



HAL
open science

Modélisation et conception de systèmes de réfrigération magnétique autour de la température ambiante

Julien Roudaut

► **To cite this version:**

Julien Roudaut. Modélisation et conception de systèmes de réfrigération magnétique autour de la température ambiante. Energie électrique. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT : . tel-00652481v1

HAL Id: tel-00652481

<https://theses.hal.science/tel-00652481v1>

Submitted on 15 Dec 2011 (v1), last revised 27 Mar 2012 (v2)

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Génie Électrique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Julien ROUDAUT

Thèse dirigée par **Afef LEBOUC** et
codirigée par **Jean-Paul YONNET**

préparée au sein du **Laboratoire de Génie Électrique de
Grenoble (G2Elab)**
dans l'**École Doctorale Électronique, Électrotechnique,
Automatique et Traitement du Signal (EEATS)**

Modélisation et conception de systèmes de réfrigération magnétique autour de la température ambiante

Thèse soutenue publiquement le **16/09/2011**,
devant le jury composé de :

Mr. Jean-Bernard SAULNIER

Professeur Emérite de l'Université de Poitiers, LET, Président

Mr. Christophe ESPANET

Professeur de l'Université de Franche-Comté, FEMTO-ST, Rapporteur

Mr. Michel PONS

Chargé de Recherche CNRS, LIMSI, Rapporteur

Mr. Sylvain ALLANO

Directeur Scientifique, PSA, Membre

Mr. Christian MULLER

Président Directeur Général, Cooltech Applications, Membre

Mme Afef LEBOUC

Directeur de recherche CNRS, G2Elab, Membre

Mr. Jean-Paul YONNET

Directeur de recherche CNRS, G2Elab, Membre



Remerciements

Par où commencer ? C'est toujours la grande question qui se pose lorsqu'on en arrive aux remerciements. Je vais essayer de commencer par la fin et de remonter le fil de l'histoire (car avant toute chose, la thèse est une belle histoire).

t

Je tiens à remercier tous les membres de mon jury de thèse. Tout d'abord merci à Christophe Espanet, rapporteur de cette thèse, pour sa lecture minutieuse du manuscrit et pour les échanges intéressants que nous avons eu par mail. Merci à Michel Pons, second rapporteur, pour sa lecture attentive du manuscrit. Merci à Sylvain Allano, membre du jury, pour son intérêt pour ce travail et les questions relatives à l'industrialisation de cette technologie. Merci enfin à Jean-Bernard Saulnier pour avoir présidé ce jury avec talent. J'ai beaucoup apprécié la synthèse des remarques de chacun des membres du jury.

t-1

Remontons un peu dans le temps pour arriver aux personnes sans qui cette thèse n'aurait pas eu lieu. Je voudrais dire un grand merci à Afef Lebouc, directrice de cette thèse, pour m'avoir fait confiance tout au long de la thèse et donné l'opportunité de travailler sur un sujet passionnant. Je suis très content de t'avoir rencontrée Afef, tu es vraiment une personne très attachante. Merci à Jean-Paul Yonnet, co-directeur de cette thèse, pour sa vision pragmatique du projet et pour m'avoir transmis une petite partie de ses connaissances sur les aimants permanents. Je souhaite remercier Christian Muller, PDG de Cooltech Applications, pour m'avoir fait confiance en co-finançant cette thèse. Je voudrais également remercier Stéphane Bour et Jean-Marc Gatti, ingénieurs chez Cooltech Applications, pour avoir encadré ce projet côté industriel. Merci à James Roudet, directeur du G2Elab, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire.

De part le côté pluridisciplinaire de cette thèse, j'ai échangé avec plusieurs personnes de domaines scientifiques variés. Je remercie toutes ces personnes pour leur aide. En particulier merci à Cédric et Mariana pour avoir partagé leur connaissance des matériaux magnéto-caloriques. Merci à Jean-Paul Thibault, chercheur au LEGI, pour son support en thermodynamique. Merci à Michel Risser, doctorant à l'INSA Strasbourg, pour nos échanges concernant la modélisation des systèmes de réfrigération magnétique. Merci à Gérard Meunier pour son aide sur les éléments finis. Merci à Jean-Louis Coulomb pour ses conseils concernant les problèmes d'optimisation. Merci à Yvan Avenas pour ses réponses en thermique. Et merci à Hervé et Nicolas pour la résolution des problèmes rencontrés avec \LaTeX .

Ces trois années de thèse n'auraient pas eu la même couleur sans la présence de mes collègues et amis du laboratoire. Merci à Yasmine et Momo pour les moments de complicité durant la première année de thèse. Un grand merci à Fanny pour son soutien dans les

moments difficiles ! Merci à Ni pour m'avoir donné quelques cours de chinois avant mon voyage ! Merci à mes co-bureaux, Anthony, Sylvain et Ando pour avoir su maintenir une atmosphère sympa durant ces trois années. Merci à Mathieu, Christophe, Florie, et Raha pour les pauses déjeuners et les cafés (sciences ou pas) qui permettaient de faire un break agréable entre deux simus. Merci à Romain et Mick pour avoir tenté l'aventure avec moi sur le Raid O'bivwak. Merci aussi à Razmig, Archie, Mansour. Merci enfin aux anciens du G2Elab, Dams, Bibi, Abdel, Asma, MC, Yann, Louis, Paul, Jérémie et Feu.

Durant ces trois années, j'ai passé beaucoup de temps à la bibliothèque du laboratoire, et je remercie Sylvie et Mireille pour leur sourire et leur gentillesse. Je remercie aussi Rosita pour son accueil chaleureux au laboratoire. Merci à Gigi pour les moments sympas partagés à l'atelier ou aux repas d'équipe. Merci à Élise pour son sourire et pour avoir assuré la logistique pour les déplacements. Un grand merci à tout le service info, Corine, Julien, Vincent, Hervé et Philippe, pour leur aide à la résolution des problèmes rencontrés avec des logiciels exotiques !

t-2

Je tiens à remercier chaleureusement mes amis docteurs, rencontrés lors de mon stage de Master, et qui m'ont donné envie de tenter l'aventure de la thèse. Tout d'abord, merci à Pascal pour nos débats sur la conservation de l'énergie et nos parties de squash. Merci à Émilien pour m'avoir initié aux arcanes de LyX. Merci à Anne, Mickaël et Sébastien pour les moments sympathiques passés ensemble. Un très grand merci à Roland Ernst pour m'avoir formé à COMSOL et pour nos discussions scientifiques autour du magnétisme.

t-3

J'aimerais dire aussi un grand merci à mes amis de longue date : Antoine, Jé (coéquipier du Raid O'bivwak), Seb et Amalia, Franck et Mag, Noël, Marjo, ... Grâce à vous, ces trois années sont passées presque trop vite. Un grand merci à Tony, Audrey, Sam et Elo pour les soirées guitares ! Merci à mes amis du swing, Marie, Jeremy et Sandra pour avoir réussi à me changer les idées dans les moments difficiles. Je tiens à remercier ma famille pour m'avoir encouragé et soutenu durant toutes ces années d'études. Un grand merci à Christianne et Jean-Pierre pour les relectures attentives du manuscrit. Enfin, je remercie tout particulièrement Mélanie pour m'avoir soutenu durant ces trois années.

