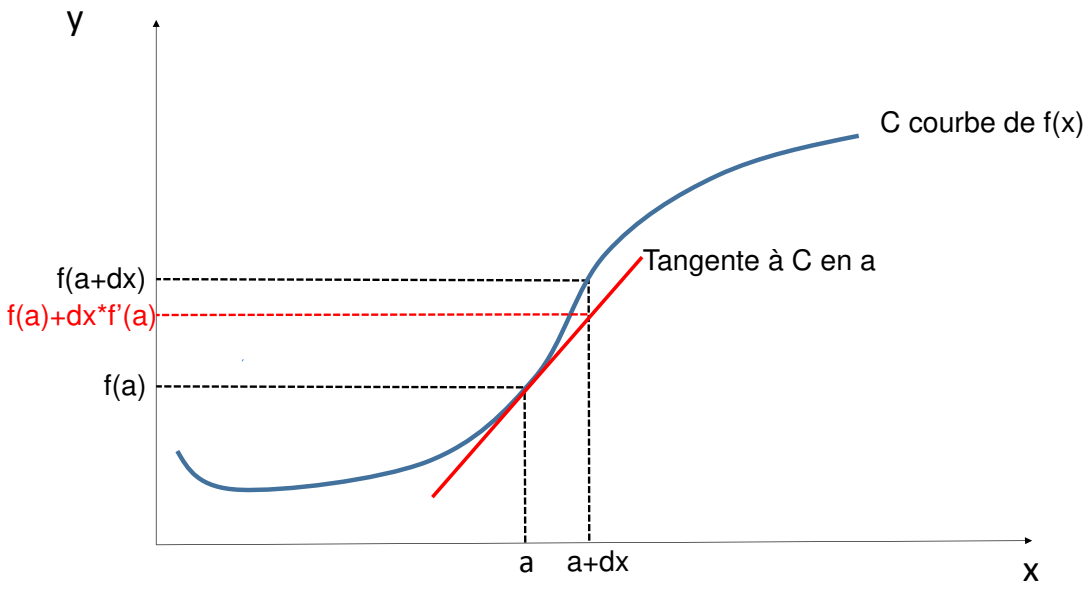


Figure 3.6 : Principe de la méthode d'Euler (Schéma explicite)

Ainsi dans notre exemple, lorsque dx tend vers 0, on peut écrire que :

$$f(a+dx) \approx f(a) + dx\, f'(a) \qquad \text{III.26.}$$

La dérivée peut donc être approximée par la relation :

$$f'(a) \approx \frac{\big(f(a+dx) - f(a)\big)}{dx} \qquad \text{III.27.}$$

La tangente est définie au point initial f(a), c'est le schéma explicite de la méthode d'Euler. Cela veut dire que les dérivées spatiales seront discrétisées par rapport au pas de temps n.

Cette tangente peut aussi être définie au point final f(a+dx), l'équation (20) devient alors :

$$f(a+dx) \approx f(a) + dx\, f'(a+dx) \qquad \text{III.28.}$$

Ainsi :

$$f'(a+dx) \approx \frac{\big(f(a+dx) - f(a)\big)}{h} \qquad \text{III.29.}$$

C'est le schéma implicite de la méthode d'Euler. Cela veut dire dans notre cas que les dérivées spatiales sont discrétisées par rapport au pas de temps n+1.

Le schéma semi-implicite est la moyenne pondérée des deux schémas précédents. Les dérivées spatiales sont discrétisées par rapport au pas de temps n+1 avec un coefficient de pondération θ et au pas de temps n avec un coefficient de pondération 1-θ. Lorsque le coefficient de pondération est égal à 0.5, on parle de schéma de Crank-Nicolson (CR).

La progression des calculs selon les trois schémas peut être représentée sur un diagramme (figure 3.7) avec les indices des points de mesure suivant leur position spatiale en abscisses et en ordonnées pour le temps.

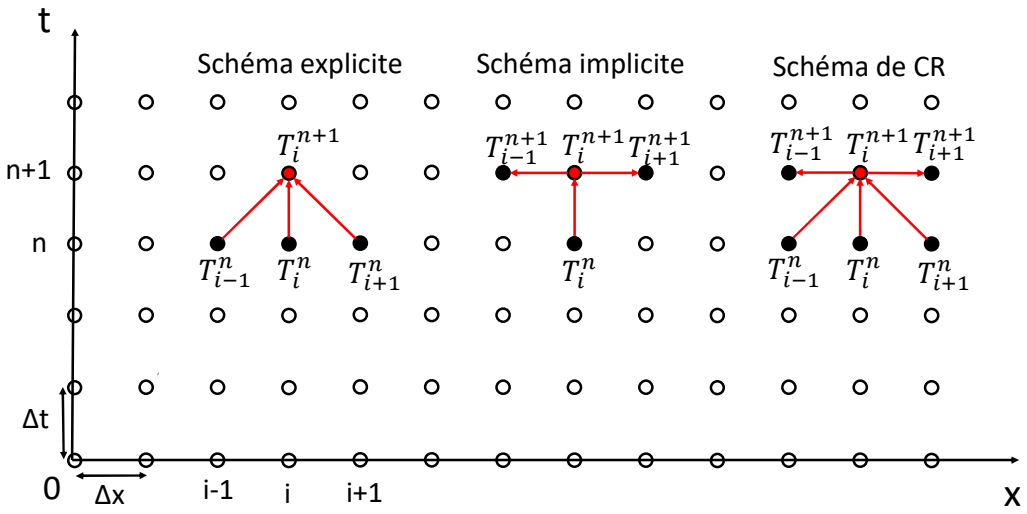


Figure 3.7 : Diagramme de progression d'un algorithme selon les trois schémas de calcul

Le **schéma explicite** présente l'intérêt d'être très simple à mettre en place et de ne pas demander une grande puissance de calcul puisque les températures sont déduites des températures du pas de temps précédent. Par contre ce schéma est conditionnellement stable. Cependant, il nécessite un nombre important de mailles et les pas de temps et d'espace ne peuvent être choisis indépendamment dans la définition du critère de stabilité, ce qui alourdit fortement l'algorithme à développer. Le système d'équations peut être écrit sous la forme matricielle :

$$[T]^{n+1} = [M][T]^{n} \qquad \text{III.30.}$$

où $[T]^{n+1}$ est le vecteur de l'ensemble des solutions au temps n+1, $[T]^{n+1}$ est le vecteur de l'ensemble des solutions au temps n+1 et M une matrice des coefficients thermophysiques.

Le **schéma implicite** est inconditionnellement stable et conduit à un nombre restreint de mailles. Il nécessite la mise en place d'un système matriciel complexe et le pas de temps choisi doit être assez petit afin de garantir la précision des résultats et une stabilité en régime transitoire (solution bornée dans le temps). Le système d'équations peut être écrit pour un schéma implicite sous la forme matricielle :

$$[M][T]^{n+1} = [T]^{n} \qquad \text{III.31.}$$

Le **schéma semi implicite** présente aussi un caractère inconditionnellement stable, et nécessite aussi une résolution matricielle. Toutefois, il ne présente pas de contrainte sur le pas de temps. Le système d'équation peut être écrit pour un schéma semi implicite sous la forme matricielle :

$$\theta[M]^{n+1}[T]^{n+1} = (1-\theta)[M]^{n}[T]^{n} \qquad \text{III.32.}$$

Notre système présente un caractère fortement transitoire (oscillation du fluide, variation du champ magnétique). Ainsi, la matrice de coefficient M du système d'équations n'est pas constante et doit être réévaluée à chaque pas de temps. Nous avons donc choisi d'utiliser un schéma semi implicite. Ce schéma présente l'intérêt d'associer à chaque vecteur de solutions $[T]^{n}$ une matrice de coefficients $[M]^{n}$ augmentant ainsi la consistance de ce schéma.

3.3.6/ DISCRETISATION DES EQUATIONS

Le choix des schémas de discrétisation numérique nous permet de discrétiser les équations de la chaleur de notre modèle. Ainsi pour un nœud i dans le solide à un pas de temps n, l'équation régissant ce nœud est :

$$\begin{aligned}\rho_s Cp_s \frac{T_{s_i}^{n+1} - T_{s_i}^{n}}{\Delta t} - \lambda_s \left(\theta \frac{T_{s_{i+1}}^{n+1} + T_{s_{i-1}}^{n+1} - 2T_{s_i}^{n+1}}{\Delta x^2} + (1-\theta) \frac{T_{s_{i+1}}^{n} + T_{s_{i-1}}^{n} - 2T_{s_i}^{n}}{\Delta x^2} \right) \\ = \frac{h(t)}{e_s} \left(\theta (T_{f_i}^{n+1} - T_{s_i}^{n+1}) + (1-\theta)(T_{f_i}^{n} - T_{s_i}^{n}) \right)\end{aligned} \qquad \text{III.33.}$$

Cette équation peut être adimensionnalisée sous la forme

$$\begin{aligned}\theta \left(-Fo_s\, T_{s_{i+1}}^{n+1} + (1 + 2Fo_s + K_s) T_{s_i}^{n+1} - Fo_s\, T_{s_{i-1}}^{n+1} - K_s T_{f_i}^{n+1} \right) \\ = (1-\theta) \left(Fo_s\, T_{s_{i+1}}^{n} + (1 - 2Fo_s - K_s) T_{s_i}^{n} + Fo_s\, T_{s_{i-1}}^{n} + K_s T_{f_i}^{n} \right)\end{aligned} \qquad \text{III.34.}$$

Avec

$$Fo_s = \frac{\lambda_s \Delta t}{\rho_s Cp_s \Delta x^2} \qquad \text{III.35.}$$

et

$$K_s = \frac{2h(t)\Delta t}{\rho_s Cp_s e_s} \qquad \text{III.36.}$$

De la même manière, on obtient l'équation dans le fluide pour les vitesses positives

$$\begin{aligned}&\theta\left(-Fo_f\, T_{f_{i+1}}^{n+1} + \left(1 + 2Fo_f + K_f + Adv\right)T_{f_i}^{n+1} - \left(Fo_f + Adv\right)T_{f_{i-1}}^{n+1} - K_f T_{s_i}^{n+1}\right)\\ &= (1-\theta)\left(Fo_f\, T_{f_{i+1}}^{n} + \left(1 - 2Fo_f - K_f - Adv\right)T_{f_i}^{n} + (Fo_f + Adv)\; T_{f_{i-1}}^{n} + K_f T_{s_i}^{n}\right)\end{aligned} \qquad \text{III.37.}$$

avec

$$Fo_f = \frac{\lambda_f \Delta t}{\rho_f Cp_f \Delta x^2} \qquad \text{III.38.}$$

$$K_f = \frac{2h(t)\Delta t}{\rho_f Cp_f e_c} \qquad \text{III.39.}$$

et

$$Adv = \frac{v(t)\Delta t}{\rho_f Cp_f} \qquad \text{III.40.}$$

Pour les vitesses négatives, l'équation 33 devient :

$$\begin{aligned}&\theta\left(-(Fo_f + Adv)T_{f_{i+1}}^{n+1} + \left(1 + 2Fo_f + K_f + Adv\right)T_{f_i}^{n+1} - Fo_f T_{f_{i-1}}^{n+1} - K_f T_{s_i}^{n+1}\right)\\ &= (1-\theta)\left((Fo_f + Adv)\, T_{f_{i+1}}^{n} + \left(1 - 2Fo_f - K_f - Adv\right)T_{f_i}^{n} +\; T_{f_{i-1}}^{n} + K_f T_{s_i}^{n}\right)\end{aligned} \qquad \text{III.41.}$$

Les températures aux frontières sont les conditions aux limites. Ainsi, à partir des équations discrétisées et avec une indexation pertinente des nœuds, nous pouvons définir deux matrices de coefficients $[M]^n$ et $[M]^{n+1}$. Ces matrices sont creuses et si l'indexation des nœuds est correcte elles deviennent penta diagonales. Nous avons fixé le coefficient de pondération θ à 0.5 pour nous placer dans le cas d'un schéma de Crank-Nicolson. Ce modèle a été implanté dans un algorithme de calcul développé sous Python.

Pour mémoire, l'effet magnétocalorique est modélisé par l'équation III.6 appliquée dans notre modèle aux pas de temps où la vitesse d'écoulement est nulle.

3.3.7/ RESULTATS ET CRITIQUES

Les dimensions de la géométrie et les propriétés du matériau et du fluide utilisé ont été définies en fonction du démonstrateur que nous avons développé (cf chapitre 4). Les tableaux suivants reprennent ces caractéristiques.

Caractéristiques du matériau	Données	Caractéristiques du fluide	Données
Epaisseur plaque	0.6 mm	Epaisseur canal	1mm
Surface d'échange	160 mm²	Longueur du canal	40mm
Température de Curie	20°C	Composition	Eau+1% anticorrosion
Masse volumique	3540 $kg.m^{-3}$	Masse volumique	1000 $kg.m^{-3}$
Conductivité thermique	5 $W{\cdot}m^{-1}{\cdot}K^{-1}$	Conductivité thermique	0.6 $W{\cdot}m^{-1}{\cdot}K^{-1}$
Capacité thermique	1100 $J.kg^{-1}K^{-}$	Capacité thermique	4185 $J.kg^{-1}K^{-}$

Tableau 3.1 : Caractéristiques physiques et géométriques du matériau et du fluide utilisés pour le modèle

La vitesse d'écoulement appliquée est définie par l'équation :

$$v(t) = v_{max} \sin(wt) \qquad \text{III.42.}$$

Avec $w = 2\pi/f$, où f est la fréquence d'aimantation désaimantation. La vitesse maximale est définie en fonction du volume du canal et de la fréquence d'aimantation/désaimantation par la relation :

$$v_{max} = 2\frac{V_c f}{S_c} \qquad \text{III.43.}$$

où S_c est la section de passage du fluide dans le canal

L'utilisation d'un modèle simple de l'effet magnétocalorique tel qu'il est décrit par l'équation III.6 nous impose les températures d'entrée du fluide afin que les températures calculées par le modèle restent bornées et ne divergent pas. Ainsi, le modèle simule un régénérateur transférant de la chaleur entre deux sources à température constante. L'écart entre les températures de source doit rester limité afin que le modèle magnétocalorique reste valable. En effet, l'effet magnétocalorique décroit rapidement lorsque la température du matériau s'éloigne de sa température de Curie.

Donnée	Valeur
Champ magnétique maximal théorique	1 T
Température de Curie	20°C
ΔT_{ad}	±1.5°C
Température source froide T_{Cold}	19°C
Température source chaude T_{Hot}	21°C

Tableau 3.2 : Caractéristiques thermiques et magnétique du modèle

Ce modèle nous permet de simuler l'évolution des températures dans un canal de régénérateur magnétocalorique pour différentes fréquences d'aimantation/désaimantation. La figure 3.8 présente l'évolution théorique de la température du matériau côtés sources froide et chaude, avec un coefficient d'échange appliqué considéré comme constant.

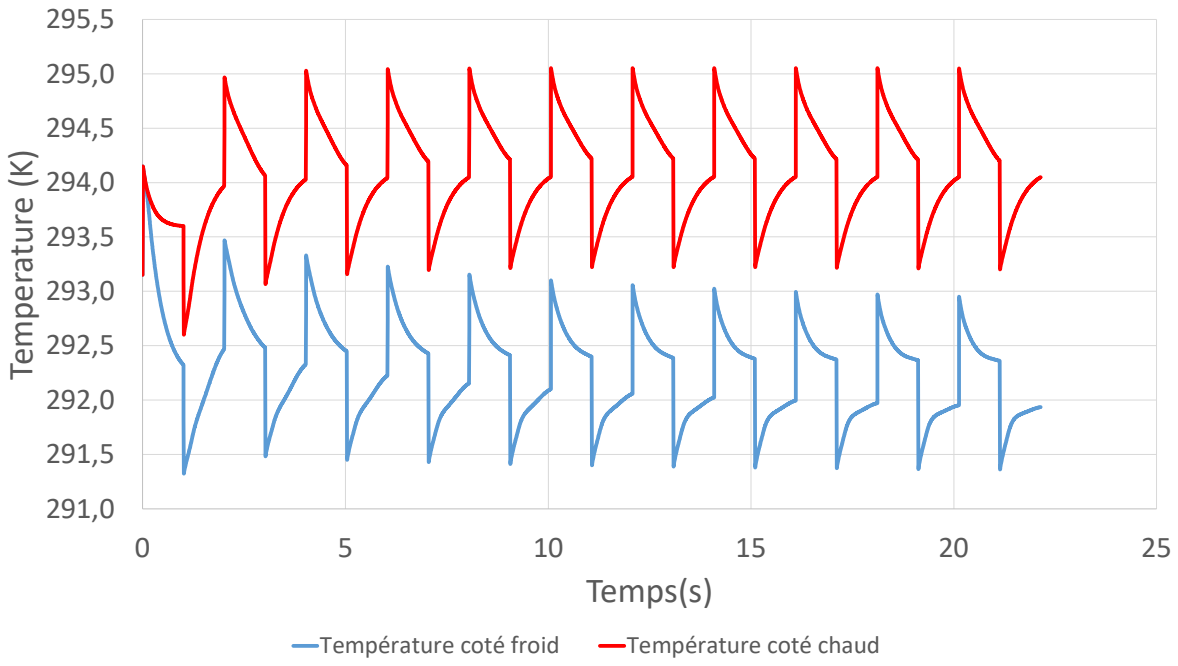


Figure 3.8 : Evolution de la température du matériau avec un coefficient d'échange h constant pour un champ de 1 T et une fréquence de 0.5 Hz

L'inconvénient de ce modèle est l'utilisation de corrélations pour l'estimation du coefficient d'échange h. La plupart des corrélations utilisées permet d'obtenir un coefficient d'échange moyenné dans le temps et l'espace. Ainsi ces corrélations ne prennent pas en compte la variation du coefficient d'échange due à la variation de la vitesse d'écoulement.

3.4/ VERS UN MODELE 2D

3.4.1/ DEFINITION ET DISCRETISATION DU DOMAINE

Afin de prendre en compte l'influence de l'effet annulaire sur les transferts thermiques à l'interface fluide/paroi, un modèle bidimensionnel a été développé. Ce modèle permet de réaliser une discrétisation sur les épaisseurs du matériau et du canal. La géométrie de ce modèle est exactement la même que celle du modèle 1D. La discrétisation de l'épaisseur du canal nous permet de prendre en compte l'évolution du profil de vitesse du fluide au cours du temps. Ce profil est calculé grâce à la relation de Kurzweg (chapitre 2). Ainsi, on l'exprime par :

$$v(y,t) = v_{max}.\Re\left(f(y)e^{i\omega t}\right) \qquad \text{III.44.}$$

Avec

$$f(y) = \frac{\left(\cosh\left(\frac{\sqrt{i}\alpha y}{a}\right) - \cosh\left(\frac{\sqrt{i}\alpha}{2}\right)\right)}{1 - \cosh\left(\frac{\sqrt{i}\alpha}{2}\right)} \qquad \text{III.45.}$$

On obtient ainsi dans la figure suivante le profil adimensionnalisé des vitesses en fonction de la distance adimensionnalisée. L'effet annulaire y est très bien représenté avec des vitesses nulles à la paroi.