Table des matières

Introduction générale	1
1 La réfrigération magnétique : effet magnétocalorique et matériaux	5
1.1 Introduction	6
1.2 L'effet magnétocalorique	6
1.2.1 Historique	6
1.2.2 Principe physique	9
1.3 Approche thermodynamique	10
1.3.1 Relations principales	10
1.3.2 Modèle des matériaux de Weiss-Debye-Sommerfeld (WDS)	12
1.3.3 Propriétés magnétocaloriques du gadolinium	14
1.4 Les matériaux magnétocaloriques	17
1.4.1 Présentation	17
1.4.2 Caractérisation des matériaux magnétocaloriques	17
1.4.3 Principaux matériaux magnétocaloriques	21
1.5 Conclusion	23
2 Les systèmes de réfrigération magnétique	27
2.1 Introduction	29
2.2 Composition et fonctionnement	29
2.2.1 Composition	29
2.2.2 Fonctionnement	30
2.2.3 Les cycles de réfrigération magnétique	33
2.3 Revue des prototypes à température ambiante	37
2.3.1 Prototype de Brown (1976-1978)	38
2.3.2 Prototype de Barclay et Steyert (1978-1983)	40
2.3.3 Prototype de Kirol et Dacus (1988)	40
2.3.4 Prototype de Green <i>et al.</i> (1990)	41
2.3.5 Prototype de Zimm <i>et al.</i> (1998)	42
2.3.6 Prototype de Hirano <i>et al.</i> (2002)	44
2.3.7 Prototype de Rowe <i>et al.</i> (2002-2006)	44
2.3.8 Prototype de Okamura <i>et al.</i> (2006-2007)	45
2.3.9 Prototype de Zimm <i>et al.</i> (2007-2010)	47
2.3.10 Prototype de Balli <i>et al.</i> (2010)	49
2.3.11 Comparaison	49
2.4 Critères de performance	51
2.4.1 Critère de Russek et Zimm	51
2.4.2 Critère de Nikly et Muller	53
2.4.3 Critère de Bjørk <i>et al.</i>	55
2.4.4 Critère de Rowe	58

2.4.5	Définition de nouveaux critères	60
2.5	Conclusion	63
3	Étude des régénérateurs magnétiques actifs	65
3.1	Introduction	66
3.2	Revue des modèles numériques antérieurs	66
3.3	Développement du modèle numérique d'un AMR	72
3.3.1	Présentation des régénérateurs magnétiques actifs	72
3.3.2	Géométrie	77
3.3.3	Équations caractéristiques	78
3.3.4	Conditions aux limites	80
3.3.5	Propriétés physiques	80
3.3.6	Implémentation du modèle numérique 1D	82
3.3.7	Validation du modèle numérique	86
3.4	Étude du fonctionnement de l'AMR	91
3.4.1	Régime transitoire	91
3.4.2	Régime permanent	92
3.4.3	Étude paramétrique en régime permanent	93
3.5	Validation expérimentale du modèle numérique de l'AMR	98
3.5.1	Dispositif expérimental	98
3.5.2	Comparaison des résultats numériques et expérimentaux	99
3.6	Conclusion	101
4	Étude des sources de champ magnétique	105
4.1	Introduction	106
4.2	Quelques notions de magnétisme	106
4.2.1	Principes de bases	106
4.2.2	Matériaux magnétiques	106
4.2.3	Sources de champ magnétique	108
4.3	Revue des sources de champ pour la réfrigération magnétique	109
4.3.1	Circuits magnétiques simples	109
4.3.2	Assemblages de type Halbach	110
4.3.3	Structures magnétiques complexes	113
4.4	Comparaison	114
4.4.1	Introduction	114
4.4.2	Méthode	115
4.4.3	Étude des différentes structures	118
4.4.4	Comparaison des performances	137
4.4.5	Discussion	140
4.5	Conclusion	140
5	Vers la conception d'un système de réfrigération magnétique	143
5.1	Introduction	144
5.2	Analyse des prototypes précédents du G2Elab	144
5.2.1	Démonstrateur	144
5.2.2	Prototype rotatif	147
5.2.3	Prototype linéaire	150
5.3	Conception d'une source de champ performante	151
5.3.1	Génération d'un champ magnétique intense	151
5.3.2	Génération d'un champ variable	155
5.3.3	Minimisation des forces magnétostatiques	155

5.3.4	Prise en compte du champ démagnétisant	156
5.3.5	Géométrie optimale	165
5.4	Conclusion	171
Conclusion générale et perspectives		173
Bibliographie		177
A Liste des communications		189
B Les fluides frigorigènes		191
C Techniques de production de froid		193
C.1	Réfrigération à compression de gaz	193
C.2	Réfrigération thermoélectrique	194
C.3	Réfrigération thermoacoustique	195
C.4	Réfrigération magnétique	195
C.5	Réfrigération barocalorique	196
D Propriétés physiques des terres rares métalliques		197
E Matériaux magnétiques		199
E.1	Les différents types de matériaux durs	199
E.2	Les différents types de matériaux doux	199
F Calcul analytique du coefficient de champ démagnétisant		203
F.1	Ellipsoïde	203
F.2	Cylindre	204
F.3	Prisme rectangulaire	205

Table des figures

1.1	Comparaison des performances de différentes technologies de réfrigération [Lebouc <i>et al.</i> , 2005].	6
1.2	Schématisation de l'effet magnétocalorique. A gauche : sans champ magnétique appliqué, les moments magnétiques sont dirigés de façon aléatoire. A droite : Lorsqu'on applique un champ magnétique, les moments magnétiques s'alignent et la température du matériau augmente.	10
1.3	Entropie massique du Gadolinium calculée avec le modèle de WDS.	15
1.4	Capacité calorifique massique du gadolinium calculée avec le modèle de WDS.	15
1.5	Comparaison de la capacité calorifique du gadolinium à champ nul déterminée expérimentalement et calculée avec le modèle de WDS.	16
1.6	Aimantation du gadolinium calculée avec le modèle de WDS.	16
1.7	Effet magnétocalorique du gadolinium calculé avec le modèle de WDS.	16
1.8	Transition de phase et variation de l'entropie en fonction du type de matériau [Lebouc <i>et al.</i> , 2005].	17
1.9	Dispositifs expérimentaux de mesure directe de l'EMC.	18
1.10	Schéma du magnétomètre à extraction réalisé à l'Institut Néel [Allab, 2008].	19
1.11	Schéma du dispositif de mesure calorimétrique pulsé : (1) échantillon ; (2) résistance de chauffage ; (3) fils ; (4) chambre à vide ; (5) cryostat ; (6) thermocouple ; (7) enceinte adiabatique ; (8) commutateur de chaleur [Tishin et Spichkin, 2003].	21
1.12	Exemple de calcul du RCP pour le $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.25}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$ [Phan et Yu, 2007].	22
1.13	Comparatif de matériaux magnétocaloriques ($T = \text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$) [Gschneidner Jr. et Pecharsky, 2008].	23
1.14	Propriétés de certains matériaux magnétocaloriques [Bruck, 2005].	23
2.1	Composition d'un système de réfrigération magnétique.	30
2.2	Les deux grandes familles de systèmes de réfrigération magnétique.	31
2.3	Double circuit hydraulique utilisé par Sarlah <i>et al.</i> : (1) aimant ; (2) rotor magnétocalorique (partie chaude) ; (3) rotor magnétocalorique (partie froide) ; (4) axe de rotation ; (5) fourreau + flasque ; (6) fluide chaud ; (7) fluide froid ; (8) espace entre le fourreau et le rotor [Sarlah <i>et al.</i> , 2006].	32
2.4	Système à fluide oscillant.	32
2.5	Double circuit hydraulique utilisé par Cooltech Applications [Vasile et Muller, 2006].	33
2.6	Illustration des différentes possibilités d'association des régénérateurs.	33
2.7	Cycle magnétique de Brayton [Kitanovski <i>et al.</i> , 2006].	34
2.8	Cycle magnétique d'Ericsson [Kitanovski <i>et al.</i> , 2006].	35
2.9	Cycle magnétique de Carnot [Kitanovski <i>et al.</i> , 2006].	36