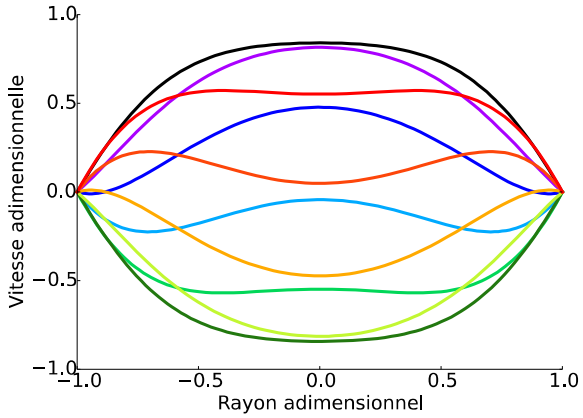


Figure 3.9 : Exemple du profil des vitesses obtenu pour un nombre de *Womersley* α=4

La figure 3.12 montre la discrétisation utilisée pour notre géométrie et l'évolution du profil des vitesses.

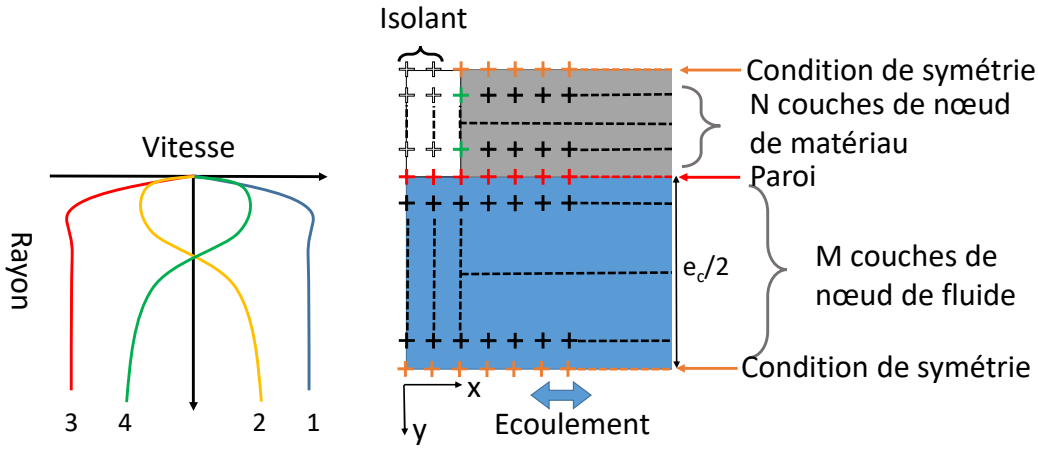


Figure 3.10 : Discrétisation en 2 dimensions utilisée dans le modèle

Le profil de vitesse obtenu est discrétisé suivant le nombre de couches de fluide défini sur l'axe.

Cette discrétisation nous impose de modifier certaines données par rapport au modèle 1D. En effet, cette discrétisation comporte des nœuds situés sur la paroi d'échange entre le matériau et le fluide. Ils définissent les conditions d'échanges thermiques à la paroi, celle-ci étant caractérisée par une continuité de flux. Ainsi, à chaque instant, le flux thermique est le même de part et d'autre de cette paroi. L'équation caractérisant cette symétrie est donnée par :

$$\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial y} = \lambda_f \frac{\partial T_f}{\partial y} \qquad \text{III.46.}$$

De plus, les nœuds aux frontières du matériau (équivalent au centre de la plaque) et du fluide (équivalent au centre du canal) décrivent une condition de symétrie. Cette condition se traduit sur ces nœuds par la relation de Neumann homogène telle que :

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \qquad \text{III.47.}$$

3.4.2/ Mise en equation

La discrétisation en 2D modifie sensiblement les équations de la chaleur par rapport à celles utilisées en 1D. Ainsi pour le modèle 2D, l'équation de la chaleur appliquée au matériau devient :

$$\rho_s Cp_s \frac{dT_s}{dt} - \lambda_s \left(\frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_s}{\partial y^2}\right) = \dot{P} \qquad \text{III.48.}$$

Avec $\dot{P}$ qui représente l'effet magnétocalorique. Nous avons ici légèrement modifié l'équation afin que cet effet ne soit plus un échelon comme dans le modèle 1D mais une rampe sur un temps très court.

L'équation de la chaleur au sein du fluide devient par ailleurs :

$$\rho_f Cp_f \left(\frac{dT_f}{dt} + v(y,t)\frac{\partial T_f}{\partial x}\right) = \lambda_f \left(\frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_f}{\partial y^2}\right) \qquad \text{III.49.}$$

La discrétisation spatiale de ces équations est réalisée avec le même schéma numérique utilisé pour le modèle 1D. La discrétisation temporelle utilise aussi un schéma semi-implicite avec un coefficient de pondération θ de 0.5 (schéma de Crank-Nicolson).

3.4.3/ RESULTATS ET PERSPECTIVES D'EVOLUTION

Les conditions de simulation du modèle 2D sont les mêmes que celles du modèle 1D. On retrouve un modèle simple de l'effet magnétocalorique nous obligeant à borner les températures du système en imposant les températures des sources du fluide. Ainsi les conditions de température imposées aux frontières et l'augmentation des températures due à la variation du champ magnétique restent les mêmes que dans le modèle 1D comme indiqué dans le tableau suivant.

Donnée	Valeur
Champ magnétique maximal théorique	1 T
Température de Curie	20°C
ΔT_{ad}	±1.5°C
Température source froide T_{Cold}	19°C
Température source chaude T_{Hot}	21°C

Tableau 3.3 : Caractéristiques thermiques de fonctionnement du modèle 2D

Ce modèle nous permet d'obtenir les évolutions des températures cotés chaud et froid au cours du temps pour tous les nœuds de calcul. Cela nous permet d'observer l'évolution de la température de paroi durant les phases d'échanges thermiques.

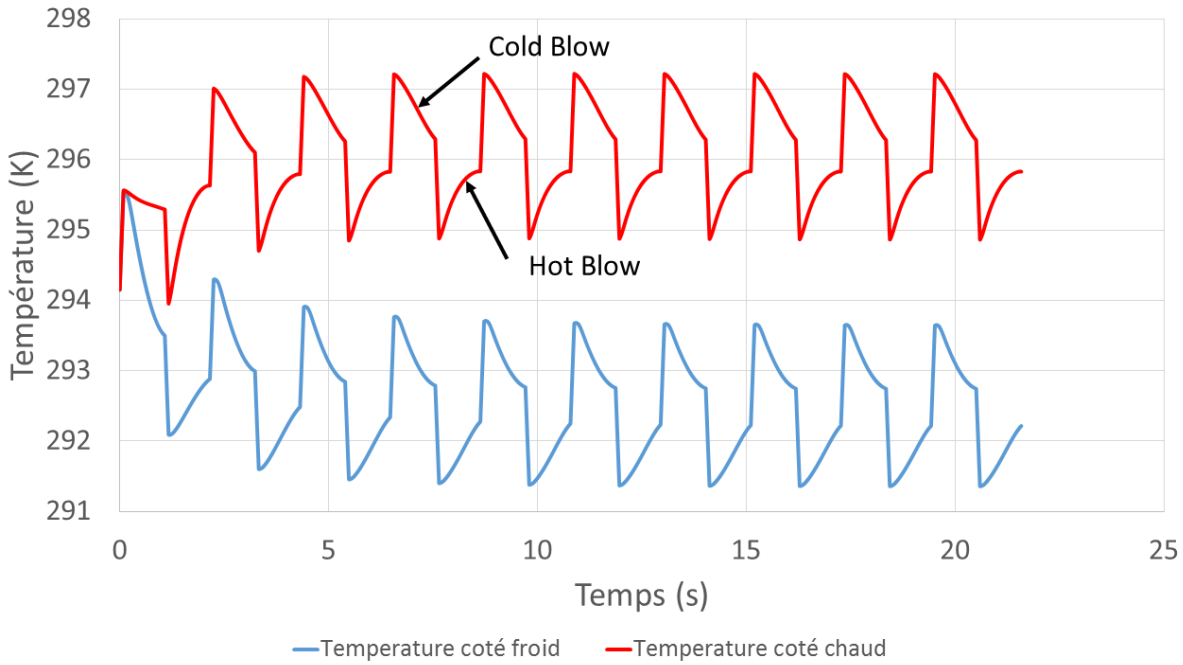


Figure 3.11 : Evolution simulée de la température de paroi à 0.5Hz

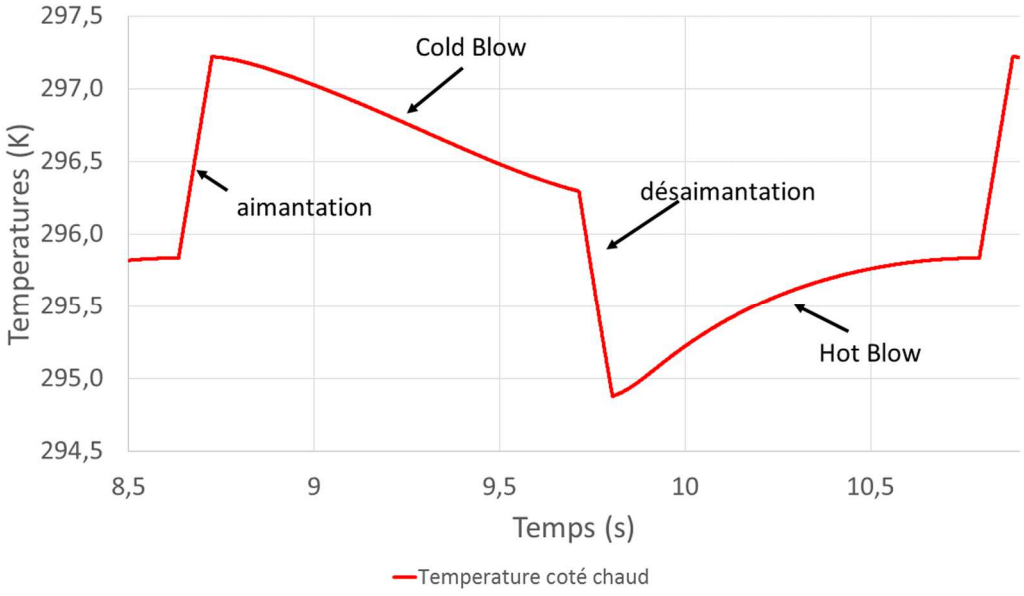


Figure 3.12 : Détail de l'évolution simulée de la température de paroi à 0.5Hz

Ainsi nous pouvons obtenir les évolutions des températures pour differents points de fonctionnement, c'est-à-dire différentes fréquences d'aimantation/desaimantation. La vitesse d'écoulement du fluide est directement liée à cette fréquence par le biais de l'equation III.40. Ainsi on peut réaliser des simulations sur des point de fonctionnement où l'effet annulaire est present et observer son impact sur les évolutions des temperatures de paroi.

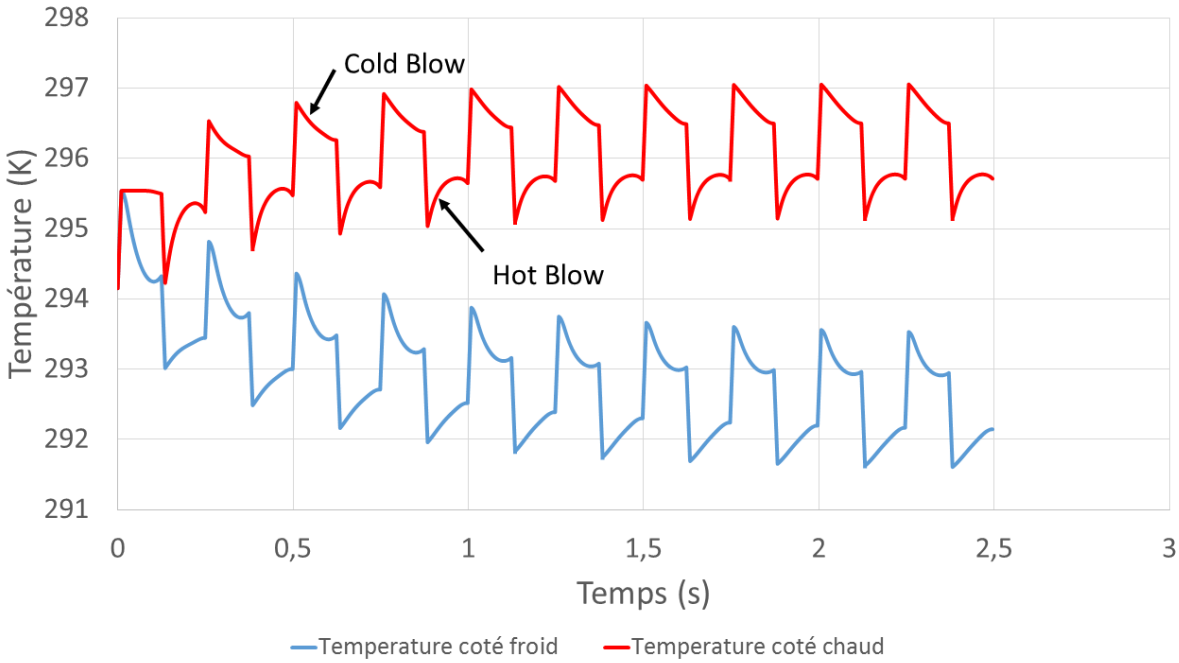


Figure 3.13 : Evolution simulée de la température de paroi à 4 Hz

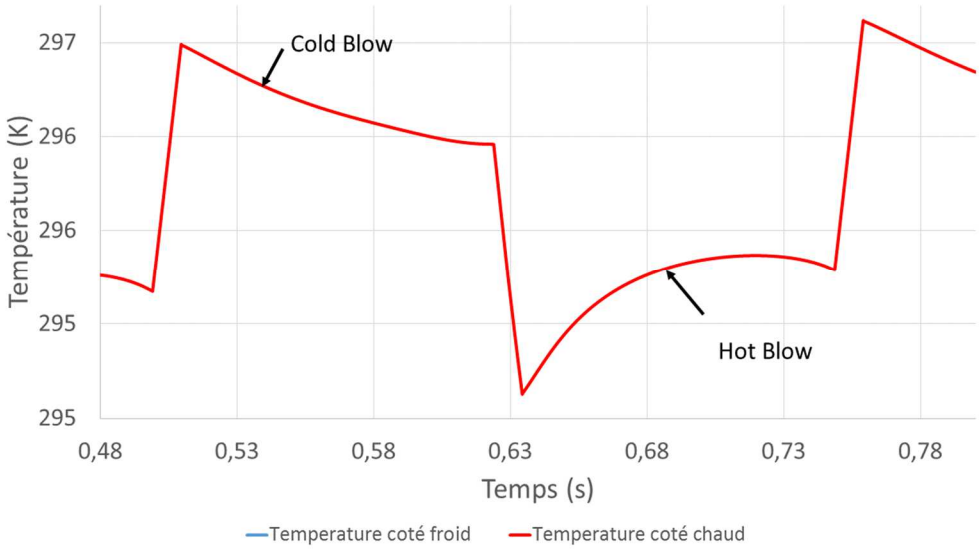


Figure 3.14 : Détail de l'évolution simulée de la température de paroi à 4Hz

On constate que les évolutions de température changent en fonction de la fréquence : l'écart de température entre le début et la fin d'une étape d'échange (Hot blow ou Cold blow) reste proche (environ 1°C) mais la variation de température au cours du temps montre un échange thermique plus important au début des phases d'échanges. Par la suite, le développement plus approfondi de ce modèle devrait nous permettre d'obtenir une évaluation du coefficient d'échange h au cours d'un cycle en fonction de la fréquence d'aimantation/désaimantation et de la vitesse d'écoulement.

Ce modèle nous permet aussi de simuler les mesures thermiques que nous pourrions obtenir avec notre démonstrateur. Ainsi les résultats obtenus par le modèle pourront être comparés aux résultats obtenus avec le démonstrateur. Les mesures réalisées sur le démonstrateur correspondent à l'évolution thermique de la surface de la plaque magnétocalorique opposée à la surface d'échange, soit la couche de nœuds de symétrie du matériau sur notre discrétisation de la figure 3.10. La figure 3.15 montre l'évolution théorique des températures attendue sur la surface pour une fréquence d'aimantation/désaimantation faible (0.5Hz). Les courbes obtenues sont très proches de celles de la figure 3.11. Ainsi pour les faibles fréquences, l'approximation de la température de paroi d'échange par la température de surface de mesure parait pertinente et l'on peut considérer l'évolution de température sur l'épaisseur de la plaque comme homogène.