2.10	Système multi-étagé basé sur le cycle de Brayton. Dans la configuration (a) chaque étage utilise un matériau optimal alors que pour la configuration (b) c'est le même matériau qui est utilisé pour tous les étages [Kitanovski <i>et al.</i> , 2006].	36
2.11	Cycle à régénération magnétique active (AMR) [Kitanovski <i>et al.</i> , 2006].	37
2.12	Comparaison effective des systèmes de réfrigération magnétique.	38
2.13	Schémas du prototype de Brown, d'après [Brown, 1976] [Brown, 1981].	39
2.14	Schémas du prototype de Steyert [Steyert, 1978].	40
2.15	Schémas du prototype de Kirol et Dacus [Kirol et Dacus, 1988].	41
2.16	Schéma et profil de champ magnétique du prototype de Green <i>et al.</i> [Green <i>et al.</i> , 1990].	42
2.17	Schéma et performances du premier prototype de Zimm <i>et al.</i> [Zimm <i>et al.</i> , 1998].	43
2.18	Schéma et performances du prototype de Hirano <i>et al.</i> ($T_{\text{hot}} = 295 \text{ K}$). [Hirano <i>et al.</i> , 2002].	44
2.19	Schéma et performances du prototype de Rowe <i>et al.</i> [Rowe et Tura, 2006].	45
2.20	Photo et schéma du prototype de Okamura <i>et al.</i> [Okamura <i>et al.</i> , 2007].	46
2.21	Performances du prototype de Okamura <i>et al.</i> [Okamura <i>et al.</i> , 2007].	46
2.22	Photo et schéma du 3ème prototype de Zimm <i>et al.</i> [Zimm <i>et al.</i> , 2007].	47
2.23	Performances du 3ème prototype de Zimm <i>et al.</i> [Russek <i>et al.</i> , 2010].	48
2.24	Schéma et performances du prototype de Balli <i>et al.</i> [Balli <i>et al.</i> , 2010].	49
2.25	Comparaison des prototypes de réfrigération magnétique.	50
2.26	Évolution du critère de performance en fonction du paramètre m_{mag}^*	54
2.27	Évolution du nouveau critère de performance en fonction du paramètre m_{mag}^*	55
2.28	Évolution de l'EMC en fonction du champ magnétique appliqué [Pecharsky et Gschneidner Jr., 2006].	55
2.29	Comparaison des performances de différentes structures d'aimants en fonction du paramètre Λ_{cool}	58
2.30	Bilan énergétique des systèmes de réfrigération magnétique. HHEX = <i>Hot heat exchanger</i> , CHEX = <i>Cold heat exchanger</i> , MCM = <i>Magnetocaloric material</i>	62
3.1	Profils de température du fluide et du solide [Barclay, 1982].	67
3.2	Modélisation des différentes phases du cycle AMR.	68
3.3	Comparaison de la puissance froide d'un régénérateur à plaques parallèles calculée avec des modèles 1D et 2D [Petersen <i>et al.</i> , 2008a].	69
3.4	Schéma de fonctionnement d'un régénérateur passif durant (a) le <i>hot-blow</i> et (b) le <i>cold-blow</i>	73
3.5	Illustration des profils de vitesse pour différents régimes d'écoulement.	75
3.6	Évolution de la couche limite hydrodynamique pour un écoulement bidimensionnel dans une conduite, en régime laminaire.	77
3.7	Évolution de la couche limite hydrodynamique pour un écoulement bidimensionnel dans une conduite, en régime laminaire.	77
3.8	Géométrie d'un régénérateur à plaques parallèles.	77
3.9	Conditions aux limites pour un régénérateur à plaques parallèles.	80
3.10	Propriétés magnétocaloriques du Gadolinium calculées par le modèle de WDS.	81
3.11	Propriétés magnétocaloriques de l'alliage $\text{Gd}_{0,8}\text{Tb}_{0,2}$ calculées par le modèle de WDS.	82

3.12	Schéma numérique utilisé.	84
3.13	Photo du régénérateur utilisé dans le prototype linéaire du G2Elab.	86
3.14	Définition des temps caractéristiques dans un cycle de réfrigération magnétique.	88
3.15	Évolution temporelle de la température dans le solide à puissance nulle, pour différentes conditions initiales ($T_0 = 303\text{ K}$, $T_0 = 293\text{ K}$ et $T_0 = 283\text{ K}$).	90
3.16	Profil de la température du fluide pour $t = 0,06\text{ s}$, $t = 0,19\text{ s}$, $t = 0,32\text{ s}$, $t = 0,45\text{ s}$ et $t = 0,64\text{ s}$	91
3.17	Évolution temporelle du profil de température dans le solide à puissance nulle ($NTU = 25$, $\phi = 0,5$).	91
3.18	Évolution temporelle de la température dans le solide à puissance nulle ($NTU = 25$, $\phi = 0,5$).	92
3.19	Zoom sur l'évolution temporelle de la température au centre du régénérateur durant une période du cycle.	92
3.20	Profils de température dans le solide en régime permanent ($NTU = 25$, $\phi = 0,5$).	93
3.21	Puissance froide en fonction de l'écart de température et de ϕ ($NTU = 50$).	94
3.22	Puissance froide en fonction de l'écart de température et du NTU ($\phi = 0,5$).	94
3.23	Influence de la conduction longitudinale dans le solide sur les performances du régénérateur ($NTU = 50$, $\phi = 0,5$).	95
3.24	Influence de la conduction longitudinale dans le fluide sur les performances du régénérateur ($NTU = 50$, $\phi = 0,5$).	95
3.25	Les différents profils de champ magnétique utilisés pour les calculs.	96
3.26	Puissance froide en fonction de l'écart de température et du profil de champ magnétique ($NTU = 50$, $\phi = 0,5$).	96
3.27	Les différents cycles de réfrigération utilisés pour les calculs.	97
3.28	Puissance froide en fonction de l'écart de température pour différents cycles de réfrigération à puissance nulle ($NTU = 50$, $\phi = 0,28$).	98
3.29	Prototype linéaire du G2Elab.	99
3.30	Évolution temporelle des températures aux extrémités du solide obtenues numériquement et expérimentalement ($\dot{m} = 2 \cdot 10^{-3}\text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$, $f = 0,42\text{ Hz}$).	100
3.31	Comparaison des résultats numériques et expérimentaux pour le régénérateur à l'état stationnaire.	100
3.32	Amélioration de l'écoulement au sein du régénérateur [Legait, 2011].	101
3.33	Photo thermique du prototype linéaire du G2Elab [Legait, 2011].	101
4.1	Cycle hystérésis $B(H)$	107
4.2	Les grandes classes de matériaux ferromagnétiques. Adapté de [Brissonneau, 1997].	108
4.3	Géométrie de la structure d'aimants utilisée par Bohigas <i>et al.</i> [Bohigas <i>et al.</i> , 2000].	110
4.4	Géométrie de l'aimant en C de Zheng <i>et al.</i> [Zheng <i>et al.</i> , 2009].	110
4.5	Géométrie du cylindre de Halbach utilisé par Bjørk <i>et al.</i> [Bjørk <i>et al.</i> , 2008].	111
4.6	Principe de fonctionnement des 2 cylindres de Halbach concentriques.	112
4.7	Géométrie du cylindre de Halbach modifié proposé par Lee <i>et al.</i> [Lee <i>et al.</i> , 2002].	113
4.8	Géométrie de l'aimant en C utilisée par Vasile et Muller [Vasile et Muller, 2006].	113
4.9	Système conçu par Zimm <i>et al.</i> [Zimm <i>et al.</i> , 2007].	114

4.10	Géométrie de la structure d'aimants de Okamura <i>et al.</i> [Okamura <i>et al.</i> , 2007].	114
4.11	Structures d'aimants étudiées.	115
4.12	Évolution de la perméabilité relative du gadolinium avec la température et le champ magnétique [Allab, 2008].	116
4.13	Géométrie et maillage de la structure de Bjørk <i>et al.</i>	118
4.14	Évolution de la force et du champ moyen en fonction de la position.	119
4.15	Calcul numérique et semi-analytique de la force F_z	120
4.16	Induction pour la structure de Bjørk <i>et al.</i>	121
4.17	Géométrie et maillage de la structure de Tura et Rowe.	122
4.18	Évolution de la force et du champ moyen en fonction de la position.	123
4.19	Induction pour la structure de Tura et Rowe.	124
4.20	Géométrie et maillage de la structure de Lee <i>et al.</i>	125
4.21	Évolution de la force et du champ moyen en fonction de la position.	126
4.22	Calcul numérique et semi-analytique du couple Γ_z	126
4.23	Induction pour la structure de Lee <i>et al.</i>	127
4.24	Géométrie et maillage de la structure de Zheng <i>et al.</i>	128
4.25	Évolution de la force et du champ moyen en fonction de la position.	129
4.26	Calcul numérique et semi-analytique de la force F_y	129
4.27	Induction pour la structure de Zheng <i>et al.</i>	130
4.28	Géométrie et maillage de la structure de Okamura <i>et al.</i>	131
4.29	Évolution du couple et du champ moyen en fonction de la position.	132
4.30	Calcul numérique et semi-analytique du couple Γ_z	132
4.31	Induction pour la structure de Okamura <i>et al.</i>	133
4.32	Géométrie de la structure réalisée par Zimm <i>et al.</i>	134
4.33	Maillage de la structure réalisée par Zimm <i>et al.</i>	134
4.34	Évolution du couple et du champ moyen en fonction de la position.	135
4.35	Calcul numérique et semi-analytique du couple Γ_z	135
4.36	Induction pour la structure de Lee <i>et al.</i>	136
4.37	Comparaison des performances des différentes structures.	137
4.38	Corrélation entre la masse relative de Gadolinium et la densité massique de puissance.	138
4.39	Corrélation entre le volume relatif de Gadolinium et la densité volumique de puissance.	139
4.40	Corrélation entre la masse relative de fer et le prix des structures.	139
4.41	Corrélation entre la masse relative de Gadolinium et le prix des structures.	140
5.1	Photo du démonstrateur du G2Elab.	145
5.2	Résultats expérimentaux du démonstrateur ($f = 0,36$ Hz) [Clot, 2002].	146
5.3	Photo du prototype rotatif du G2Elab.	147
5.4	Problèmes rencontrés avec le prototype rotatif.	149
5.5	Résultats expérimentaux du prototype rotatif ($\dot{m} = 3 \cdot 10^{-3}$ kg \cdot s $^{-1}$, $f = 0,33$ Hz) [Legait, 2011].	149
5.6	Photos du prototype linéaire du G2Elab.	150
5.7	Résultats expérimentaux du prototype linéaire ($\dot{m} = 2 \cdot 10^{-3}$ kg \cdot s $^{-1}$, $f = 0,42$ Hz) [Legait, 2011].	151
5.8	Agencement des aimants dans le circuit magnétique, d'après [Parker, 1990].	152
5.9	Effet magnétocalorique pour différents matériaux en fonction de la variation de champ appliqué. Données extraites de [Gschneidner Jr. <i>et al.</i> , 2005].	152
5.10	Classification de Abele [Abele, 1993].	153

5.11	Circuit magnétique.	154
5.12	Calcul du facteur de concentration FC pour différents concentrateurs de flux.	154
5.13	Sources de champ variable à aimants permanents [Skomski et Coey, 1999].	155
5.14	Illustration du champ démagnétisant au sein d'un matériau.	157
5.15	Ellipsoïde.	158
5.16	Cylindre.	159
5.17	Prisme rectangulaire.	159
5.18	Géométrie d'un régénérateur à plaques parallèles dans un entrefer rectangulaire.	160
5.19	Isovaleurs de l'induction d'un régénérateur à plaques parallèles dans un entrefer rectangulaire. Un champ extérieur uniforme \mathbf{H}_0 est appliqué suivant la l'axe x	161
5.20	Évolution du coefficient de champ démagnétisant avec la porosité, pour un régénérateur à plaques parallèles.	161
5.21	Géométrie d'un régénérateur en empilement de sphères dans un entrefer rectangulaire.	162
5.22	Isovaleurs de l'induction d'un régénérateur en empilement de sphères dans un entrefer rectangulaire. Un champ extérieur uniforme \mathbf{H}_0 est appliqué suivant la l'axe x	162
5.23	Géométrie d'un régénérateur en réseau de cylindres dans un entrefer rectangulaire.	163
5.24	Isovaleurs de l'induction d'un régénérateur en réseau de cylindres dans un entrefer rectangulaire. Un champ extérieur uniforme \mathbf{H}_0 est appliqué suivant la l'axe x	164
5.25	Évolution du coefficient de champ démagnétisant avec la porosité, pour un régénérateur en réseau de cylindres.	164
5.26	Géométrie de l'entrefer.	166
5.27	Influence de la géométrie de l'entrefer.	166
5.28	Induction dans le matériau en fonction de la géométrie de l'entrefer ($\mu_r = 2$).167	
5.29	Étude du champ démagnétisant dans le matériau.	168
5.30	Induction dans le matériau sans pièce polaire.	169
5.31	Induction dans le matériau avec des pièces polaires.	170
C.1	Schéma d'un réfrigérateur à compression.	193
C.2	Représentation d'un élément thermoélectrique.	195
C.3	Schéma d'un réfrigérateur thermoacoustique.	195
C.4	Schéma d'un réfrigérateur magnétique.	196
F.1	Ellipsoïde.	203
F.2	Cylindre.	205
F.3	Prisme rectangulaire.	205

Liste des tableaux

2.1	Caractéristiques du prototype de Brown.	39
2.2	Caractéristiques du prototype de Kirol et Dacus.	41
2.3	Caractéristiques du prototype de Green <i>et al.</i>	42
2.4	Caractéristiques du prototype de Zimm <i>et al.</i>	43
2.5	Caractéristiques du prototype de Hirano <i>et al.</i>	44
2.6	Caractéristiques du prototype de Rowe <i>et al.</i>	45
2.7	Caractéristiques du prototype de Okamura <i>et al.</i>	47
2.8	Caractéristiques du prototype de Zimm <i>et al.</i>	48
2.9	Caractéristiques du prototype de Balli <i>et al.</i>	49
2.10	Caractéristiques des matériaux utilisés pour l'étude économique de Russek et Zimm.	52
2.11	Calcul du paramètre Λ_{cool} pour différentes structures d'aimants. * = estimation. D'après [Bjørk <i>et al.</i> , 2009].	57
3.1	Les différents modèles numériques de réfrigération magnétique. FDM = Méthode des différences finies, FEM = Méthode des éléments finis, FVM = Méthode des volumes finis, Ana. = Analytique.	70
3.2	Les différents modèles numériques de réfrigération magnétique (suite).	71
3.3	Paramètres pour la modélisation du régénérateur.	86
3.4	Étude de la convergence en maillage.	89
3.5	Géométrie du régénérateur modifié.	98
4.1	Classification des matériaux magnétiques.	107
4.2	Propriétés physiques et économiques des matériaux.	118
4.3	Résultats intermédiaires pour la structure de Bjørk <i>et al.</i>	119
4.4	Résultats intermédiaires pour la structure de Tura et Rowe.	123
4.5	Résultats intermédiaires pour la structure de Lee <i>et al.</i>	125
4.6	Résultats intermédiaires pour la structure de Zheng <i>et al.</i>	128
4.7	Résultats intermédiaires pour la structure de Okamura <i>et al.</i>	131
4.8	Résultats intermédiaires pour la structure de Zimm <i>et al.</i>	135
4.9	Performances des différentes structures.	137
5.1	Les applications potentielles de la réfrigération magnétique [Nikly et Muller, 2007].	144
5.2	Source de champ magnétique du démonstrateur.	145
5.3	Régénérateur du démonstrateur.	145
5.4	Source de champ magnétique du prototype rotatif.	147
5.5	Régénérateur du prototype rotatif.	148
5.6	Régénérateur du prototype linéaire.	151
5.7	Effet des pièces polaires sur le champ démagnétisant.	168

B.1	Nomenclature et propriétés physique et technico-économiques des principaux fluides frigorigènes, d'après [Meunier <i>et al.</i> , 2005].	192
D.1	Propriétés physiques des terres rares métalliques.	197
E.1	Caractéristiques des différents types d'aimants [Lechevallier <i>et al.</i> , 2007, Skomski et Coey, 1999].	200
E.2	Caractéristiques des différents types de matériaux [Couderchon, 1998, Leprince-Ringuet, 1994, Kedous-Lebouc, 2006].	201

Nomenclature

Afin de faciliter la compréhension du manuscrit, les symboles et les unités utilisés ont été choisis en conformité avec la norme ISO 31, à chaque fois que cela était possible [ISO, 1993].