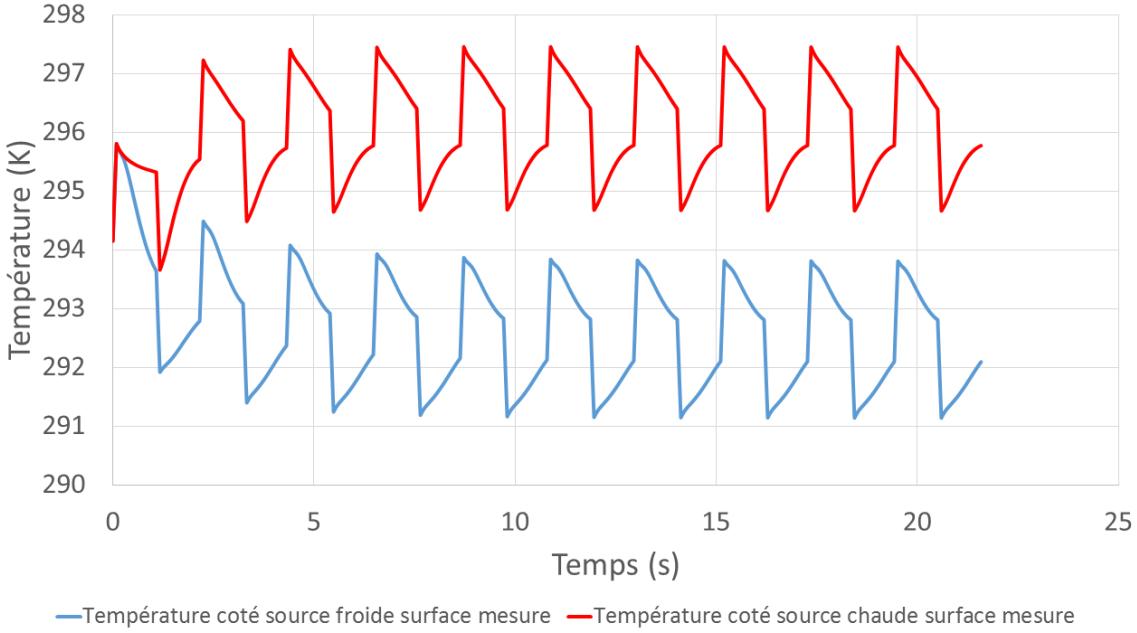


Figure 3.15 : Evolution simulée de la température de la surface de mesure à 0.5 Hz

La figure 3.16 montre l'évolution simulée de la température de la surface de mesure pour une fréquence d'aimantation/désaimantation de 4 Hz. On constate que les phases d'échanges thermiques (cold Blow et Hot blow) ne permettent pas en théorie d'observer de variation significative de la température. Ainsi, sur le démonstrateur, il n'est théoriquement pas possible d'observer des échanges de chaleur significatifs pour des fréquences supérieures à 4 Hz

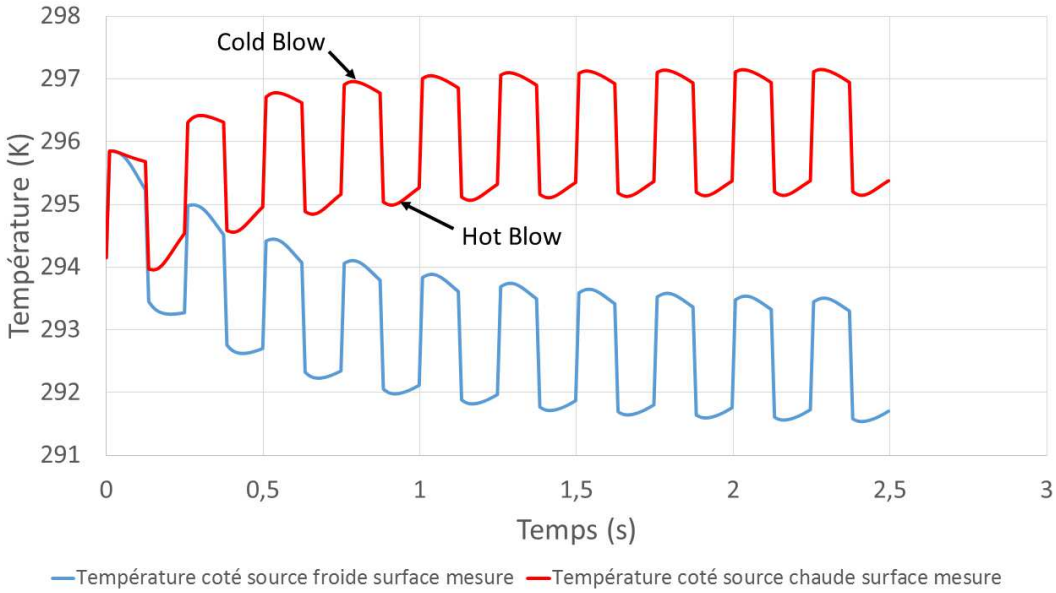


Figure 3.16 : Evolution simulée de la température de surface de mesure du démonstrateur à 4 Hz

Enfin ce modèle permet aussi d'observer le profil des températures suivant l'axe normal à la paroi. On observe ainsi l'évolution des températures sur l'épaisseur du matériau et du canal au cours d'un cycle. La figure 3.19 montre l'évolution du profil de températures selon l'axe normal à la paroi durant une phase d'échange thermique (le Cold blow). Le matériau vient d'être magnétisé et le fluide de la source froide entre dans le canal poussant le fluide se trouvant dedans vers la source chaude. L'étude de ce profil nous permet de constater que nous retrouvons bien l'effet annulaire sur le profil de température, ainsi l'écoulement oscillant influence bien le gradient thermique à la paroi et donc la qualité des échanges thermiques entre le matériau et le fluide.

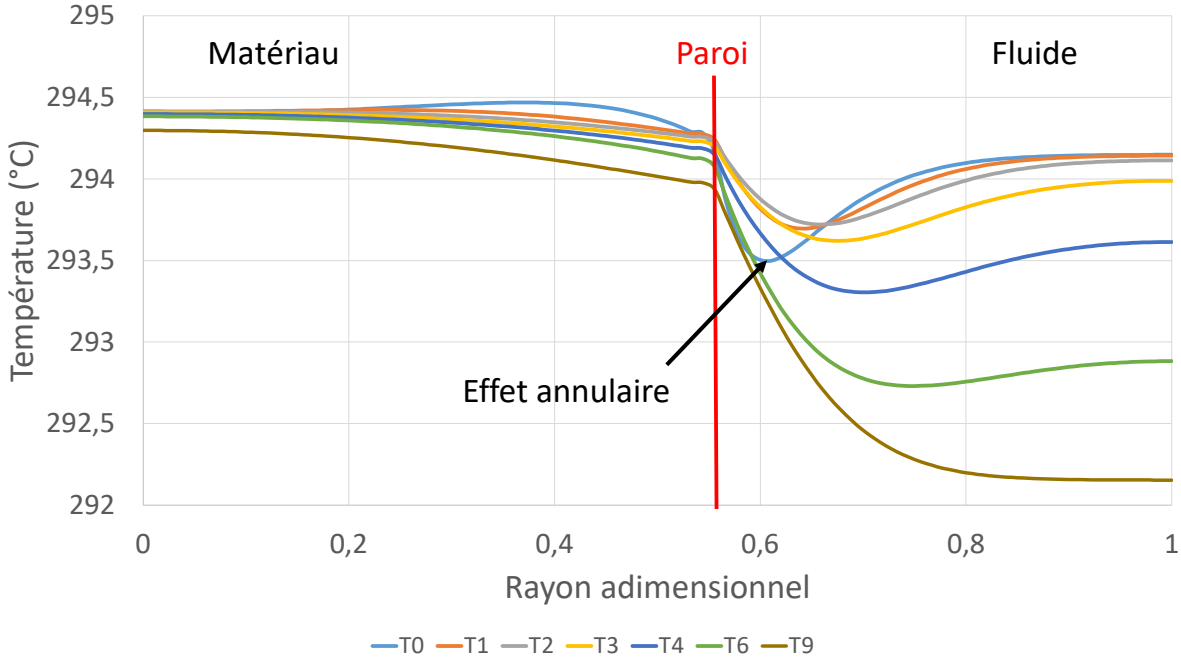


Figure 3.17 : Evolution du profil de la température sur une section à 4 Hz

Ainsi, si ce modèle est validé par l'expérience, il sera possible de réaliser une évaluation fiable d'une corrélation du coefficient d'échanges par convection au cours d'un cycle. Cette corrélation pourra alors être utilisée dans le modèle 1D pour le dimensionnement et l'étude d'un régénérateur magnétocalorique. Pour l'instant, le manque de données sur le matériau et l'imprécision de la modélisation de l'effet magnétocalorique ne permet pas d'obtenir une corrélation réaliste. Mais d'autres développements en cours au sein du laboratoire devraient permettre de résoudre ce problème crucial pour l'évaluation d'une efficacité thermodynamique.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

L'utilisation d'un modèle numérique performant permettant de simuler le comportement thermique d'un régénérateur magnétocalorique est nécessaire pour le développement, la conception et l'optimisation de machines magnétocaloriques Du point de vue d'un industriel, ce modèle doit être simple, rapide d'utilisation et à « bas » prix pour être attractif. Ainsi le développement d'un modèle 1D permet de simuler rapidement le fonctionnement d'un régénérateur magnétocalorique sans demander trop de puissance et de temps de calcul. Néanmoins, ce modèle doit rester le plus fidèle possible à la réalité, ce qui n'est pas toujours le cas avec un modèle 1D réalisé avec des hypothèses et des corrélations thermophysiques apportant une imprécision sur les résultats et lissant certains phénomènes physiques (effet annulaire). Pour obtenir une meilleure précision de ces modèles, les corrélations doivent être établies avec un modèle 2D, plus gourmand en temps et puissance de calcul mais permettant de modéliser plus fidèlement les différents phénomènes physiques de ces systèmes. Nous avons par ailleurs constaté que les modèles existants sont souvent réalisés pour des cas très spécifiques et uniques (géométrie, point de fonctionnement…) pas toujours adaptés à notre étude, d'où le choix du développement de modèles numériques spécifiquement adaptés au projet industriel de cette thèse.

Ainsi, le développement des modèles présentés dans ce chapitre présente plusieurs intérêts. Tout d'abord la modélisation multiphysique des échanges thermiques dans le canal d'un régénérateur magnétocalorique en 2D qui permet l'intégration de phénomènes physiques complexes comme l'effet annulaire rarement pris en compte dans les autres modèles. Ce modèle a pour vocation globale de permettre l'évaluation de l'influence de ces phénomènes sur les échanges thermiques entre le matériau magnétocalorique et le fluide caloporteur. Ces résultats peuvent ensuite être pris en compte et intégrés dans le modèle 1D développé permettant de simuler le comportement thermique du canal en fonction de ses différentes caractéristiques (température des sources, géométrie, point de fonctionnement).

Le modèle 2D nous a permis d'obtenir des courbes caractéristiques de l'évolution des températures du matériau magnétocalorique et du fluide caloporteur. Ces températures pourront être comparées à celles issues des mesures thermiques réalisées sur un démonstrateur. Ce démonstrateur et les résultats induits font l'objet partiel du chapitre suivant. Néanmoins la comparaison restera limitée car ces modèles ne simulent que les phénomènes thermofluidiques du régénérateur. En effet, la modélisation de l'effet magnétocalorique reste beaucoup trop simpliste pour l'instant dans notre modèle et le manque de données sur les matériaux magnétocaloriques utilisés ne nous permet pas pour l'instant de réaliser une modélisation précise.

Cependant, une modélisation précise de l'effet magnétocalorique est en cours de développement au sein du département en parallèle à nos travaux. Le couplage de cette modélisation de l'effet magnétocalorique avec le modèle thermo fluidique développé dans ce chapitre devrait permettre de réaliser un outil de simulation précis et représentatif des échanges thermiques au sein d'un canal de régénérateur magnétocalorique au cours d'un cycle AMR. Enfin, plusieurs systèmes sont actuellement en développement au laboratoire pour permettre la caractérisation des matériaux magnétocaloriques. Les données obtenues devront permettre de pouvoir simuler des régénérateurs composés de différents matériaux. Comme on peut le voir, malgré son aspect très contraint (thèse CIFRE), notre travail s'inscrit totalement dans une politique scientifique globale d'étude des phénomènes magnétocaloriques.

4 DEMONSTRATEUR MAGNETOCALORIQUE, REALISATION ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

INTRODUCTION

La validation d'un modèle numérique nécessite de pouvoir comparer ses résultats avec des résultats expérimentaux. Seule une bonne convergence de ces données permet, dans une gamme de fonctionnement donnée, de valider le modèle. Nous avons donc développé un démonstrateur permettant d'obtenir les débits, températures et vitesses expérimentales des fluides dans un canal de géométrie similaire au canal du modèle numérique. Ce canal est composé de matériaux magnétocaloriques sur ses parois et sur lequel nous pouvons réaliser des mesures thermiques. La mise en place d'un circuit hydraulique *ad hoc* et d'un système magnétique novateur nous permet de contrôler les conditions d'écoulement et de température du fluide traversant ce canal en lui appliquant des variations du champ magnétique. L'intérêt de ce banc d'essai complémentaire au prototype est, en plus de valider le modèle numérique développé, de mieux cerner le comportement potentiel des fluides au sein du prototype au sein duquel de telles mesures ne sont pas possibles, pour le moment.

4.1/ DEVELOPPEMENT D'UN DEMONSTRATEUR MAGNETOCALORIQUE

4.1.1/ UN SYSTEME MAGNETIQUE INNOVANT

Choix de technologie

La première problématique rencontrée lors du développement d'un démonstrateur dont le but est d'étudier l'effet magnétocalorique est de créer une source de champ magnétique variable. Il existe plusieurs solutions techniques afin de créer ce champ magnétique :

- les électroaimants,

- les bobines supraconductrices.

Ces deux premières solutions permettent de générer un champ variable où, selon le dimensionnement du système, on peut régler l'amplitude du champ, sa fréquence et la forme d'évolution temporelle du champ magnétique (trapézoïdale, sinusoïdale…). Un tel système est extrêmement intéressant pour étudier le comportement de l'effet magnétocalorique en fonction des variations de champ magnétique, mais il est extrêmement onéreux et le temps de développement et de sa mise en place reste assez long.

- Les aimants permanents en mouvement par rapport aux matériaux.

La dernière solution permet de générer un champ magnétique variable pour lequel la fréquence est modulable. L'amplitude est dépendante de la nature des aimants permanents et la forme d'évolution est figée par la conception du système. Généralement l'évolution du champ a une forme se rapprochant d'une courbe trapézoïdale. L'avantage de ce système est que l'on réduit le nombre de consignes d'entrée, le système ne possédant qu'un seul actionneur permettant de générer le mouvement des aimants par rapport aux matériaux magnétocaloriques.

Conception d'un système générant la variation de champ magnétique

L'utilisation d'aimants permanents comme source du champ magnétique induit une difficulté majeure. Les aimants doivent être en mouvement relatif par rapport aux matériaux magnétocaloriques. Ces derniers étant, entre autres, notre objet d'étude dans le démonstrateur, les différents points de mesures thermiques se situent principalement à leur niveau. Il n'était donc pas pertinent de mettre en mouvement le système contenant ces matériaux afin de pouvoir garder une prise de mesures aisée.

La mise en mouvement des aimants peut être faite de différentes manières :

- linéaire par l'utilisation d'un vérin,

- rotative par la mise en place d'aimants sur une roue.

Ces solutions, bien que réalisables, présentent de nombreux inconvénients. En effet il faut garantir une orientation homogène du champ magnétique par rapport aux matériaux afin d'optimiser l'effet magnétocalorique. De plus, afin de garantir un passage par un champ magnétique nul, il est important de concevoir un système où le champ magnétique est induit dans 2 sens différents. Ainsi, pour un entrefer composé d'aimants permanents, cela suppose d'utiliser 2 paires d'aimants afin d'obtenir un cycle décrit en figure 4.1. où τ représente une période d'aimantation/désaimantation.

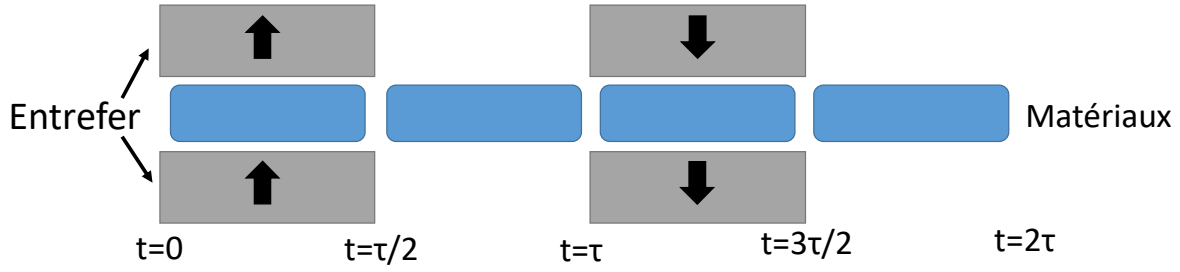


Figure 4.1 : Aimantation dans l'entrefer durant 2 cycles

Enfin le mouvement des aimants présente un risque. En effet, ceux-ci doivent se déplacer à des fréquences élevées et l'espace entre le matériau et l'entrefer doit être le plus petit possible afin de garantir le champ le plus élevé possible. Ainsi le matériau doit être maintenu dans un alignement « parfait » avec l'entrefer afin d'obtenir le meilleur effet magnétocalorique, mais aussi pour éviter que celui-ci n'entre en collision avec les aimants lors de leur déplacement.

Afin d'éviter un mouvement du matériau par rapport aux aimants, nous avons fait le choix d'utiliser un circuit magnétique composé d'un côté d'un entrefer où le matériau est mis en place et reste fixe par rapport à cet entrefer, et de l'autre côté d'un rotor composé d'aimants permanents permettant d'induire (ou non) un champ magnétique dans le circuit magnétique et donc dans l'entrefer. La figure 4.2 montre une esquisse du circuit magnétique avec son entrefer et le rotor comportant les aimants permanents.

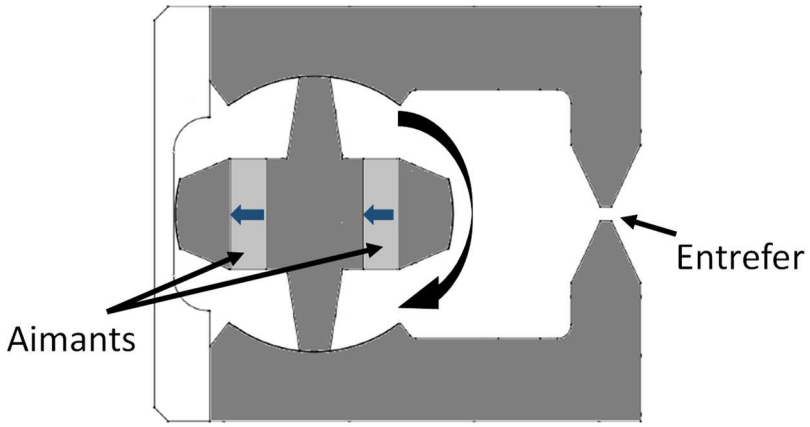


Figure 4.2 : Circuit magnétique

L'étude de ce circuit magnétique a été réalisée par la société de R&D Novelté System. L'objectif est d'obtenir une forme du champ magnétique très particulière dans l'entrefer, fidèle à ce que nous cherchons à obtenir dans une pompe à chaleur, avec des phases où le système induit un fort champ magnétique sur le matériau et des phases où celui-ci est désaimanté. Le dimensionnement a été réalisé grâce à des simulations 2D du champ magnétique sous le logiciel FEM. La figure 4.3 montre la courbe théorique du champ magnétique obtenue dans l'entrefer.