Lettres romaines

Symbole	Grandeur	Unité
a, b, c, d	paramètres géométriques	[m]
a_{fs}	densité volumique d'aire interfaciale solide-fluide	[m ⁻¹]
a^*	ratio hauteur/largeur pour une conduite rectangulaire	[-]
A_{fs}	aire interfaciale solide-fluide	[m ²]
A_c	section du régénérateur	[m ²]
B	induction	[T]
Bi	nombre de Biot	[-]
B_r	induction rémanente	[T]
B_s	induction à saturation	[T]
c_p	capacité calorifique massique	[J · kg ⁻¹ · K ⁻¹]
C_p	capacité calorifique	[J · K ⁻¹]
Co	nombre de Courant	[-]
d_p	diamètre des particules	[m]
D_h	diamètre hydraulique	[m]
Δt	pas de temps	[s]
ΔT	écart de température du système	[K]
ΔT_{ad}	changement de température adiabatique	[K]
Δx	pas d'espace selon la coordonnée x	[m]
f	fréquence	[Hz]
F	force	[N]
g_J	facteur de Landé	[-]
G	enthalpie libre	[J]
G_J	facteur de de Gennes	[-]
h	coefficient de convection	[W · m ⁻² · K ⁻¹]
H	champ magnétique	[A · m ⁻¹]
H_d	champ démagnétisant	[A · m ⁻¹]
H_c	champ coercitif	[A · m ⁻¹]
I	intensité du courant électrique	[A]
J	moment cinétique total	[-]
J_r	polarisation rémanente	[T]
k	constante	[-]

Symbole	Grandeur	Unité
L	longueur	[m]
L_0	longueur caractéristique	[m]
m	masse	[kg]
\dot{m}	débit massique	[kg · s ⁻¹]
M	aimantation	[A · m ⁻¹]
M_x	masse molaire du composé x	[kg · m ⁻³]
N_d	coefficient de champ démagnétisant	[–]
NTU	<i>Nombre d'Unités de Transfert</i>	[–]
p	pression	[Pa]
P	périmètre mouillé	[m]
Pr	nombre de Prandtl	[–]
Pe	nombre de Péclet	[–]
Q	chaleur	[J]
\dot{Q}	puissance thermique	[W]
R	rayon	[m]
Re	nombre de Reynolds	[–]
s	entropie massique	[J · kg ⁻¹ · K ⁻¹]
S	entropie	[J · K ⁻¹]
t	temps	[s]
T	température	[K]
T_C	température de Curie	[K]
T_D	température de Debye	[K]
U	énergie interne	[J]
\mathbf{v}	vitesse du fluide	[m · s ⁻¹]
V	volume	[m ³]
W	travail	[J]
\dot{W}	puissance	[W]
x, y, z	coordonnées cartésiennes	[m]

Lettres grecques

Symbole	Grandeur	Unité
α	diffusivité thermique	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$
γ	constante de Sommerfeld	$[\text{J} \cdot \text{K}^{-2}]$
Γ	couple	$[\text{N} \cdot \text{m}]$
δ	ratio de l'écart maximal de température sur la variation adiabatique de température du MCM	$[-]$
δ_{mag}	épaisseur de peau électromagnétique	$[\text{m}]$
δ_{th}	couche limite thermique	$[\text{m}]$
δ_{v}	couche limite hydrodynamique	$[\text{m}]$
ε	porosité	$[-]$
ζ	variable spatiale adimensionnelle	$[-]$
η	variable temporelle adimensionnelle	$[-]$
η_{pump}	rendement de la pompe	$[-]$
η_{actu}	rendement de l'actionneur	$[-]$
η_{f}	viscosité dynamique du fluide	$[\text{Pa} \cdot \text{s}]$
θ, φ, ψ	angles	$[\text{°}]$
κ	ratio de l'énergie échangée sur l'énergie stockée	$[-]$
λ	conductivité thermique	$[\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$
Λ	longueur réduite	$[-]$
Λ_{cool}	critère de performance défini par Bjørk	$[\text{T}^{2/3}]$
μ	perméabilité magnétique	$[\text{H} \cdot \text{m}^{-1}]$
μ_{r}	perméabilité relative	$[-]$
ξ	ratio de la puissance froide maximale sur la puissance intrinsèque du MCM	$[-]$
Π	période réduite	$[-]$
ρ	masse volumique	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}]$
ρ_{e}	résistivité électrique	$[\Omega \cdot \text{m}]$
τ_{blow}	durée de passage du fluide	$[\text{s}]$
τ_{mag}	durée de l'aimantation et de la désaimantation	$[\text{s}]$
ϕ	<i>Utilisation</i>	$[-]$
χ	susceptibilité magnétique	$[-]$
ω	vitesse de rotation	$[\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}]$
Ω	domaine	
$\partial\Omega$	frontière	

Constantes physiques

Symbole	Grandeur	Valeur	Unité
c_0	vitesse de la lumière dans le vide	$3 \cdot 10^8$	$[\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$
g	pesanteur	9,81	$[\text{m} \cdot \text{s}^{-2}]$
k_{B}	constante de Boltzmann	$1,381 \cdot 10^{-23}$	$[\text{J} \cdot \text{K}^{-1}]$
μ_0	perméabilité du vide	$4\pi \cdot 10^{-7}$	$[\text{H} \cdot \text{m}^{-1}]$
μ_{B}	magnéton de Bohr	$9,274 \cdot 10^{-24}$	$[\text{A} \cdot \text{m}^2]$
\mathcal{N}_{A}	constante d'Avogadro	$6,022 \cdot 10^{23}$	$[\text{mol}^{-1}]$

Indices et exposants

Symbole	Grandeur
*	relatif
f	fluide
s	solide
cold	réservoir froid
hot	réservoir chaud
mcm	matériau magnéto-calorique
magn	aimants
mag	moments magnétiques
lat	réseau cristallin (<i>lattice</i>)
el	électrons

Abréviations

Abréviation	Signification
AMR	régénération magnétique active (<i>active magnetic regenerator</i>)
CHEX	échangeur froid (<i>cold heat exchanger</i>)
HHEX	échangeur chaud (<i>hot heat exchanger</i>)
MCE	effet magnéto-calorique (<i>magnetocaloric effect</i>)
MCM	matériau magnéto-calorique (<i>magnetocaloric material</i>)

Opérateurs et fonctions mathématiques

Symbole	Signification	Expression
\cdot	produit scalaire	
\times	produit vectoriel	
∇	opérateur nabla	
$B_J(x)$	fonction de Brillouin	$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{2J+1}{2J}x\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{1}{2J}x\right)$
$J_n(x)$	fonction de Bessel de première espèce	$J_n(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos(nt - x \sin(t)) dt$
$I_n(x)$	fonction de Bessel modifiée de première espèce	$I_n(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \exp(-x \cos(t)) \cos(nt) dt$
$K(k)$	intégrale elliptique complète de première espèce	$K(k) = \int_0^1 \frac{1}{\sqrt{(1-t^2)(1-k^2t^2)}} dt$
$E(k)$	intégrale elliptique complète de deuxième espèce	$E(k) = \int_0^1 \frac{\sqrt{1-k^2t^2}}{\sqrt{1-t^2}} dt$

Introduction générale

La production de froid est omniprésente dans notre vie quotidienne. On la retrouve dans des applications très diverses telles que la climatisation de bâtiments et de véhicules, la conservation d'aliments, de médicaments et de produits chimiques, la liquéfaction de gaz (hydrogène, azote, hélium) ou encore le refroidissement d'appareils électroniques. Au total, la production de froid représente près de 15% de la consommation électrique mondiale et son utilisation ne cesse de croître dans les pays développés. Elle représente 20% de la consommation électrique aux États-Unis et jusqu'à 25% au Japon [Coulomb, 2010].

La technologie la plus utilisée à l'heure actuelle est celle du réfrigérateur à compression. Elle est basée sur le changement de phase (liquide/gaz) d'un fluide frigorigène (voir en Annexe B les principaux fluides frigorigènes utilisés). Le principe de fonctionnement est relativement simple. Initialement à l'état liquide, le fluide frigorigène passe dans un détendeur et sa température diminue. Il circule ensuite dans un évaporateur (échangeur froid) et absorbe de la chaleur au milieu que l'on souhaite refroidir lors du changement d'état de liquide à gazeux. Puis il passe dans un compresseur et sa température augmente. Enfin, il circule dans un condenseur (échangeur chaud) et rejette de la chaleur au milieu extérieur lors du changement d'état gazeux à liquide. Cette technologie est utilisée depuis sa mise au point en 1835 par Perkins [Perkins, 1835], qui réalisa un réfrigérateur basé sur la compression/détente d'éther éthylique [Thévenot, 1978]. Trois fluides frigorigènes s'imposent à cette époque : le dioxyde de carbone, l'ammoniac et le dioxyde de soufre.

Par la suite les chimistes ont proposé les chlorofluorocarbures (CFC) et les hydrochlorofluorocarbures (HCFC) comme fluides frigorigènes en raison de leur absence de toxicité et de leur facilité de manipulation (car ininflammables). Ces fluides ont été utilisés pendant près de 60 ans jusqu'à ce que leur responsabilité dans la destruction de la couche d'ozone soit établie¹. La production et l'utilisation (pour l'entretien et la maintenance) des CFC a donc été interdite au 1er janvier 2001, suite au protocole de Montréal (1987). Quand aux HCFC, leur utilisation est interdite après 2015 [Parlement Européen, 2009]. Ces fluides frigorigènes ont donc été remplacés dans les équipements neufs par les hydrofluorocarbures (HFC), inoffensifs pour la couche d'ozone. Malheureusement ces composés sont de puissants gaz à effet de serre (par exemple le potentiel de réchauffement global du R23 est de 12 100 kg eq. CO₂).

Depuis peu, on propose un retour aux fluides naturels et aux hydrocarbures pour remplacer les HFC. Les principaux fluides naturels étudiés sont le dioxyde de carbone (R744), l'ammoniac (R717) et l'eau (R718). Néanmoins tous ces fluides naturels et hydrocarbures possèdent des inconvénients :

- Le dioxyde de carbone fonctionne à haute pression ce qui nécessite l'utilisation de composants peu compétitifs sur le plan économique.
- L'ammoniac est un fluide toxique soumis à une réglementation très contraignante.
- Les hydrocarbures sont fortement inflammables et ne peuvent être distribués dans des applications domestiques.

1. Dans le cycle de vie d'un réfrigérateur, une partie du fluide frigorigène s'évapore dans l'atmosphère, entre autres à cause des fuites en fonctionnement.

- L'eau nécessite un circuit sous vide (car sa pression saturante est très basse) et l'ajout d'un antigel (car sa température de solidification est de 0°C). Mais son principal inconvénient reste sa puissance volumique excessivement faible qui nécessite le recours à des débits très élevés.

En plus des contraintes environnementales, la réfrigération à compression a atteint sa limite d'efficacité, c'est pourquoi la recherche s'oriente vers des technologies de rupture pour la production de froid telles que la réfrigération thermoélectrique, la réfrigération thermoacoustique, la réfrigération barocalorique et la réfrigération magnétique (voir Annexe C pour plus de détails sur ces technologies).

∴

Nous nous intéressons ici à la réfrigération magnétique qui semble être une des technologies les plus prometteuses. Cette technologie est basée sur l'effet magnétocalorique, une propriété intrinsèque de certains matériaux magnétiques, qui se traduit par un changement de température de ces matériaux lorsqu'ils sont soumis à une variation de champ magnétique. Plusieurs prototypes de réfrigération magnétique ont été réalisés à travers le monde mais il reste encore des progrès à faire tant sur le plan fondamental que pratique pour rendre cette technologie industrialisable et compétitive. Les recherches s'organisent autour de trois grands axes :

- l'étude théorique, la caractérisation et l'élaboration de matériaux magnétocaloriques présentant des propriétés intéressantes.
- la modélisation des phénomènes couplés thermiques, magnétiques et hydrauliques et des cycles de réfrigération magnétique.
- la conception, l'optimisation et la réalisation de prototypes de réfrigération magnétiques.

Ce travail de thèse s'est intéressé plus particulièrement à ces deux derniers points avec comme objectif final la conception d'un prototype répondant à un cahier des charges industriel. La thèse s'est déroulée au laboratoire G2Elab, en partenariat avec l'entreprise Cooltech Applications qui a fixé le cahier des charges.

Le premier chapitre retrace l'historique de la réfrigération magnétique. Il décrit l'effet magnétocalorique et sa modélisation thermodynamique et présente les principaux matériaux magnétocaloriques et les méthodes de caractérisation.

Le deuxième chapitre détaille la mise en oeuvre de l'effet magnétocalorique au sein de systèmes de réfrigération. Il décrit les différents cycles de réfrigération magnétique possibles et dresse une revue des prototypes de réfrigération magnétique autour de la température ambiante. Il définit enfin de nouveaux critères de performance représentatifs des systèmes de réfrigération magnétique.

Le troisième chapitre porte sur la modélisation thermique des régénérateurs magnétiques actifs. Il explique les phénomènes physiques sous-jacents et détaille l'implémentation d'un modèle transitoire 1D. Il présente la validation du modèle numérique, le fonctionnement du régénérateur en régime transitoire et permanent, ainsi qu'une étude paramétrique. Il compare enfin les résultats numériques aux résultats expérimentaux obtenus avec le prototype linéaire du G2Elab.

Le quatrième chapitre est consacré à l'étude des sources de champ magnétique. Le chapitre dresse une revue des sources de champ utilisées dans des systèmes de réfrigération magnétique. Il présente ensuite la modélisation 3D des six structures les plus représentatives et une comparaison effective de ces structures selon les critères de performances définis au Chapitre 2.

Le cinquième et dernier chapitre est dédié à la conception d'un prototype de réfrigération magnétique. Il donne une analyse critique des prototypes réalisés précédemment

au G2Elab. Il détaille le calcul du champ démagnétisant dans les régénérateurs, ainsi que l'étude d'une géométrie optimale pour l'entrefer dans lequel est placé le régénérateur. Il présente enfin l'influence des pièces polaires sur le champ démagnétisant dans les régénérateurs.