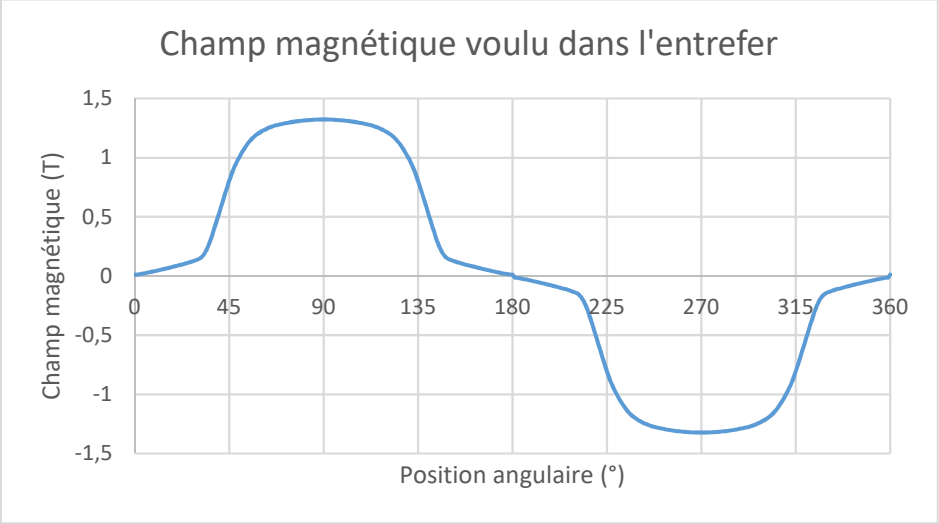


Figure 4.3 : Champ magnétique voulu dans l'entrefer

L'entrefer doit faire l'objet alternativement d'un champ magnétique élevé puis faible. Pour cela, le rotor comporte des « courts-circuits » permettant de dévier le champ magnétique des aimants permanents afin d'éviter que celui-ci ne passe dans l'entrefer.

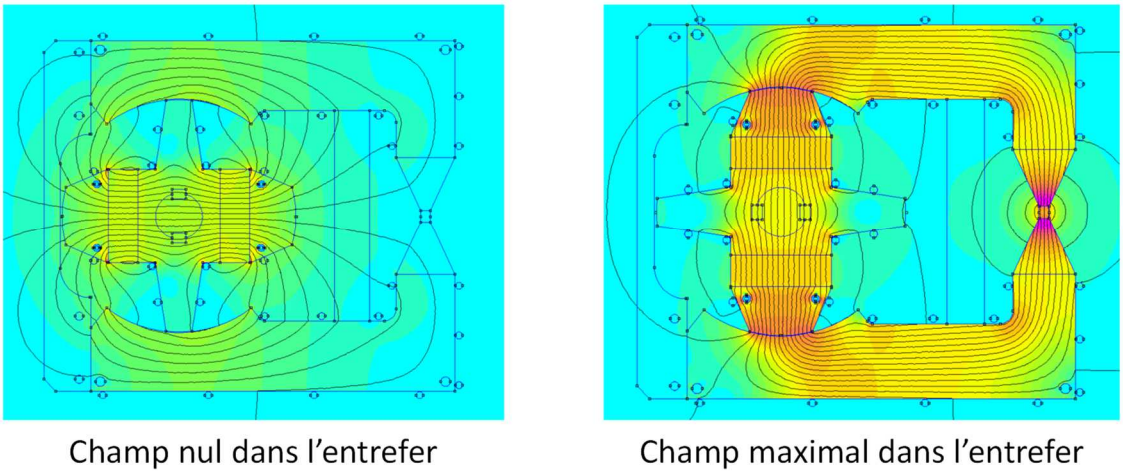


Figure 4.4 : Lignes de champ magnétique pour un champ nul et maximal (1T) dans l'entrefer

Le rotor comportant les aimants permanents est mis en rotation par un motoréducteur. Les aimants permanents utilisés induisent un champ magnétique de 1.5 Tesla. La puissance nécessaire pour la mise en rotation des aimants est de 2 kW pour une vitesse de rotation de 300 tr.min^{-1}, ce qui correspond à une fréquence d'aimantation/désaimantation de 10 Hz. La variation du champ magnétique dans le circuit magnétique induit des variations de couple importantes sur le rotor. En effet la position d'équilibre de ce système correspond au moment où le champ dans l'entrefer est maximal. Ainsi lorsque le champ diminue dans l'entrefer, il y un couple résistant important sur le rotor d'environs 120 N.m. En revanche, lorsque le champ augmente dans l'entrefer, il y a un couple d'entrainement important équivalent. Cette variation de couple risque d'induire une variation de vitesse de rotation et donc une dissymétrie dans le cycle d'aimantation/désaimantation dans l'entrefer. Pour éviter cela, le moteur a été surdimensionné afin de pouvoir absorber les variations importantes de couple. Le démonstrateur est donc équipé d'un moteur d'une puissance de 5 kW.

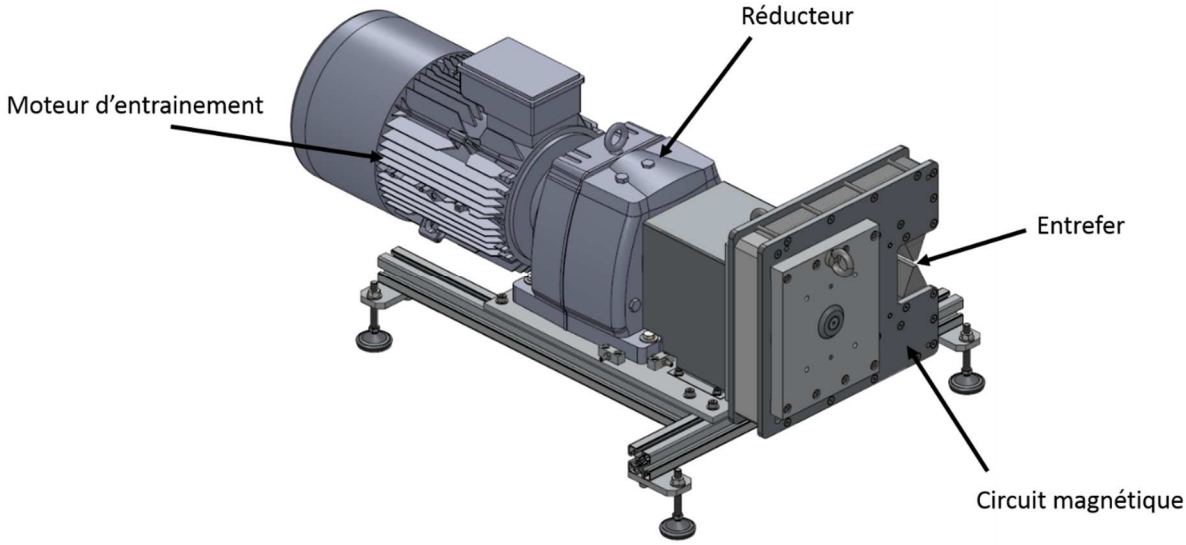


Figure 4.5 : Système de variation magnétique

Forme du champ magnétique généré à l'entrefer

Le champ magnétique induit dans l'entrefer du système est mesuré afin de pouvoir vérifier sa forme et ses valeurs.

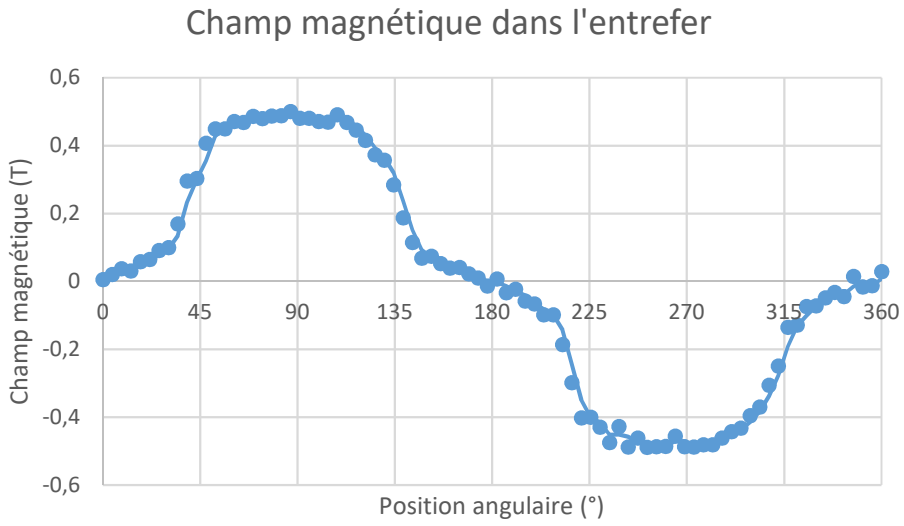


Figure 4.6 : Champ magnétique mesuré dans l'entrefer au cours d'un cycle

Les mesures montrent que la forme du champ magnétique induit dans l'entrefer est conforme à celui prévu par les simulations. Le champ maximal obtenu dans l'entrefer est égal à 0.5 T soit 40% de la valeur maximale simulée. Cette différence de valeur maximale du champ magnétique s'explique par des fuites du champ dans la 3ème dimension non prises en compte dans les simulations 2D. Dans une version future, Le système pourra être optimisé en réalisant une simulation 3D afin de déterminer les lieux et l'impact des fuites magnétiques dans le circuit magnétique.

4.1.2/ DEVELOPPEMENT D'UN CIRCUIT FLUIDIQUE

Le principe du démonstrateur est de pouvoir mesurer les évolutions de température lors d'un cycle d'aimantation/désaimantation d'un matériau magnétocalorique en contact avec un fluide caloporteur en écoulement oscillant dans un canal. Ainsi, un circuit fluidique a été créé afin de pouvoir réaliser ces mesures et de pouvoir contrôler la circulation du fluide dans le canal.

Développement d'un canal test

Le canal comportant le matériau magnétocalorique doit respecter certaines conditions techniques.

Contraintes de la géométrie de l'entrefer

Pour permettre l'étude thermique sur les surfaces du canal, il doit tenir dans l'entrefer du circuit magnétique. Ainsi les dimensions du canal doivent être adaptées aux dimensions de l'entrefer afin que l'effet magnétocalorique soit optimal. De plus, le canal doit être placé au centre de l'entrefer afin d'éviter les effets de bord où le champ magnétique est plus faible qu'au centre. Ainsi les dimensions du canal sont déterminées par rapport aux dimensions de l'entrefer.

Contraintes relatives aux matériaux disponibles

Les matériaux utilisés ont été fournis par la société Erasteel. Leur géométrie et leur épaisseur nous ont été imposées par les matériels disponibles. Pour notre système, nous avons choisi d'utiliser un matériau possédant une épaisseur de 0,6 mm, celle-ci étant la plus petite disponible pour une température de Curie autour de 20°C.

Conséquence de l'effet annulaire sur la géométrie.

L'apparition de l'effet annulaire dans l'écoulement dépend entre autres paramètres de la géométrie du canal. Ainsi la largeur du canal est déterminée en fonction de la gamme de fréquences d'oscillation du système, du fluide utilisé et du nombre de *Womersley* nécessaire afin d'obtenir l'effet annulaire. Le système magnétique est prévu pour pouvoir générer une variation de fréquence de 10 Hz au maximum. L'effet annulaire apparait pour un nombre de *Womersley* supérieur à 4, celui-ci étant défini par l'équation

$$\alpha = Lc\sqrt{\frac{\omega}{\upsilon}} \qquad \text{IV.1.}$$

La courbe suivante montre l'évolution de la largeur nécessaire du canal en fonction de la fréquence pour un nombre de *Womersley* égal à 4 avec de l'eau comme fluide.

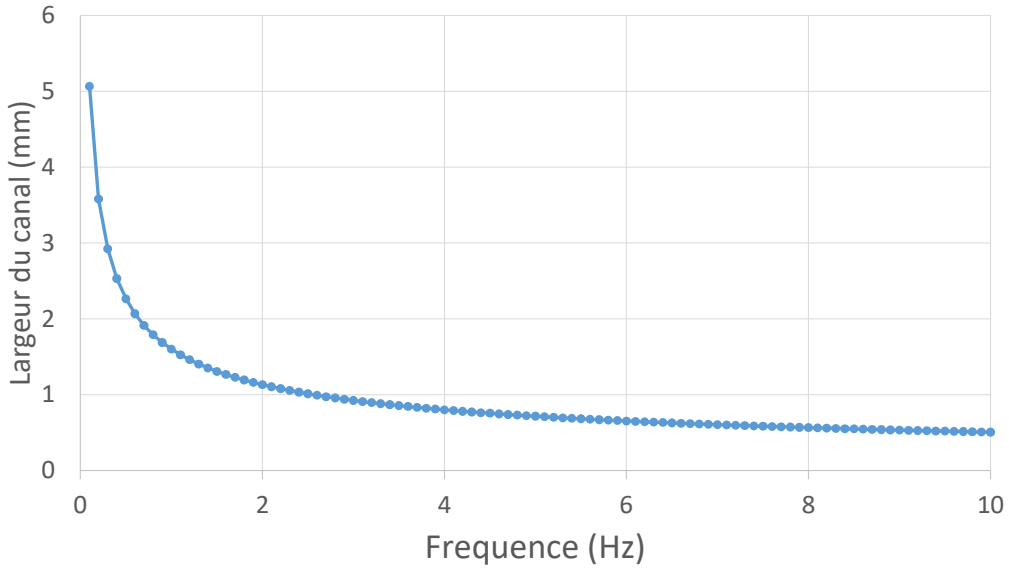


Figure 4.7 : Evolution de la largeur du canal nécessaire pour l'apparition de l'effet annulaire en fonction de la fréquence

Mesures de températures

Le canal doit permettre de réaliser plusieurs mesures de température afin de quantifier les échanges thermiques entre le fluide et les matériaux magnétocaloriques. Les mesures de température du fluide sont réalisées par des thermocouples. Ainsi des zones d'implantation de thermocouples ont été prévues en entrée et en sortie de canal fluide. Ces mesures doivent être réalisées au plus proche des entrées/sorties. Les thermocouples utilisés doivent aussi avoir une fréquence de coupure la plus élevée possible afin de pouvoir suivre au mieux l'évolution de la température du fluide. Les thermocouples sont de type K avec des fils de 50 µm de diamètre.

La mesure des températures de surface du matériau magnétocalorique est réalisée avec une caméra thermographique infrarouge. L'utilisation de ce système non intrusif amène plusieurs contraintes. En effet la camera doit pouvoir observer une face du matériau directement sans qu'il y ait de milieu entre le matériau et la camera absorbant les infrarouges (à défaut que l'on puisse estimer). Ainsi il ne doit pas y avoir de fluide caloporteur entre la camera et la surface du matériau dont on veut réaliser la thermographie puisque l'eau absorbe les infrarouges. Pour permettre cela, le matériau est collé sur une fenêtre de saphir. La couche de colle entre le saphir et le matériau magnétocalorique perturbant la mesure de la camera, celle-ci n'est pas appliquée sur toute la surface du matériau. Ainsi une zone centrale exempte de colle est identifiée sur le matériau.

Conception du canal test

La maitrise de toutes les contraintes permet de réaliser une conception cohérente du canal permettant alors d'estimer les températures d'un matériau magnétocalorique soumis à un écoulement oscillant. Ainsi le boitier conçu comporte un canal de section rectangulaire de 4 mm de hauteur et de 1 mm de largeur séparant deux parois composées de matériaux magnétocaloriques collés sur une plaque de saphir. Ce canal a une longueur de 40 mm. Ces dimensions garantissent un positionnement du canal au centre de l'entrefer. Le reste du boitier est un assemblage de pièces en plexiglass.

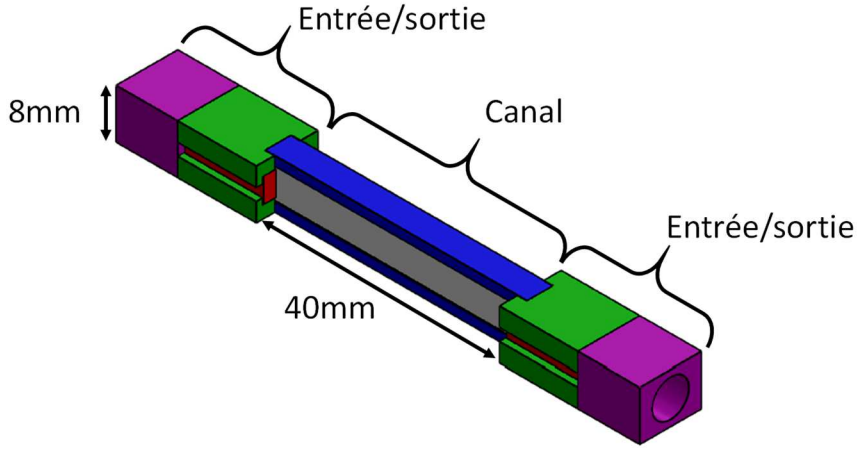


Figure 4.8 : Boitier test contenant le canal

Cette conception nécessite un changement de section de part et autre du canal. Afin de garantir un écoulement laminaire dans le canal, le changement de section est réalisé par un divergent avec une géométrie permettant d'éviter un écoulement turbulent dû à un changement de section trop brutal. Ainsi le divergent nous permet de passer d'une largeur de 4 mm à 1 mm avec un angle de 7°.

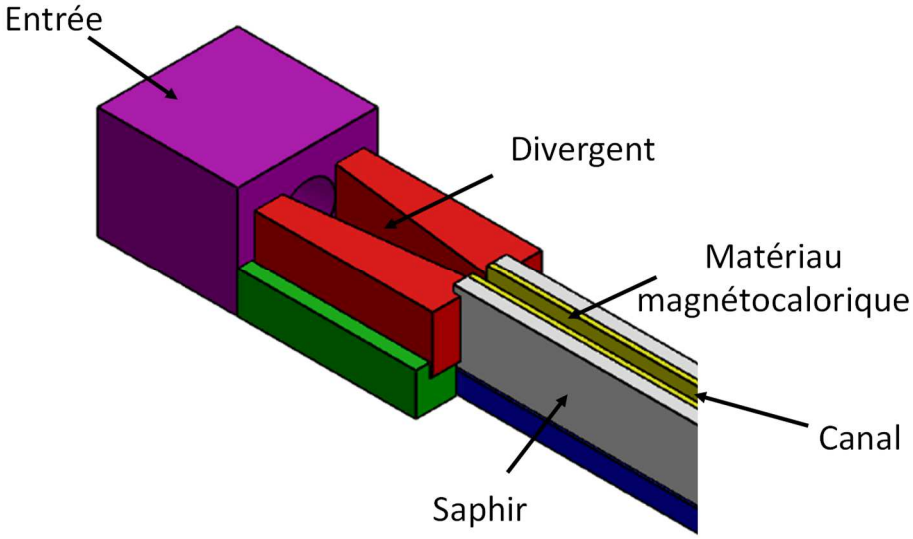


Figure 4.9 : Détail de la composition du boitier test

Le collage du matériau magnétocalorique sur une plaque de saphir est nécessaire. En effet, la plaque de matériau étant assez souple, elle risque de se déformer sous l'action de la pression du canal. Plusieurs colles ont été testées afin d'en trouver une ne perturbant pas la mesure thermique de la caméra lorsqu'elle vise toute la surface. Malheureusement toutes les colles testées impactaient la mesure de la caméra thermique. Ainsi la méthode retenue consiste à appliquer la colle sur le pourtour de la plaque laissant une zone sans colle au centre où la mesure ne sera pas perturbée.