Chapitre 1

La réfrigération magnétique : effet magnétocalorique et matériaux

Sommaire

1.1	Introduction	6
1.2	L'effet magnétocalorique	6
1.2.1	Historique	6
1.2.2	Principe physique	9
1.3	Approche thermodynamique	10
1.3.1	Relations principales	10
1.3.2	Modèle des matériaux de Weiss-Debye-Sommerfeld (WDS)	12
1.3.3	Propriétés magnétocaloriques du gadolinium	14
1.4	Les matériaux magnétocaloriques	17
1.4.1	Présentation	17
1.4.2	Caractérisation des matériaux magnétocaloriques	17
1.4.3	Principaux matériaux magnétocaloriques	21
1.5	Conclusion	23

Résumé

Ce chapitre pose les bases de la réfrigération magnétique. L'histoire de la réfrigération magnétique est retracée. L'effet magnétocalorique est présenté de pair avec sa modélisation thermodynamique, puis les relations utiles entre les grandeurs thermodynamiques sont données. Enfin les principaux matériaux magnétocaloriques, ainsi que les différentes méthodes de caractérisation sont présentés.

1.1 Introduction

La réfrigération magnétique est une technologie de rupture pour produire du froid basée sur l'effet magnétocalorique. L'avantage principal de la réfrigération magnétique est sa grande efficacité thermodynamique (voir Figure 1.1), liée au fait que le procédé d'aimantation/désaimantation est très réversible, contrairement à la compression/détente d'un gaz dans les systèmes de réfrigération conventionnels. Par ailleurs, les systèmes de réfrigération magnétique ont de nombreux avantages par rapport aux réfrigérateurs à compression de gaz :

- un poids et un encombrement plus faibles, car la densité de chaleur absorbée par les matériaux magnétocaloriques, qui sont des solides, est beaucoup plus élevée que la densité de chaleur absorbée par les fluides frigorigènes (d'un facteur 100 environ).
- du bruit et des vibrations atténués grâce à l'absence de compresseur.
- un impact environnemental réduit (pas de gaz à effet de serre).
- une grande fiabilité et une longue durée de vie car les fréquences de fonctionnement sont basses et il y a peu de pièces mobiles.

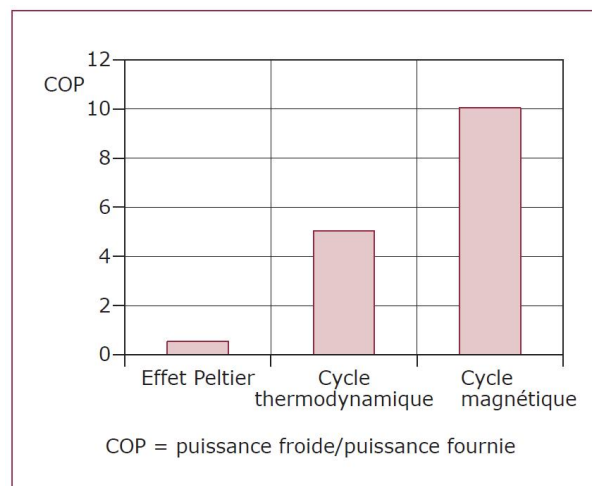


Fig. 1.1 – Comparaison des performances de différentes technologies de réfrigération [Lebouc *et al.*, 2005].

1.2 L'effet magnétocalorique

1.2.1 Historique

L'effet magnétocalorique (EMC) a été découvert dans le fer par Warburg en 1881 [Warburg, 1881]. L'utilisation de ce phénomène pour la conversion d'énergie a fait l'objet de deux brevets quelques années plus tard. Edison conçoit ainsi un générateur magnéto-thermique [Edison, 1892] et Tesla un moteur magnéto-thermique [Tesla, 1889].

Il faut attendre 1905 pour que Langevin démontre de façon théorique que la variation d'aimantation dans un matériau paramagnétique provoque une variation réversible de sa température [Langevin, 1905]. Quelques années plus tard, en 1918, Weiss et Picard découvrent l'effet magnéto-calorique du nickel [Weiss et Picard, 1918]. Avec l'application d'un champ de 1,5 T, ils observent une variation de 0,7 K dans le nickel autour de sa température de Curie.

Dans les années 1920, Debye [Debye, 1926] et Giaque [Giaque, 1927] proposent d'utiliser cet effet pour atteindre les très basses températures. En 1933 Giaque et Mc-

Dougall sont les premiers à réaliser un dispositif permettant de passer de 3,4 K à 0,53 K en utilisant la désaimantation adiabatique d'un sel paramagnétique ($\text{Gd}_2(\text{SO}_4)_3$) avec un champ de 0,8 T [Giauque et McDougall, 1933] ce qui vaut à Giauque le prix Nobel de chimie en 1949. Par la suite de nombreux chercheurs utilisent la désaimantation adiabatique d'autres composés pour atteindre les très basses températures. On peut citer de Haas *et al.* qui étudient la désaimantation adiabatique du fluorure de cérium (CeF_3), de l'éthylsulfate de dysprosium ($\text{Dy}(\text{C}_2\text{H}_5\text{SO}_4)_3$) et de l'éthylsulfate de cérium ($\text{Ce}(\text{C}_2\text{H}_5\text{SO}_4)_3$) en 1934 [de Hass *et al.*, 1934]. Les auteurs obtiennent une température de 0,08 K avec l'éthylsulfate de cérium et un champ de 2,76 T. La même année, Kurti et Simon réussissent à atteindre 0,1 K en utilisant du sulfate d'ammonium et manganèse ($\text{MnSO}_4(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$) et un champ de 0,6 T [Kurti et Simon, 1934].

Heer et Daunt proposent d'utiliser l'effet magnétocalorique pour réaliser un cycle de réfrigération continu en 1949 [Heer et Daunt, 1949][Daunt et Heer, 1949]. Les auteurs réalisent ensuite un premier système basé sur ce principe utilisant la désaimantation d'alun de chrome ($\text{KCr}(\text{SO}_4)_2$) pour maintenir un réservoir à une température proche de 0,3 K avec une puissance de $17 \mu\text{W}$ [Heer *et al.*, 1953], puis un second système utilisant de l'alun de fer ($\text{NH}_4\text{Fe}(\text{SO}_4)_2$) et permettant d'atteindre 0,26 K avec une puissance de $7 \mu\text{W}$ [Heer *et al.*, 1954].

En 1951 Darby *et al.* développent un système de réfrigération magnétique à deux étages [Darby, 1951]. Un tel système utilise des matériaux ayant des températures de Curie¹ différentes dans chaque étage et nécessite un champ magnétique moins élevé (en comparaison avec un système mono-étagé). Le premier étage est composé d'alun de fer et le deuxième étage d'un mélange d'alun d'aluminium ($\text{KAl}(\text{SO}_4)_2$) et d'alun de chrome. Avec ce système, Darby *et al.* réussissent à atteindre 3 mK sous un champ de 0,42 T.

Par la suite les systèmes multi-étagés se généralisent pour atteindre les très basses températures (jusqu'à 10^{-8} K), principalement pour étudier les propriétés physiques des matériaux à proximité du zéro absolu et pour refroidir les bolomètres², d'où les travaux importants de la NASA dans ce domaine. Mais tous ces systèmes sont des systèmes de très faible puissance (quelques dizaines de microwatts) car la masse de matériau magnétocalorique utilisée est relativement faible (de l'ordre de la dizaine de grammes) [Barclay, 1988].

∴

L'idée d'utiliser l'effet magnétocalorique à des température supérieures à 1 K est suggérée en 1966 par van Geuns [van Geuns, 1966]. Pour obtenir des écarts de température plus importants, van Geuns propose d'utiliser un cycle à *régénération passive* : de l'hélium est utilisé comme fluide caloporteur et sert de régénérateur thermique.