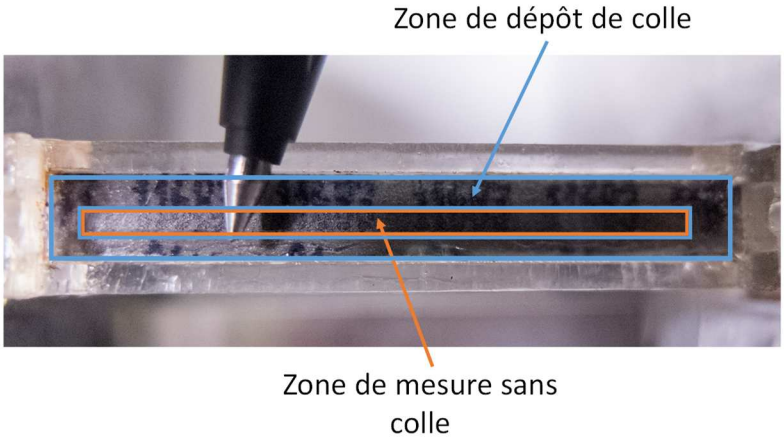


Figure 4.10 : Détail du dépôt de colle

Circuit fluidique générant un écoulement oscillant dans le canal test

Le circuit fluidique comportant le canal doit permettre de créer un écoulement oscillant. Pour cela, le circuit fluidique mis en place possède des électrovannes pouvant le faire varier et l'inverser au sein du canal. De plus le circuit est composé d'un bain thermostaté permettant de contrôler la température du fluide entrant dans le canal (figure 4.11).

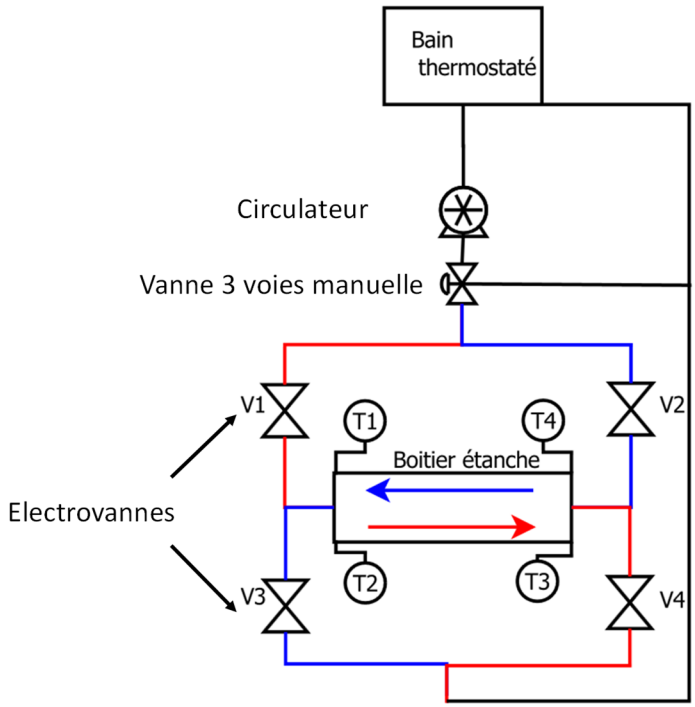


Figure 4.11 : Schéma fluide du démonstrateur

4.1.3/ DEVELOPPEMENT D'UN SYSTEME DE CONTROLE ET DE MESURE

Asservissement du banc

L'écoulement oscillant est garanti par le contrôle des électrovannes qui permet de changer le sens de l'écoulement au sein du canal. Afin de garantir une synchronisation entre l'écoulement et la variation du champ magnétique, les électrovannes doivent être asservies

par rapport au champ magnétique. La variation du champ est mesurée par une sonde à effet Hall placée dans l'entrefer. La mise en place d'un seuil de déclenchement permet de synchroniser l'ouverture et la fermeture des 4 vannes afin d'obtenir une inversion de l'écoulement en fonction de la variation du champ magnétique.

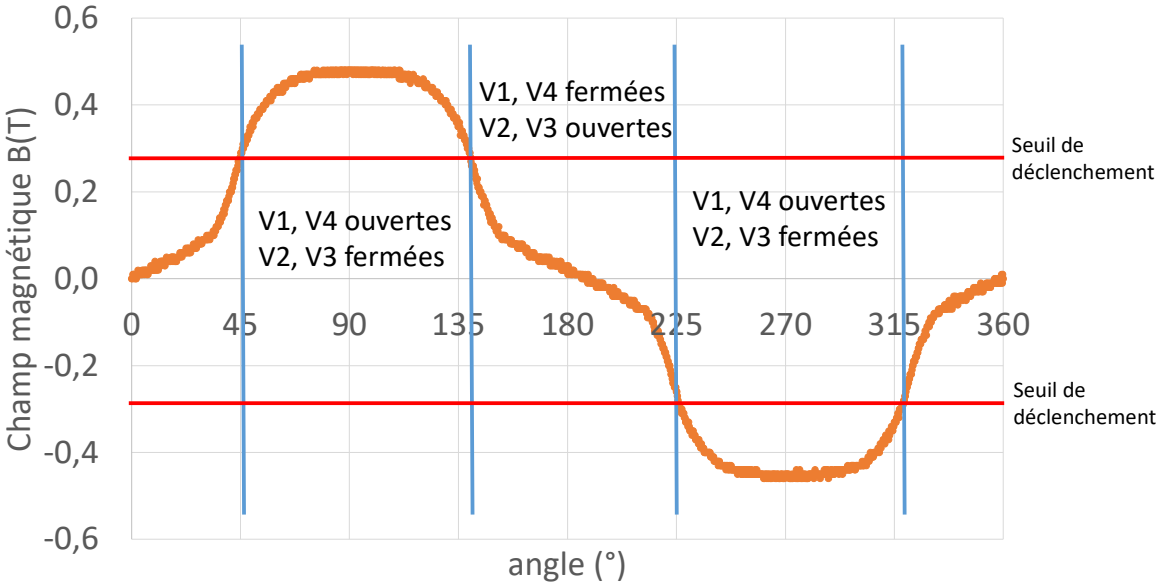
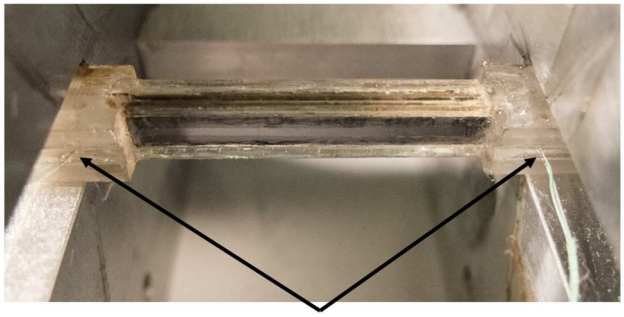


Figure 4.12 : Graphe de contrôle des électrovannes en fonction de l'amplitude du champ magnétique sur deux cycles complets d'aimantation/désaimantation

Mesures réalisées sur le banc

Plusieurs mesures thermiques sont réalisées sur le canal. Le boitier contenant le canal test permet la mise en place de thermocouples de part et d'autre du canal afin de mesurer les températures du fluide entrant et sortant du canal.



Implantation des thermocouples

Figure 4.13 : Implantation de thermocouples sur le boitier

De plus la température du matériau est mesurée grâce à une caméra thermique. Cette caméra visualise la température de surface d'une des parois composées de matériaux magnétocaloriques. L'utilisation de saphir comme support pour la paroi permet de ne pas perturber la mesure de la température.

Les images obtenues sont ensuite traitées afin d'analyser l'évolution thermique de certaines zones pertinentes pouvant permettre d'évaluer le comportement thermique du matériau magnétocalorique en contact avec un fluide en écoulement oscillant. Cela permet d'abord de valider l'utilisation de l'écoulement oscillant afin de réaliser le transfert thermique global entre la source chaude et la source froide.

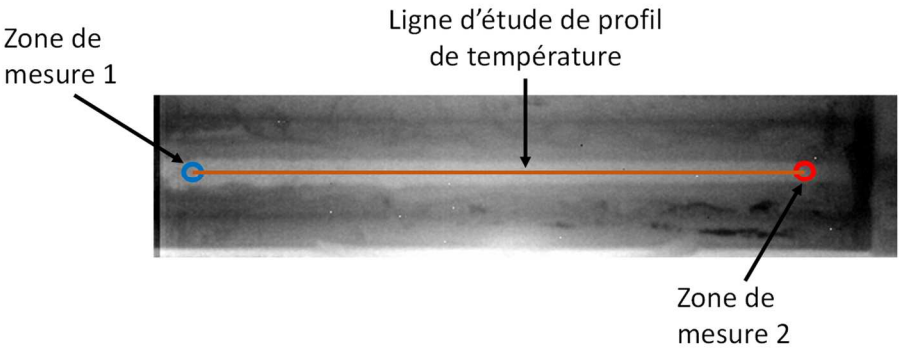


Figure 4.14 : Zones de mesure

Enfin les mesures de températures réalisées par la caméra thermique permettent d'évaluer le gradient thermique créé sur la longueur du matériau et ainsi de déterminer un écart de température entre un côté chaud et un côté froid.

4.2/ RESULTATS ET ANALYSES DES MESURES

4.2.1/ RESULTATS DES MESURES DES THERMOCOUPLES

Lors des essais, il s'est avéré que les thermocouples étaient fortement perturbés par les variations de champ magnétique. Le signal mesuré est conditionné par les variations de champ magnétique dans l'entrefer. Ainsi, la mesure des thermocouples représente la dérivée du champ magnétique en fonction du temps. Il est donc difficile d'extraire une valeur de mesure de température du fluide des signaux obtenus par les thermocouples comme le montre la figure 4.16.

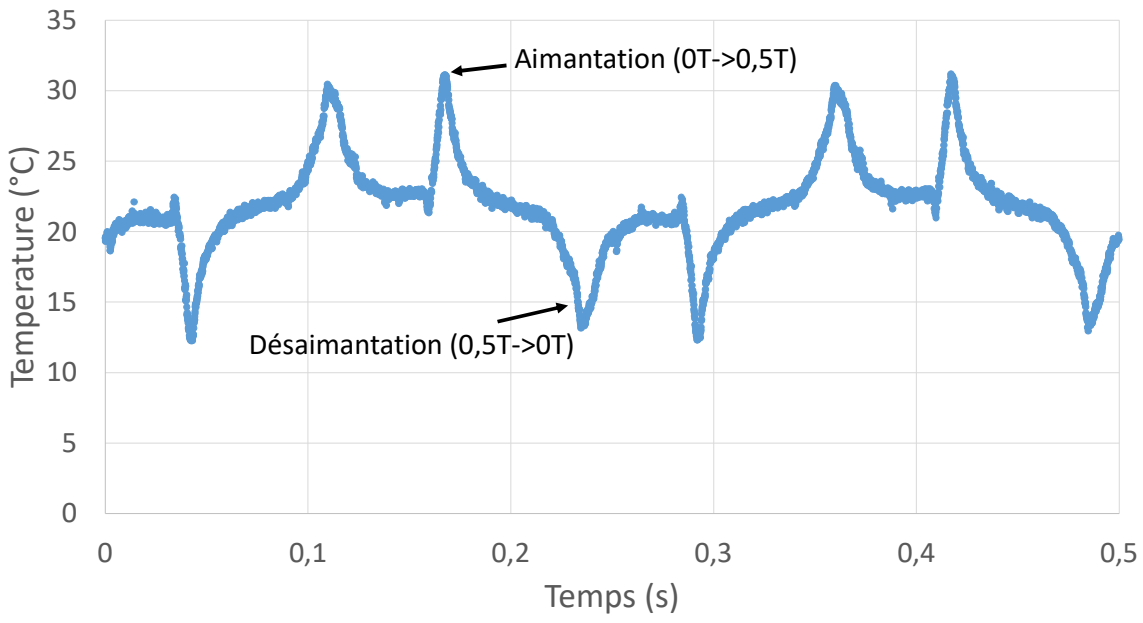


Figure 4.15 : Signal obtenu des thermocouples pour une fréquence de 4 Hz

4.2.2/ RESULTATS ET ANALYSE DES MESURES DE LA CAMERA THERMIQUE

Evaluation de la température d'aimantation

Le démonstrateur nous permet de soumettre un échelon de champ magnétique dans l'entrefer et donc d'observer l'augmentation de température du matériau magnétocalorique soumis à cet échelon de champ. Le bain thermostaté nous permet de fixer la température du matériau avant l'aimantation. La mesure de température de la surface du matériau par la caméra thermique comme sur la figure 4.16 nous permettent d'évaluer l'augmentation de la température du matériau due à l'aimantation en fonction de la température du matériau avant l'aimantation.

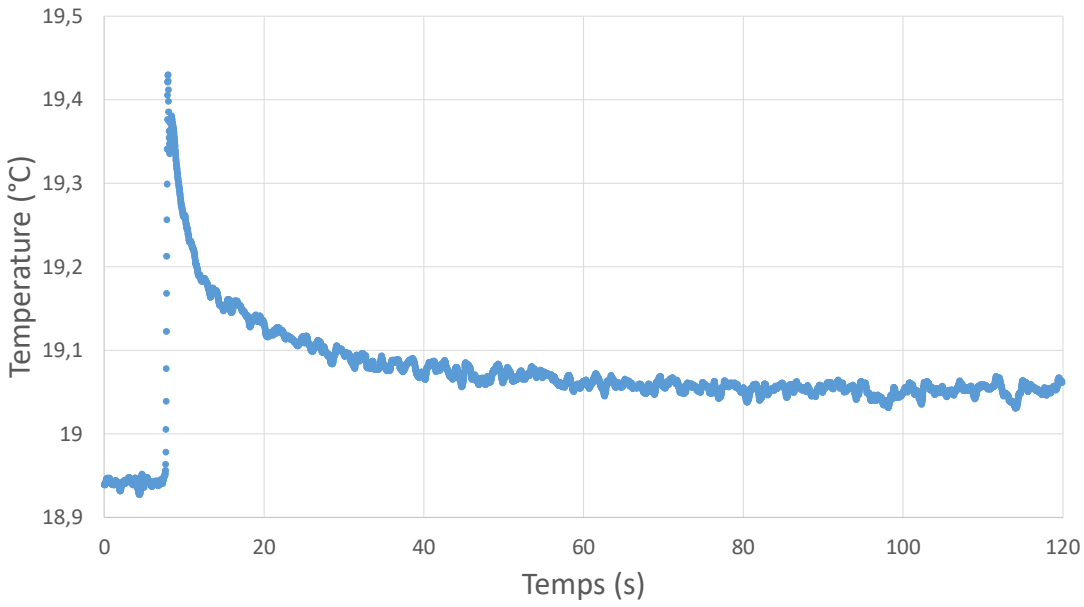


Figure 4.16 : Evolution typique de la température du matériau lors de l'application d'un échelon d'aimantation

Notre système permet de générer une variation de champ magnétique entre la valeur nulle et la valeur maximale de 0.5 T en 0.16 s.

Cela permet de visualiser la température de Curie et de constater sur la figure 4.17. que le matériau utilisé possède une température de Curie autour de 20°C.

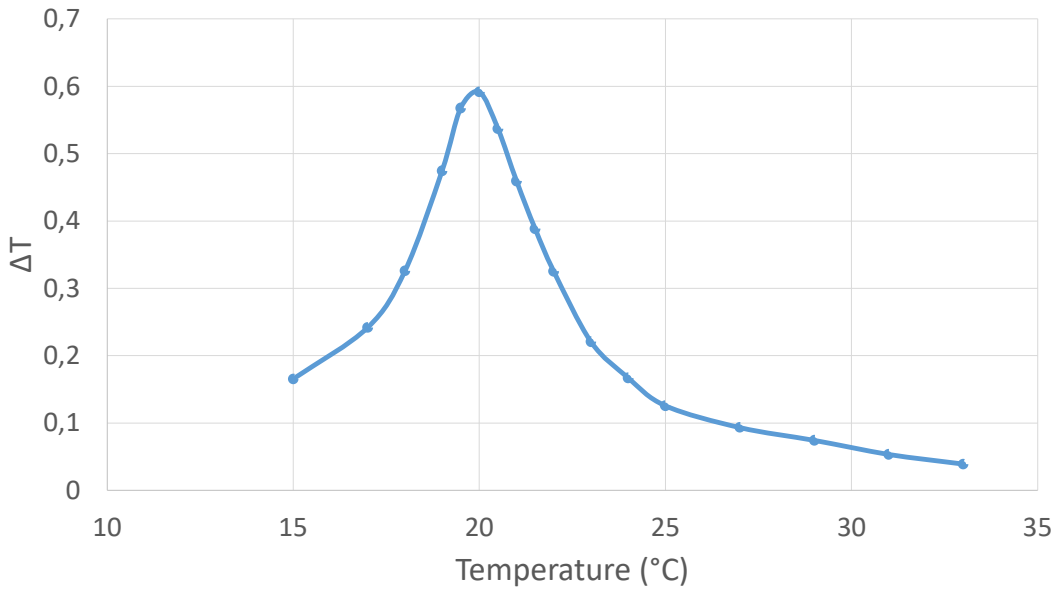


Figure 4.17 : Evolution de la différence de température d'aimantation en fonction de la température initiale

En connaissant les caractéristiques de notre échantillon, nous pouvons évaluer la quantité d'énergie thermique produite par l'aimantation du matériau à la température de Curie pour notre système.

Donnée	Valeur
Masse de matériau	0,34 g
ΔT à température de Curie	0.6°C
Capacité calorifique du matériau	1100 $J.kg^{-1}K^{-1}$
Temps d'aimantation mesuré	0.16 s
Quantité d'énergie	**$2,24.10^{-1}$ J**
Quantité d'énergie massique	**$6,60.10^{2}$ $J.kg^{-1}$**
Puissance thermique massique moyenne	**$4,13.10^{3}$ $W.kg^{-1}$**

Tableau 4.1 : Evaluation de la puissance thermique générée dans le matériau

Evaluation du coefficient d'échange avec un écoulement continu

L'étude de l'évolution de température du matériau soumis à un échelon magnétique permet de déterminer le coefficient d'échange entre le matériau et le fluide. Pour cette étude, nous faisons l'hypothèse que la lame d'air entre le matériau magnétocalorique et le saphir suffit pour isoler thermiquement le matériau du saphir (hypothèse de surface adiabatique). Cette hypothèse permet de considérer le flux de chaleur unidirectionnel dans le matériau, i.e. le flux de chaleur du matériau ne se fait que par la paroi en contact avec le fluide caloporteur.

Lors de l'augmentation du champ magnétique, le rotor, support des aimants permanents, ne se stabilise pas immédiatement. Celui-ci dépasse son point d'équilibre mécanique dû à l'inertie du rotor pour se stabiliser ensuite. Cela crée un « rebond » lors de l'augmentation du champ magnétique. Ce rebond est visible sur l'évolution de la température du matériau. Afin de pouvoir évaluer le coefficient d'échange, il faut traiter la mesure après le rebond.

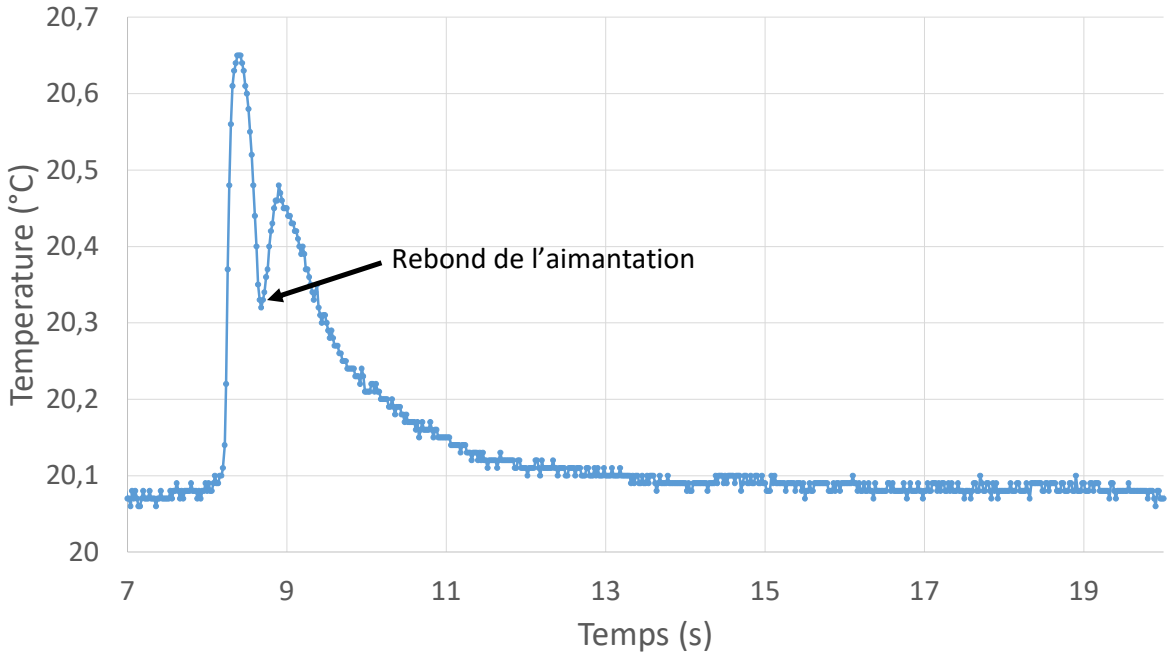


Figure 4.18 : Evolution de la température du matériau au cours du temps

En première approche, on suppose que la température du matériau évolue de manière homogène sur son épaisseur. En effet, même sans connaitre précisément le gradient de température dans le matériau magnétocalorique, on peut ainsi estimer le coefficient d'échange pour chaque mesure.

Cette hypothèse permet de réaliser le bilan thermique du matériau :

$$h.S_{ech}\left(T_{final} - T(t)\right) = \rho_s c_{Ps} V_s \frac{dT}{dt} \qquad \text{IV.2.}$$

Avec h le coefficient d'échange, S_{ech} la surface d'échange, T_{final} la température finale, ρ_s la masse volumique du matériau, c_{Ps} la capacité calorifique massique du matériau et V_s le volume du matériau.

Cette équation admet comme solution :

$$T(t) = A\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + B \qquad \text{IV.3.}$$

Avec

$$\tau = \frac{\rho_s c_s V_s}{hS_{ech}} \qquad \text{IV.4.}$$

Les coefficients A, B et τ sont alors estimés par une méthode des moindres carrés, sur tous les essais réalisés. Afin de réaliser cette estimation, les mesures sont d'abord filtrées à l'aide d'une moyenne glissante sur 5 valeurs.

L'estimation des coefficients de l'équation IV.3 est alors réalisée par méthode des moindres carrés. Afin de valider le résultat, nous nous fixons plusieurs critères. Ainsi, la fonction obtenue doit posséder un coefficient de corrélation supérieur à 0.99 avec les mesures filtrées. De plus la valeur initiale à t=0 (contenue dans le coefficient A), la valeur finale à t=inf (représentée par B) devront présenter un écart par rapport respectivement à la valeur de la mesure à t=0 et à la moyenne de la température à t=inf inferieur à la résolution de la mesure. La résolution de la mesure est définie par les caractéristiques de la camera.

Critère de validation	**Seuil**
Coefficient de corrélation R	>0.99
Test(t=0) - Tmes(t=0)	<0.01
T(t=inf) -Tmes(t=inf)	<0.01

Tableau 4.2 : Critères de validation des corrélations

Ainsi, en connaissant les caractéristiques physiques du matériau et du fluide utilisé (Tableau 4.3), cette étude nous permet d'obtenir une estimation des coefficients d'échanges entre le matériau et le fluide caloporteur dans la plage de débit appliqué. Le but de l'étude étant d'évaluer les échanges thermiques entre le matériau et le fluide caloporteur en écoulement laminaire, la plage de débit est déterminée par rapport à un nombre de Reynolds critique à partir duquel l'écoulement est en train de basculer d'un régime laminaire à un régime

turbulent (Re compris entre 2000 et 3000). De plus, le débit est aussi limité par la résistance à la pression du boitier contenant le canal, ce qui ne nous permet pas d'aller au-delà d'un nombre de Reynolds de 2500.

Caractéristiques du matériau	Données	Caractéristiques du fluide	Données
Epaisseur plaque	0.6mm	Epaisseur canal	1mm
Surface d'échange	160mm²	Composition	Eau+1% d'anticorrosif
Température de Curie	20°C	Masse volumique	1000 $kg.m^{-3}$
Masse volumique	3540 $kg.m^{-3}$	Conductivité thermique	0.6 $W{\cdot}m^{-1}{\cdot}K^{-1}$
Conductivité thermique	5 $W{\cdot}m^{-1}{\cdot}K^{-1}$	Capacité thermique	4185 $J.kg^{-1}K^{-1}$
Capacité thermique	1100 $J.kg^{-1}K^{-1}$	Plage de débit	De 2 à 40 $L.h^{-1}$

Tableau 4.3 : Caractéristiques du matériau et du fluide de l'étude

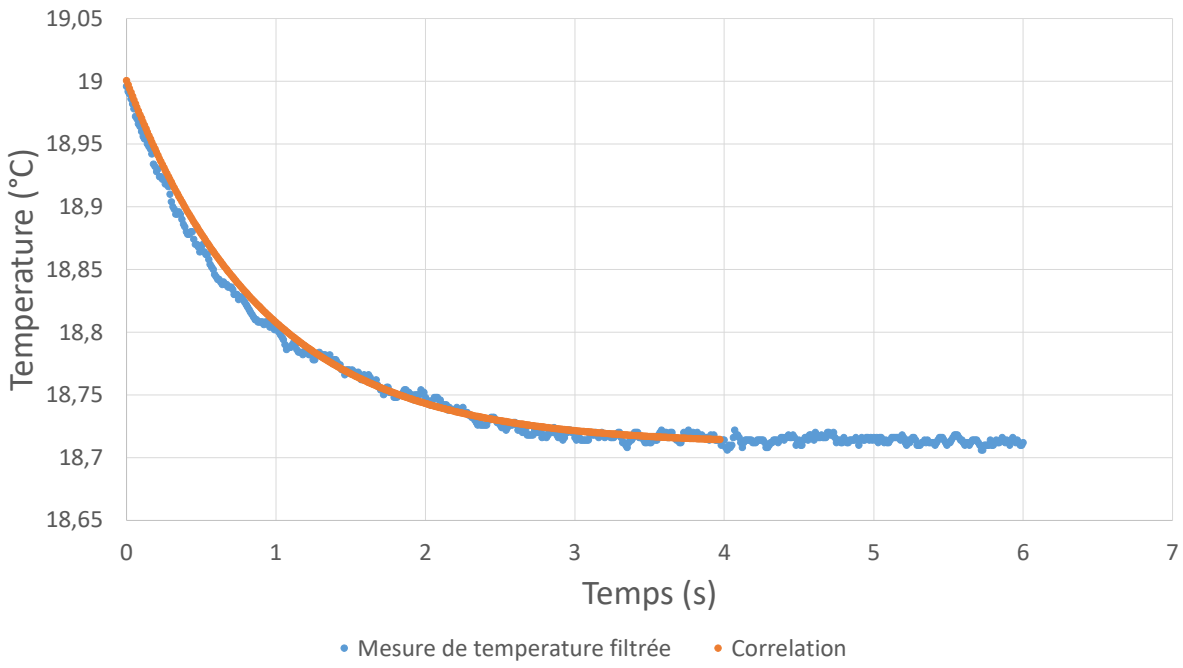


Figure 4.19 : Evaluation de la courbe théorique de la température

L'ensemble des mesures a permis d'estimer une plage de coefficients d'échanges moyens compris entre 1200 W.m^{-2}.K^{-1} pour les plus petites vitesses d'écoulement (0.15 m.s^{-1}) à 5000 W.m^{-2}.K^{-1} pour les vitesses les plus importantes (2.7 m.s^{-1}). Ces résultats sont présentés sur la figure 4.21 représentant l'évolution du nombre de *Nusselt* (comprenant les coefficients d'échange mesurés) en fonction du nombre de Reynolds (fonction du débit de l'écoulement) défini par les équations suivantes

$$Nu = \frac{h * e_c}{\lambda_f} \qquad \text{IV.5.}$$

$$Re = \frac{v * e_c}{\upsilon} \qquad \text{IV.6.}$$

Avec h coefficient d'échanges, e épaisseur du canal, λ_{flu} conductivité thermique du fluide, v vitesse d'écoulement, υ viscosité du fluide.

Ainsi on peut en déduire une corrélation du nombre de *Nusselt* en fonction du nombre de Reynolds valable pour notre canal, avec de l'eau, dans les mêmes conditions d'échange.

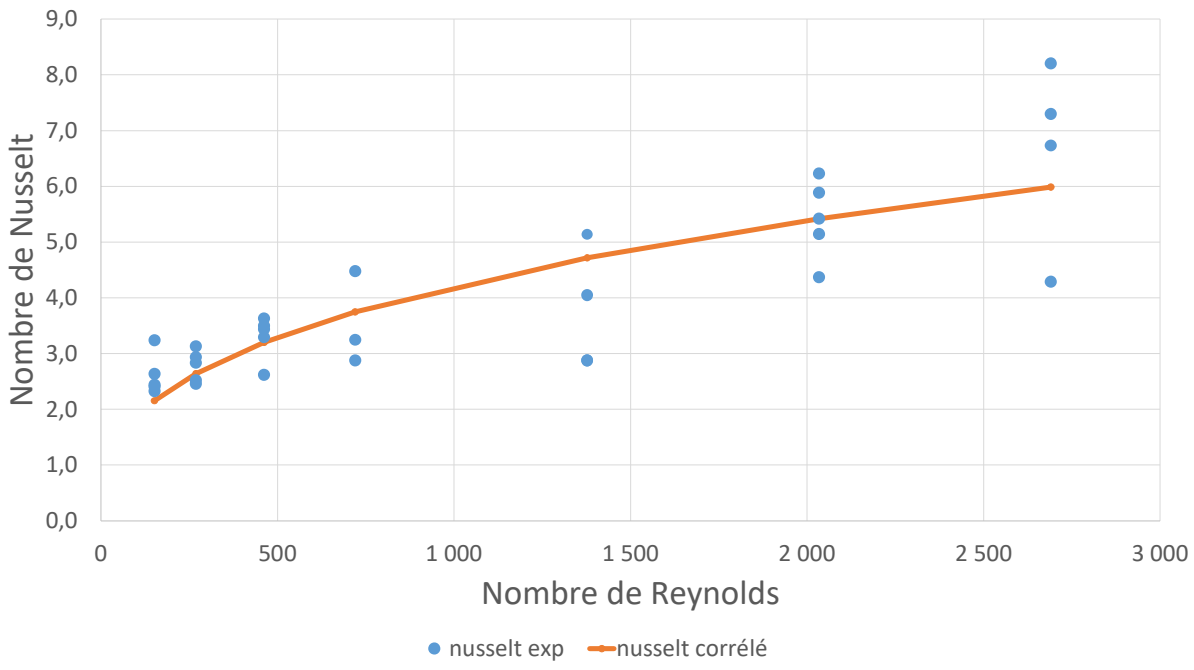


Figure 4.20 : Evolution de nombre de *Nusselt* par rapport au nombre de Reynolds

Avec comme corrélation de la fonction de *Nusselt* :

$$Nu = 0.189\, Re^{0.3554} Pr^{1/3} \qquad \text{IV.7.}$$

Le faible écart de température entre la valeur finale et la valeur initiale, comme on peut le voir sur la figure 4.19, accentue fortement l'imprécision de l'estimation du coefficient d'échanges ce qui explique la grande dispersion des valeurs expérimentales pour un même débit. L'écart de température diminuant avec l'augmentation du débit, l'estimation du

coefficient d'échange est réalisée sur une plage de temps de plus en plus faible, augmentant son imprécision. Ainsi, la dispersion des valeurs estimées du coefficient d'échange est de plus en plus importante. En effet, les mesures nous permettent d'estimer un *Nusselt* moyen pour les plus faibles vitesses d'écoulement (0.15 m.s^{-1}) de 2.61 avec un écart type de 0.45 et une *Nusselt* moyen pour les vitesses d'écoulement les plus élevées de 6.63 avec un écart type de 1.51.

L'hypothèse de départ sur l'homogénéité des températures au sein du matériau peut être vérifiée une fois les coefficients d'échanges obtenus. En effet le calcul des différents nombres de Biot nous permet de savoir si notre hypothèse de départ est respectée avec

$$Bi = h\frac{e_s}{\lambda_s} \qquad \text{IV.8.}$$

On constate que pour nos différents essais le nombre de Biot est compris entre 0.1 et 0.5. Notre hypothèse de départ n'est donc pas strictement respectée, et l'utilisation de la méthode par gradient nul n'est pas complètement légitime dans notre cas. Ainsi, une méthode analytique afin de réaliser une estimation du coefficient d'échanges entre le matériau et le fluide est plus fiable pour estimer comportement thermique du système. L'équation de l'évolution de la température peut s'écrire à l'aide d'un développement en série de Fourier :

$$\frac{T(x,t) - T_\infty}{T_i - T_\infty} = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \exp\left(-{\zeta_n}^2 \frac{\kappa_s t}{{e_s}^2}\right) \cos(\zeta_n x) \qquad \text{IV.9.}$$

Avec κ_s diffusivité thermique du matériau,e_s épaisseur du matériau, $C_n$défini par

$$C_n = \frac{4\sin\zeta_n}{2\zeta_n + \sin(2\zeta_n)} \qquad \text{IV.10.}$$

et ζ_n défini par

$$\zeta_n \tan(\zeta_n) = Bi \qquad \text{IV.11.}$$

On retrouve dans cette solution le nombre de *Fourier* défini par :

$$Fo = \frac{\kappa_s t}{{e_s}^2} \qquad \text{IV.12.}$$

Cette solution peut être simplifiée au premier terme de la série si Fo>0.2

$$\frac{T(x,t) - T_\infty}{T_i - T_\infty} = C_1 \exp\left(-{\zeta_1}^2 \frac{\kappa_s t}{{e_s}^2}\right) \cos(\zeta_1 x) \qquad \text{IV.13.}$$

Cette méthode nous permet alors, à partir de l'évolution de la température mesurée sur la surface adiabatique, d'estimer l'évolution de la température à la surface d'échange pour pouvoir alors estimer un coefficient d'échanges a priori plus fiable et plus précis.

La mise en place d'une méthode analytique n'est pas plus difficile que celle de la méthode à gradient nul mais demande un temps de calcul plus important. Plusieurs données ont été retraitées avec la méthode analytique. La différence observée dans les estimations des coefficients d'échanges entre les deux méthodes est de l'ordre de 10%.

Ainsi, l'intérêt de mettre en place une méthode plus adaptée et fidèle comme la méthode analytique est limitée. En effet, la différence entre les valeurs obtenues par les deux méthodes reste minime relativement à la dispersion des résultats obtenus.

De plus, les valeurs des coefficients d'échanges obtenus par la méthode analytique sont supérieures à celles obtenues par la méthode du gradient nul. Cela veut dire que la méthode du gradient nul permet d'estimer un coefficient d'échanges minimalisé par rapport à la réalité. La valeur minimale de ce coefficient est beaucoup plus intéressante pour les calculs de développement et de dimensionnement d'un système thermique.

Par ailleurs, pour l'évaluation du coefficient d'échange par convection entre le matériau et le fluide, il est important de pouvoir quantifier aussi les autres échanges thermiques que peut réaliser le matériau avec son environnement autre que le fluide (critère de non adiabaticité plus réaliste). Les autres échanges thermiques, qui sont des pertes, s'effectuent principalement par conduction entre le matériau et les éléments en contact avec le matériau (éléments plastiques du boitier, plaque de saphir sur lequel le matériau est fixé). Cette évaluation peut être réalisée en soumettant le boitier à un échelon magnétique et en mesurant l'évolution thermique au cours du temps sans écoulement pour le fluide caloporteur contenu dans le canal. Les essais permettant de réaliser cette mesure ont été réalisés dans deux conditions différentes. Les mesures ont été faites avec de l'air comme fluide dans le canal. Le coefficient d'échanges est évalué de la même manière que celui avec écoulement. Ce coefficient dit de « déperdition » permet de représenter les échanges thermiques du système complet non soumis à un écoulement.

	Valeurs
Coefficient d'échange de déperdition	200 $W.m^{-2}.K^{-1}$

Tableau 4.4 : Coefficients d'échange obtenus sans écoulement de fluide

Cette valeur de coefficients est à comparer avec les coefficients d'échanges obtenus lorsque le système est soumis à un écoulement dans le canal. Celui-ci représente au maximum 12% de la valeur moyenne du coefficient d'échange obtenu pour les plus faibles vitesses d'écoulement. Ainsi les échanges thermiques se déroulent principalement entre le fluide caloporteur (l'eau) et le matériau, les déperditions restant limitées.

Etude thermique du système en écoulement oscillant

Le banc d'essai permet d'appliquer un écoulement oscillant du fluide échangeant avec le matériau grâce à des électrovannes synchronisées avec la variation du champ magnétique dans l'entrefer (Fig 4.11). Le but de l'étude est de pouvoir observer l'évolution de la température du matériau au cours d'un cycle AMR à différentes fréquences d'aimantation/désaimantation afin de pouvoir estimer une efficacité du cycle ainsi que les coefficients d'échanges thermiques en écoulement oscillant.

Les essais ont été réalisés pour plusieurs fréquences d'aimantation/désaimantation et pour plusieurs débits. Les résultats peuvent être distingués par rapport à la présence théorique ou non de l'effet annulaire. Le système est dimensionné de telle sorte que l'effet annulaire devrait apparaitre pour une fréquence de fonctionnement supérieure à 4 Hz.

Les premières mesures ont été réalisées à de faibles fréquences de fonctionnement (0.5Hz) et avec différents débits appliqués compris entre 0.5L/h et 60L/h.

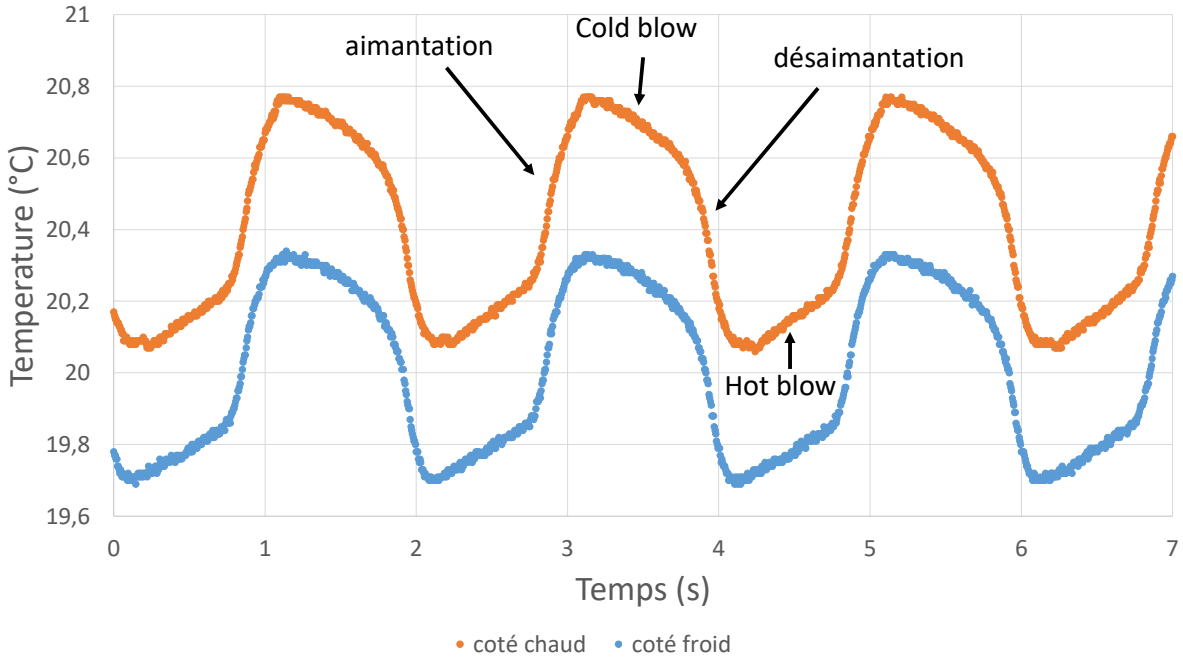


Figure 4.21 : Evolution de la température des deux extrémités du matériau pour une fréquence de 0.5Hz avec une vitesse d'écoulement de 0,139 m.s^{-1}

Ces mesures à faible fréquence ont permis d'observer de manière précise les 4 phases de notre cycle.

Les premiers essais ont aussi montré certaines limites de notre système. En effet il s'est avéré que les bobines des électrovannes utilisées s'échauffent rapidement et fortement, échauffant alors le corps de l'électrovanne qui échange ensuite thermiquement avec le fluide. Il devient alors difficile de réguler la température du fluide entrant dans le canal. En effet ; afin de pouvoir bénéficier d'un effet magnétocalorique maximal, il est important que le fluide caloporteur soit au voisinage de la température de Curie du matériau.

De plus, la commutation des électrovannes perturbe le débit de fluide généré par le circulateur. Ainsi le débit présente une légère variation au moment de la commutation. Cette variation reste négligeable pour les débits les plus importants mais perturbe fortement les faibles débits. Il devient alors difficile au circulateur de garantir un débit de fluide constant. Ainsi pour une consigne de débit inferieur à 2L/h, il est difficile de maintenir un débit constant. Or dans notre système, la vitesse débitante est fortement liée à la fréquence d'aimantation/désaimantation par la relation :

$$\dot{m} = 2A_d V_c . \rho_f . f \qquad \text{IV.14.}$$

Avec $\dot{m}$ le débit massique, V_c le volume du canal, f la fréquence d'aimantation/désaimantation et A_d l'amplitude de déplacement. Cette amplitude est comprise entre 0 et 1 et représente le volume de fluide entrant dans le canal au cours d'une phase d'échange (Cold blow ou Hot blow) par rapport au volume du canal.

Toutes ces contraintes connues nous permettent de déterminer les points de fonctionnement que le démonstrateur nous permet d'étudier. Ainsi, pour un fonctionnement à débit constant, soit 2 L/h, la fréquence la plus faible qui peut être étudiée sera 1.76 Hz. En dessous de cette valeur, une partie du fluide traversera complètement le canal et ressortira de l'autre côté.

La figure 4.23 montre un exemple d'évolution de la température sur les zones de mesure 1 et 2 au cours du temps avec une fréquence d'aimantation/désaimantation appliquée de 4 Hz.

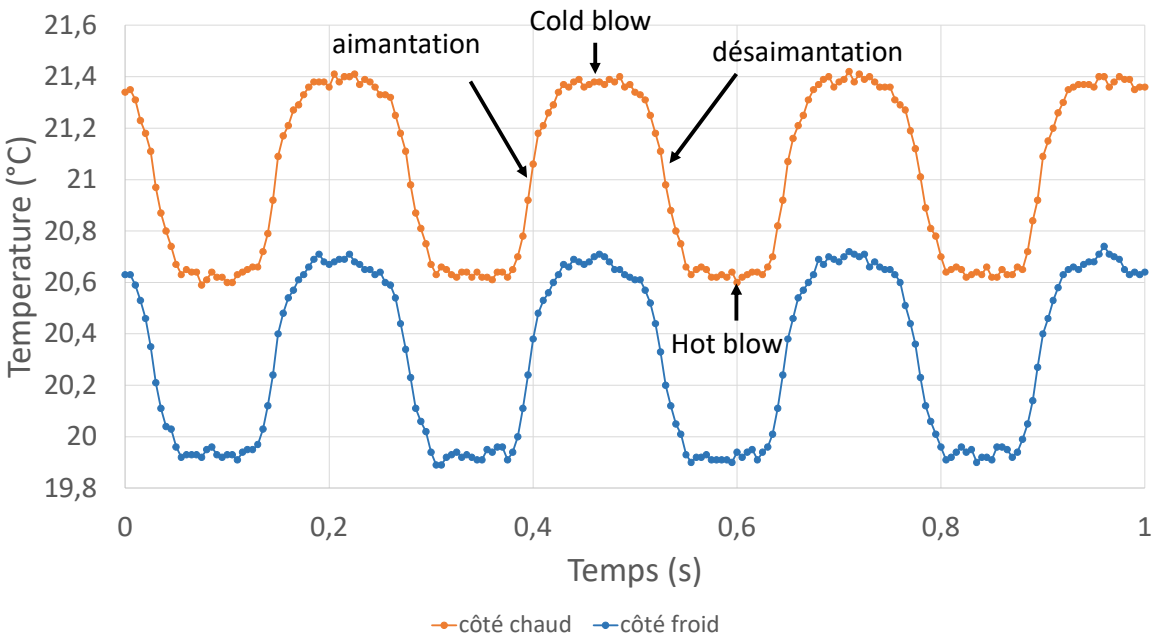


Figure 4.22 : Evolution de la température des deux extrémités du matériau pour une fréquence de 4 Hz et une vitesse d'écoulement de 0.32m.s^{-1}

On peut observer sur cet exemple (figure 4.22) que les étapes d'échange avec le fluide (Hot blow et Cold blow) ne font pas apparaitre des variations significatives de température sur la surface de mesure pour pouvoir réaliser une analyse précise de ces échanges. Ainsi la validation de la présence d'un effet annulaire ainsi que l'étude de son impact sur le transfert thermique ne sont pas possibles dans l'état actuel du système.

Ce problème de mesure sur les phases d'échanges thermiques avec le fluide se retrouve sur tous les essais au-delà de 1 Hz. Ceci peut s'expliquer par un temps de diffusion thermique trop important sur notre échantillon, ainsi la variation thermique sur la surface d'échange en contact avec le fluide ne peut pas être mesurée sur la deuxième surface du matériau (celle vue par la camera IR). Ce temps caractéristique est défini par l'équation :

$$\tau = \frac{{L_c}^2 \rho_s c_{Ps}}{\lambda_s} \qquad \text{IV.15.}$$

Avec L_c la longueur caractéristique, c_{Ps} la capacité thermique massique du matériau et λ_s la conductivité thermique du matériau.

Donnée matériau	Valeur
L_c (épaisseur)	0.0006 m
λ_{mat}	5 W·m^{-1}·K^{-1}
ρ_{mat}	3540 kg.m^{-3}
Cp_{mat}	1100 J.kg^{-1}K^{-1}

Tableau 4.5 : Caractéristiques du matériau permettant d'évaluer le temps de diffusion

Ainsi le temps de diffusion thermique à travers notre plaque de matériau magnétocalorique peut-être estimée à 0.28 s. Cette valeur nous permet de définir une fréquence maximale d'aimantation/désaimantation pour laquelle l'échange thermique avec le fluide influence la température de paroi mesurée, soit 1.78 Hz dans notre cas. Il nous est donc impossible d'observer l'influence des échanges thermiques au-delà de cette fréquence dans cette configuration.

Néanmoins il faut noter que ces résultats sont cohérents avec les résultats du modèle. En effet le modèle numérique nous permet d'obtenir des courbes théoriques de l'évolution de température de surface du matériau. Nous avons vu dans le chapitre 3 que le modèle 2D prédisait des évolutions de température similaires à ce que nous avons obtenu sur notre démonstrateur pour une fréquence de fonctionnement de 4Hz.

Il est cependant impossible pour l'instant de comparer les résultats puisque les valeurs de températures obtenues pour l'expérience et le modèle sont entachées d'imprécision. En effet nous ne disposons pas pour l'instant de corps noir nous permettant de calibrer précisément la camera. Ainsi les valeurs des températures mesurées sont imprécises, mais les différences des températures observées sont correctes. De plus, nous ne possédons pas, pour l'instant, les données nécessaires sur le matériau magnétocalorique pour pouvoir calculer de façon précise les évolutions de température avec notre modèle.

CONCLUSION

Cette étude a permis le développement d'un démonstrateur afin de réaliser des mesures de température sur les matériaux magnétocaloriques soumis à une variation de champ magnétique et à différents types d'écoulement. Plusieurs contraintes techniques ne nous ont pas totalement permis de réussir à développer ce démonstrateur à la hauteur des attentes initiales. En effet le système mis en place afin de générer l'écoulement oscillant perturbait fortement nos mesures avec un échauffement des électrovannes non prévu initialement. Le système magnétique développé présente aussi quelques problèmes puisque le champ magnétique maximal obtenu dans l'entrefer ne correspond pas à celui attendu. De plus, les thermocouples permettant la mesure des températures des fluides se sont révélés fortement sensibles à la variation du champ magnétique. Enfin les dimensions du matériau se sont révélées peu adaptées aux mesures à hautes fréquences et à l'observation de l'effet annulaire. Néanmoins, et c'est très positif, les mesures réalisées sur ce démonstrateur montrent le potentiel d'étude qui s'ouvre. En effet, le démonstrateur permet en premier lieu une estimation précise de la température de Curie des matériaux utilisés. La mesure par caméra IR permet un suivi temporel de la température sur l'ensemble du matériau. De plus, malgré les incertitudes de mesure de ce premier système, il est possible de réaliser une première estimation de la plage des coefficients d'échanges, ce qui peut permettre les premiers dimensionnements d'un système de transfert de chaleur comme une pompe à chaleur. Enfin malgré un champ magnétique plus faible que celui escompté, le système magnétique s'est révélé particulièrement intéressant de par son faible coût de développement et sa simplicité de contrôle par rapport à d'autres systèmes comme les électroaimants. Le champ magnétique généré dans l'entrefer reste suffisant pour pouvoir observer des variations thermiques significatives sur les matériaux magnétocaloriques.

Enfin, les problèmes révélés lors de cette première conception permettront le développement d'un second système fluidique plus adapté pour le type de mesures réalisées. En effet, en repensant la conception du canal et le choix des matériaux, les mesures par caméra IR devraient permettre d'effectuer des estimations fiables des coefficients d'échanges entre le matériau magnétocalorique et le fluide tout en détectant la présence ou non d'un effet annulaire. Par ailleurs, en améliorant l'isolation thermique entre le matériau et son environnement extérieur, c'est-à-dire le boitier, le saphir et l'environnement autour du boitier, les pertes thermiques pourront être limitées favorisant ainsi les transferts de chaleur entre le matériau et le fluide du canal, optimisant donc le rendement d'échange thermique et l'efficacité thermodynamique du cycle, but final à obtenir. Ces déperditions thermiques devraient être limitées en utilisant une plaque de quartz présentant une conduction thermique plus faible que le saphir et avec une lame d'air plus importante entre le matériau et le quartz. De plus, la diminution de l'épaisseur de la plaque de matériau magnétocalorique devrait permettre l'observation les variations de température lors des étapes d'échanges de chaleur à plus hautes fréquences que pour le système actuel. Enfin l'utilisation d'un système de vase communiquant et de vérin permettrait de s'affranchir de l'utilisation d'électrovannes perturbant les mesures et de pouvoir réaliser d'autres essais pour estimer l'efficacité thermodynamique entre deux sources thermiques par le biais d'un canal composé de matériaux magnétocaloriques à différents points de Curie.

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Les travaux réalisés durant cette thèse ont porté sur l'étude d'un prototype de pompe à chaleur magnétocalorique pour l'entreprise NexT°PAC, en partenariat avec l'institut Femto-ST grâce au dispositif CIFRE (ANRT). L'objectif était d'étudier, de comprendre différents phénomène physique tel que l'effet magnétocalorique et l'effet annulaire et de les maitriser afin de pouvoir les utiliser dans un prototype permettant le transfert de chaleur entre deux sources.

Le travail initial a consisté à modéliser la nature relativement complexe des écoulements fluidiques et des échanges thermiques au sein d'un canal de régénérateur magnétocalorique. Un premier modèle mono dimensionnel a été développé afin de simuler les échanges thermiques entre le fluide caloporteur et le matériau magnétocalorique au cours d'un cycle AMR dans un canal et ainsi d'obtenir une estimation de l'efficacité du régénérateur suivant les points de fonctionnement (fréquence de rotation conditionnant la durée des cycles d'aimantation/désaimantation en particulier). Ce modèle 1D impose de connaitre à l'avance différents paramètres dans le but de prédire le comportement physico-thermique du matériau en fonction du champ magnétique (coefficients d'échanges thermiques, courbe d'aimantation du matériau, température de Curie). Outre le comportement des matériaux, ces paramètres permettent la quantification des transferts de chaleur entre le matériau et le fluide caloporteur dans le cadre d'un écoulement oscillant. Les modèles 1D existants utilisent des données estimées à travers d'autres résultats ou à partir de corrélations pas toujours adaptées. En effet très peu de travaux dans le domaine de la magnétocalorie prennent en compte l'impact des écoulements oscillants dans les échanges thermiques, en particulier à des « hautes » fréquences comme c'est dans notre cas. Ils existent plusieurs résultats issus d'études concernant les moteurs de Stirling, là encore pas toujours totalement adaptés à notre sujet d'étude. Le choix a alors été fait de développer un modèle 2D simulant de manière plus précise les échanges thermiques entre matériau et fluide caloporteur. Ce modèle présentant un maillage plus détaillé, le temps de calcul pour un pas de temps est beaucoup plus important que dans le cadre du modèle 1D. Le principal objectif du modèle bidimensionnel est de pouvoir estimer au plus juste l'évolution du coefficient d'échanges thermiques à l'interface fluide/matériau pour un écoulement oscillant, en fonction de la fréquence d'oscillation. Cette donnée peut alors être transférée dans le modèle 1D utilisable pour le dimensionnement d'un régénérateur magnétocalorique dans le but de concevoir une pompe à chaleur magnétocalorique pouvant être commercialisée. Ainsi, le travail de modélisation a permis de développer un modèle très complet caractérisant les phénomènes fluidiques et thermiques et conjointement un modèle plus simple dont le but est le dimensionnement de régénérateur magnétocalorique au niveau industriel.

Le deuxième objectif de nos travaux a été de concevoir un banc expérimental afin de réaliser des mesures thermiques dans un canal d'un régénérateur magnétocalorique soumis à un champ magnétique variable et à un écoulement oscillant. Ce banc a permis de valider

certains résultats obtenus en simulation. La conception de ce démonstrateur est originale par rapport aux autres prototypes développés en raison du système magnétique choisi. En effet, il donne la possibilité de réaliser des mesures dans le canal sans être contraint par le mouvement des aimants permanents. Ainsi, il est possible d'éviter de mettre en place un système complexe et couteux à base de bobines supraconductrices ou d'électroaimants. Les premiers résultats de ce démonstrateur ont permis l'observation de l'évolution de la température au cours du temps grâce à l'utilisation d'une caméra thermique. Ces mesures nous montre l'influence de la variation du champ magnétique sur la température des matériaux magnétocaloriques utilisés et d'estimer l'augmentation de la température du matériau. A l'aide de ces estimations, nous pouvons évaluer la température de Curie des matériaux utilisés. De plus, grâce à ces mesures, nous avons pu de réaliser une première estimation des coefficients d'échanges thermiques entre le matériau et le fluide caloporteur pour différentes vitesses d'écoulement en écoulement continu. Enfin ce démonstrateur donne la possibilité de visualiser les différentes étapes du cycle AMR lorsque le matériau est soumis à un écoulement oscillant et un champ magnétique variable. Néanmoins, la conception de ce démonstrateur ne nous a pas permis de réaliser une analyse approfondie des échanges thermiques au cours du cycle AMR afin de pouvoir obtenir une estimation précise de l'efficacité de notre régénérateur. Une reconception de certains éléments du démonstrateur, notamment du support du canal et du système fluidique, devrait permettre de réaliser des mesures précises.

Le troisième objectif de la thèse concerne l'étude d'un prototype de pompe à chaleur magnétocalorique conçu par NexT°PAC, étude non détaillée dans ce manuscrit public mais uniquement présenté dans le document à destination des membres du jury.

Ainsi l'ensemble des travaux réalisés sur cette thèse regroupe une étude théorique, des modélisations numériques, un banc expérimental et un premier prototype. La conclusion de cette thèse et le chemin parcouru durant ces années me paraissent être très positifs et prometteurs au regard des conditions initiales, c'est-à-dire quelques dessins et beaucoup d'incertitudes. Malgré le manque de certains résultats permettant d'aboutir à un prototype directement industrialisable pour NexT°PAC à la fin de nos travaux, la collaboration avec l'institut Femto-ST et son département Energie a permis le développement de plusieurs outils inexistants et indispensables pour le développement de notre prototype dans un proche avenir (modèle, démonstrateur pour l'étude de régénérateur, banc test de futur prototype).

BIBLIOGRAPHIE

[1] A. Lebouc, F. Allab, J. Fournier, and J. Yonnet, “Réfrigération magnétique,” *Tech. l’ingénieur*, pp. 1–16, 2005.

[2] E. Warburg, “Magnetische Untersuchungen,” *Ann. Phys.*, vol. 249, no. 5, pp. 141–164, 1881.

[3] N. Tesla, “Thermo-magnetic motor,” *US Pat. 396,121*, 1889.

[4] T. Edison, “Pyromagnetic generator,” *US Pat. 476,983*, no. 476, 1892.

[5] P. Langevin, “Sur la théorie du magnétisme,” *J. Phys. Theor. Appl.*, pp. 678–693, 1905.

[6] P. Weiss and A. Piccard, “Le phénomène magnéto-calorique,” *J. Phys. Theor. Appl.*, 1917.

[7] P. Debye, “Einige Bemerkungen zur Magnetisierung bei tiefer Temperatur,” *Ann. Phys.*, vol. 386, no. 25, pp. 1154–1160, 1926.

[8] W. F. Giauque, “A thermodynamic treatment of certainmagnetic effects.,” *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 49, no. 8, pp. 1864–1870, 1927.

[9] W. Giauque and D. MacDougall, “Attainment of Temperatures Below 1° Absolute by Demagnetization of Gd2(SO4)3·8H2O,” *Phys. Rev.*, vol. 43, no. 9, pp. 768–768, May 1933.

[10] W. . De Haas, E. . Wiersma, and H. . Kramers, “Experiments on adiabatic cooling of paramagnetic salts in magnetic fields,” *Physica*, vol. 1, no. 1–6, pp. 1–13, Jan. 1934.

[11] N. Kürti and F. Simon, “Production of Very Low Temperatures by the Magnetic Method: Supraconductivity of Cadmium,” *Nature*, 1934.

[12] C. Heer and J. Daunt, “Heat Flow in Metals below 1 °K and a New Method for Magnetic Cooling,” *Phys. Rev.*, vol. 76, no. 6, pp. 854–855, Sep. 1949.

[13] C. Heer, C. Barnes, and J. Daunt, “Magnetic Refrigerator for Maintaining Temperatures below 1°K,” *Phys. Rev.*, vol. 91, no. 2, pp. 412–413, Jul. 1953.

[14] C. V. Heer, C. B. Barnes, and J. G. Daunt, “The Design and Operation of a Magnetic Refrigerator for Maintaining Temperatures below 1°K,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 25, no. 11, p. 1088, Nov. 1954.

[15] J. Darby, J. Hatton, B. V Rollin, E. F. W. Seymour, and H. B. Silsbee, “Experiments on the Production of Very Low Temperatures by Two-Stage Demagnetization,” *Proc. Phys. Soc. Sect. A*, vol. 64, no. 10, pp. 861–867, Oct. 1951.

[16] J. R. van Geuns, “Study of a new magnetic refrigerating cycle,” *Philips Res. Rep. (Suppl.), No. 6, 1-105(1966).*, Jan. 1966.

[17] W. P. Pratt Jr, S. S. Rosenblum, W. A. Steyert, and J. A. Barclay, “A continuous demagnetization refrigerator operating near 2 K and a study of magnetic refrigerants

☆," *Cryogenics (Guildf).*, vol. 17, no. 12, pp. 693–689, 1977.

[18] G. V. Brown, "Magnetic heat pumping near room temperature," *J. Appl. Phys.*, vol. 47, no. 8, p. 3673, Aug. 1976.

[19] A. M. Tishin and Y. I. Spichkin, *The Magnetocaloric Effect and its Applications*. CRC Press, 2003.

[20] A. M. Tishin, "Magnetocaloric effect in strong magnetic fields," *Cryogenics (Guildf).*, vol. 30, no. 2, pp. 127–136, 1990.

[21] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*. New York, 2005.

[22] J. Roudaut, "Modélisation et conception de systèmes de réfrigération magnétique autour de la température ambiante," Université de Grenoble, 2011.

[23] K. A. GschneidnerJr, V. K. Pecharsky, and A. O. Tsokol, "Recent developments in magnetocaloric materials," *Reports Prog. Phys.*, vol. 68, no. 6, pp. 1479–1539, Jun. 2005.

[24] G. Nikly and C. Muller, "Technical and economical criteria to design and realize a magneto-caloric heat pump," in *2nd International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature*, 2007, pp. 59–70.

[25] A. Sarlah, A. Kitanovski, A. Poredos, P. W. Egolf, O. Sari, F. Gendre, and C. Besson, "Static and rotating active magnetic regenerators with porous heat exchangers for magnetic cooling," *Int. J. Refrig.*, vol. 29, no. 8, pp. 1332–1339, Dec. 2006.

[26] C. Vasile and C. Muller, "Innovative design of a magnetocaloric system," *Int. J. Refrig.*, vol. 29, pp. 1318–1326, 2006.

[27] B. Yu, Q. Gao, B. Zhang, X. Meng, and Z. Chen, "Review on research of room temperature magnetic refrigeration," *… J. Refrig.*, vol. 26, pp. 622–636, 2003.

[28] B. Yu, M. Liu, P. Egolf, and A. Kitanovski, "A review of magnetic refrigerator and heat pump prototypes built before the year 2010," *Int. J. Refrig.*, vol. 33, no. 6, pp. 1029–1060, 2010.

[29] F. Allab, "Etude et conception d'un dispositif de refrigeration manétique basé sur l'effet magnétocalorique," Université de Grenoble, 2008.

[30] U. Legait, "Caractérisation et modélisation magnétothermique appliquée à la refrigeratiion magnétique," Université de Grenoble, 2011.

[31] C. Dupuis, "Matériaux à effet magnétocalorique géant et systèmes de réfrigération magnétique," Université de Grenoble, 2009.

[32] K. A. Gschneidner and V. K. Pecharsky, "Thirty years of near room temperature magnetic cooling : Where we are today and future prospects," *Int. J. Refrig.*, vol. 31, pp. 945–961, 2008.

[33] G. V. Brown, "Magnetic heat pumping near room temperature," *J. Appl. Phys.*, vol. 47, pp. 3673–3680, 1975.

[34] G. V. Brown, "Basic principles and possible configurations of magnetic heat pumps," *ASHRAE Trans.; (United States)*, vol. 87, Jan. 1981.

[35] G. V. Brown, "magnetic heat pumping," 1978.

[36] W. A. Steyert, “Stirling-cycle rotating magnetic refrigerators and heat engines for use near room temperature,” *J. Appl. Phys.*, vol. 49, no. 3, p. 1216, Mar. 1978.

[37] W. A. Steyert, “High temperature refrigerator,” 1978.

[38] L. D. Kirol and M. W. Dacus, “Rotary recuperative magnetic heat pump,” *Adv. Cryog. Eng. Vol. 33*, vol. 33, pp. 757–765, 1988.

[39] G. Green, J. Chafe, J. Stevens, and J. Humphrey, “A gadolinium-terbium active regenerator,” *Adv. Cryog. Eng.*, 1990.

[40] C. Zimm, A. Jastrab, and A. Sternberg, “Description and performance of a near-room temperature magnetic refrigerator,” *Adv. Cryog. …*, 1998.

[41] C. Zimm, a. Boeder, J. Chell, a. Sternberg, a. Fujita, S. Fujieda, and K. Fukamichi, “Design and performance of a permanent-magnet rotary refrigerator,” *Int. J. Refrig.*, vol. 29, no. 8, pp. 1302–1306, Dec. 2006.

[42] A. Rowe and J. Barclay, “Design of an active magnetic regenerator test apparatus,” *AIP Conf. Proc.*, 2002.

[43] a. Rowe and a. Tura, “Active magnetic regenerator performance enhancement using passive magnetic materials,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 320, no. 7, pp. 1357–1363, Apr. 2008.

[44] T. Okamura, K. Yamada, N. Hirano, and S. Nagaya, “Performance of a room-temperature rotary magnetic refrigerator,” *… J. Refrig.*, 2006.

[45] C. Zimm, A. Boeder, J. Chell, and A. Sternberg, “Design and performance of a permanent-magnet rotary refrigerator,” *Int. J. …*, 2006.

[46] C. R. H. Bahl, K. Engelbrecht, R. Bjørk, D. Eriksen, a. Smith, K. K. Nielsen, and N. Pryds, “Design concepts for a continuously rotating active magnetic regenerator,” *Int. J. Refrig.*, vol. 34, no. 8, pp. 1792–1796, Dec. 2011.

[47] C. R. H. Bahl, K. Engelbrecht, D. Eriksen, J. A. Lozano, R. Bjørk, J. Geyti, K. K. Nielsen, A. Smith, and N. Pryds, “Development and experimental results from a 1 kW prototype AMR,” *Int. J. Refrig.*, vol. 37, pp. 78–83, Jan. 2014.

[48] G. E. Richardson and E. Tyler, “The transverse velocity gradient near the mouths of pipes in which an alternating or continuous flow of air is established,” *Proc. Phys. Soc.*, vol. 42, pp. 1–15, 1929.

[49] T. Sexl, “Über den von E. G. Richardson entdeckten Annulareffekt,” *Zeitschrift für Phys.*, vol. 61, no. 6, pp. 349–362, 1930.

[50] P. Lambossy, “Oscillations forcées d’un liquide incompressible visqueux dans un tube rigide et horizontal. Calcul de la force de frottement,” *Helv. Phys. Acta*, vol. 25, pp. 371–386, 1952.

[51] J. R. Womersley, “Method for the calculation of velocity, rate of flow and viscous drag in arteries when the pressure gradient is known.,” *J. Physiol.*, vol. 127, no. 2, pp. 553–563, 1955.

[52] S. Uchida, “The pulsating viscous flow superposed on the steady laminar motion of incompressible fluid in a circular pipe,” *JZeitschrift für Angew. Math. und Phys. ZAMP*, vol. 19, pp. 117–120, 1956.

[53] H. Atabek and C. Chang, “Oscillatory flow near the entry of a circular tube,” *Zeitschrift für Angew. Math. und Phys. …*, vol. XI, pp. 185–201, 1961.

[54] D. Gedeon, “Mean-Parameter Modeling of Oscillating Flow,” *ASME Jorunal Heat Transf.*, vol. 108, no. August 1986, pp. 513–518, 1986.

[55] U. H. Kurzweg, “Enhanced heat conduction in oscillating viscous flows within parallel-plate channels,” vol. 156, pp. 291–300, 1985.

[56] W. Simon and R. Seume, “A Survey of Oscillating Engine Heat Exchangers Flow in Stirling,” no. March, 1988.

[57] P. Blondeaux and G. Vittori, “Wall imperfections as a triggering mechanism for Stokes-layer transition,” *J. Fluid Mech.*, vol. 264, no. April 2006, p. 107, 1994.

[58] R. C. Tew and S. M. Geng, “Overview of NASA Supported Stirling Thermodynamic Loss Research,” *IECEC 92*, no. 929462, pp. 5489–5494, 1992.

[59] K. H. Ahn and M. B. Ibrahim, “Laminar / turbulent oscillating flow in circular pipes,” *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 13, no. 4, pp. 340–346, 1992.

[60] R. Mankbadi and A. Mobark, “Quasi-steady turbulence modeling of unsteady flows,” *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 12, no. 2, pp. 122–129, 1991.

[61] E. J. Watson, “Diffusion in oscillatory pipe flow,” *J. Fluid Mech.*, vol. 133, p. 233, 1983.

[62] P. C. Chatwin, “On the longitudinal dispersion of passive contaminant in oscillatory flows in tubes,” *J. Fluid Mech.*, vol. 71, pp. 513–527, 1975.

[63] U. H. Kurzweg, “Enhanced Heat Conduction in Fluids Subjected to Sinusoidal Oscillations,” *J. Heat Transfer*, vol. 107, no. May 1985, pp. 459–462, 1985.

[64] U. H. Kurzweg and L. De Zhao, “Heat transfer by high-frequency oscillations: A new hydrodynamic technique for achieving large effective thermal conductivities,” *Phys. Fluids*, vol. 27, no. 1984, p. 2624, 1984.

[65] X. Tang and P. Cheng, “Correlations of the cycle-averaged Nusselt number ine periodically reversing pipe flow,” *Heat Mass Transf.*, vol. 20, pp. 161–172, 1993.

[66] T. Zhao and P. Cheng, “A numerical solution of laminar forced convection in a heated pipe subjected to a reciprocating flow,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 38, no. 16, pp. 3011–3022, 1995.

[67] T. Zhao and P. Cheng, “Oscillatory heat transfer in a pipe subjected to a laminar reciprocating flow,” *… Eng. J. HEAT Transf.*, vol. 118, pp. 592–598, 1996.

[68] C. Walther, H. Kühl, T. Pfeffer, and S. Schulz, “Influence of developing flow on the heat transfer in laminar oscillating pipe flow,” *Forsch. im Ingenieurwes.*, vol. 64, pp. 55–63, 1998.

[69] J. Barclay, “The theory of active magnetic regenerative refrigerator,” in *Refrigeration for Cryogenic Sensors*, 1982, pp. 375–387.

[70] T. E. W. Schumann, “Heat transfer: A liquid flowing through a porous prism,” *J. Franklin Inst.*, vol. 208, no. 3, pp. 405–416, 1929.

[71] K. Matsumoto and T. Hashimoto, “Thermodynamic analysis of magnetically active regenerator from 30 to 70 K with a Brayton-like cycle,” *Cryogenics (Guildf).*, vol. 30, no.

10, pp. 840–845, 1990.

[72] A. J. DeGregoria, “Modeling the active magnetic regenerator,” *Adv. Cryog. Eng.*, vol. 37, pp. 867–873, 1991.

[73] J. Hu and J. Xiao, “New method for analysis of active magnetic regenerator in magnetic refrigeration at room temperature,” *Cryogenics (Guildf).*, 1995.

[74] J. H. Xiao, “Thermoacoustic theory for cyclic flow regenerators. Part I: fundamentals,” *Cryogenics (Guildf).*, vol. 32, no. 10, pp. 895–901, 1992.

[75] a. Smaïli and R. Chahine, “Thermodynamic investigations of optimum active magnetic regenerators,” *Cryogenics (Guildf).*, vol. 38, no. 2, pp. 247–252, Feb. 1998.

[76] F. Shir, C. Mavriplis, L. H. Bennett, and E. Della Torre, “Analysis of room temperature magnetic regenerative refrigeration,” *Int. J. Refrig.*, vol. 28, no. 4, pp. 616–627, 2005.

[77] F. Allab, A. Kedous-Lebouc, J. M. Fournier, and J. P. Yonnet, “Numerical modeling for active magnetic regenerative refrigeration,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 41, no. 10, pp. 3757–3759, 2005.

[78] B. Siddikov, B. Wade, and D. Schultz, “Numerical simulation of the active magnetic regenerator,” *Comput. Math. with …*, 2005.

[79] K. Engelbrecht, G. Nellis, and S. Klein, *A numerical model of an active magnetic regenerator refrigeration system*, no. May. 2005.

[80] K. Engelbrecht, “Comparing modelling predictions to experimental data for active magnetic regeneration refrigeration systems.,” in *In Proc. Second IIF-IIR International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature*, 2007, pp. 349–357.

[81] P. Li, M. Gong, G. Yao, and J. Wu, “A practical model for analysis of active magnetic regenerative refrigerators for room temperature applications,” *Int. J. Refrig.*, vol. 29, no. 8, pp. 1259–1266, 2006.

[82] T. Petersen, N. Pryds, and A. Smith, “Two-dimensional mathematical model of a reciprocating room-temperature active magnetic regenerator,” *Int. J. …*, vol. 31, pp. 432–443, 2008.

[83] P. A. Oliveira, P. V Trevizoli, J. R. B. Jr, and A. T. Prata, “A 2D hybrid model of the fluid flow and heat transfer in a reciprocating active magnetic regenerator,” *Int. J. Refrig.*, vol. 35, no. 1, pp. 98–114, 2011.

[84] T. De Larochelambert and P. Nika, “Analytical heat transfer and friction coefficients in alternating in- compressible flows between parallel plates - I : transient flows .,” *en cour Publ.*

[85] T. De Larochelambert and P. Nika, “Analytical heat transfer and friction coefficients in alternating in- compressible flows between parallel plates - II : Phase lags , scale analysis and annular effect .,” *en cour Publ.*

Publications réalisées durant ce travail de recherche

- A. MEUNIER, R. GLISES, T. DELAROCHELAMBERT, J.C. ROY, Y. BAILLY**,** **"**Numerical model of heat transfer with oscillating flow in a magnetocaloric regenerator", *Thermag VI,* 2014

- A. MEUNIER, J.C. ROY, R. GLISES, Y. BAILLY, T. DELAROCHELAMBERT, P. NIKA "Study of heat transfers in a magnetocaloric regenerator with an oscillating calorimetric flow", *Thermag VII,* 2016