Les réfrigérateurs fonctionnant entre 1 K et 20 K sont utilisés pour produire de l'hélium superfluide. La plupart de ces systèmes utilisent des grenats de gadolinium gallium ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$) et leur puissance va de la dizaine de milliwatts jusqu'à quelques watts [Barclay, 1988]. Par exemple Pratt Jr. *et al.* réalisent un système destiné à refroidir des aimants supraconducteurs. Ils testent plusieurs matériaux dans leur prototype : $\text{Dy}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$, $\text{Gd}(\text{OH})_3$, $\text{Gd}(\text{PO}_3)_3$, $\text{Gd}_2(\text{SO}_4)_3$ et DyPO_4 . Pratt Jr. *et al.* obtiennent les meilleurs résultats en utilisant le sulfate de gadolinium ($\text{Gd}_2(\text{SO}_4)_3$), le système fonctionnant entre 2,1 K et 4 K et délivrant une puissance de 0,2 W (avec un champ de 3,1 T et une fréquence de 0,5 Hz) [Pratt Jr. *et al.*, 1977]. Les systèmes de réfrigération magnétique sont aussi utilisés à des températures entre 20 K et 77 K principalement pour la liquéfaction d'hydrogène [Barclay, 1988].

1. Température autour de laquelle l'effet magnétocalorique est maximal.

2. Appareils de mesure pour étudier le rayonnement électromagnétique du soleil et des particules.

∴

En 1976 Brown présente le premier réfrigérateur magnétique à température ambiante, utilisant l'aimantation et la désaimantation adiabatique du gadolinium car sa température de Curie est de 293 K [Brown, 1976]. Ce système permet d'atteindre un écart de température de 47 K en utilisant un cycle à régénération passive. Depuis cette date un développement continu des réfrigérateurs magnétiques à température ambiante s'est poursuivi, avec des puissances moyennes allant du watt au kilowatt. Quelques années plus tard, Brown parvient à obtenir un écart de température de 80 K avec le même dispositif [Brown, 1978].

En 1978, Steyert invente le concept de *régénération active* [Steyert, 1978]. Il suggère d'utiliser le matériau magnétocalorique plutôt que le fluide comme régénérateur. On parle alors de régénérateur magnétique actif (ou AMR pour *Active Magnetic Regenerator*). Ces systèmes sont plus performants que les systèmes à régénération passive. Des systèmes fonctionnant sur ce principe seront brevetés par la suite³ [Barclay et Steyert Jr., 1982] [Barclay, 1983].

Le premier dispositif fonctionnant sans bobine supraconductrice est réalisé en 1988 par Kirol et Dacus [Kirol et Dacus, 1988]. Ce système utilise des aimants permanents comme source de champ magnétique et permet d'obtenir un écart de température maximal de 11 K avec un champ de 0,9 T. Les principaux avantages des aimants permanents sont leur compacité et le fait qu'ils ne requièrent pas de système de refroidissement contrairement aux bobines supraconductrices. A partir de cette date, les prototypes de réfrigération magnétique à température ambiante utilisant des bobines supraconductrices vont progressivement disparaître au profit des prototypes utilisant des aimants permanents.

En 1990, Green *et al.* construisent le premier système de réfrigération magnétique avec un régénérateur multi-couches [Green *et al.*, 1990], constitué de plusieurs matériaux ayant des températures de Curie croissantes (Tb / GdTb / Gd). Les auteurs obtiennent un écart de température de 24 K sous un champ de 7 T, ce qui est relativement faible.

∴

C'est avec la découverte de l'effet magnétocalorique "géant" en 1997 par Pecharsky et Gschneidner Jr. dans un alliage de gadolinium-germanium-silicium ($\text{Gd}_5(\text{Si}_2\text{Ge}_2)$) que les scientifiques et les industriels du secteur du froid commencent à envisager sérieusement la réfrigération magnétique à température ambiante pour des applications industrielles [Pecharsky et Gschneidner Jr., 1997]. L'effet magnétocalorique de ce composé est environ 50% plus important que celui du gadolinium. Par la suite, des scientifiques parviennent à élaborer de nombreux matériaux à effet magnétocalorique géant, tels que les $\text{MnAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ [Wada et Tanabe, 2001], les $\text{La}(\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_x)_{13}$ [Hu *et al.*, 2001] ou encore les $\text{MnFeP}_x\text{As}_{1-x}$ [Tegus *et al.*, 2002]⁴.

En 1998, Zimm *et al.* réalisent le premier prototype de réfrigération magnétique à température ambiante délivrant une puissance suffisante pour des applications industrielles, à savoir 600 W [Zimm *et al.*, 1998]. Ce prototype, destiné à démontrer la faisabilité et la compétitivité de la réfrigération magnétique à température ambiante, fonctionne pendant plus de 5000 h sur une période de 18 mois sans rencontrer aucun problème majeur. Après 1998 la réfrigération magnétique à température ambiante connaît un essor important et de nombreux prototypes sont construits par des laboratoires et des entreprises.

3. Depuis les années 1990 tous les nouveaux prototypes fonctionnent selon ce principe.

4. Récemment, l'existence d'un effet magnétocalorique géant a été remise en cause par Liu *et al.* Il semblerait que les pics d'effet magnétocalorique soient liés à la méthode de calcul qui n'est pas valide pour ces matériaux. Pour plus de détails, se reporter à [Liu et Sun, 2007].

On peut citer par exemple les entreprises Astronautics [Blumenfeld *et al.*, 2002], Chubu Electric/Toshiba [Hirano *et al.*, 2002] ou encore Cooltech Applications [Vasile et Muller, 2006].

La première conférence sur la réfrigération magnétique autour de la température ambiante (Thermag I) qui a eu lieu en 2005 à Montreux (Suisse) permet de fédérer les scientifiques et les industriels travaillant sur cette thématique. Par la suite, des avancées significatives sont faites. Le premier prototype utilisant des matériaux à EMC géant est réalisé par Lu *et al.* [Lu *et al.*, 2005]. Ce prototype utilise un régénérateur composé de Gd et de $\text{Gd}_5(\text{Si}_{1.895}\text{Ge}_{1.895}\text{Ga}_{0.03})$ et permet d'atteindre 25 K sous un champ de 1,4 T. Rowe et Tura réussissent à atteindre des écarts de température plus importants avec des champs magnétiques atteignables avec des aimants permanents (écart de 50 K avec un champ de 2 T) [Rowe et Tura, 2006].

Lors de la seconde conférence sur la réfrigération magnétique autour de la température ambiante (Thermag II) qui a eu lieu en 2007 à Portoroz (Slovénie), plusieurs prototypes aux performances intéressantes sont dévoilés. Okamura *et al.* présentent un prototype rotatif dont la structure est proche d'un moteur à aimants permanents [Okamura *et al.*, 2007]. Leur prototype permet de produire 540 W avec un champ de 1,1 T créé par des aimants permanents. Zimm *et al.* présentent un prototype rotatif qui atteint 220 W avec un champ de 1,4 T [Zimm *et al.*, 2007]. Les années suivantes, de nombreux prototypes sont réalisés à travers le monde et Yu *et al.* dénombrent 41 prototypes réalisés à ce jour [Yu *et al.*, 2010].

Récemment, lors de la quatrième conférence sur la réfrigération magnétique autour de la température ambiante (Thermag IV) qui a lieu en 2010 à Baotou (Chine), des équipes présentent des prototypes pré-industriels. Balli *et al.* exposent un prototype linéaire compact et destiné à compenser les forces magnétiques lors du déplacement des régénérateurs [Balli *et al.*, 2010]. Le laboratoire Ames présente les dernières performances du prototype développé en partenariat avec Astronautics [Russek *et al.*, 2010]. Fonctionnant à des fréquences élevées (jusqu'à 4 Hz), ce prototype atteint des puissances de 840 W permettant d'envisager la réfrigération magnétique comme alternative viable aux systèmes de réfrigération conventionnels.

1.2.2 Principe physique

L'effet magnétocalorique est une propriété intrinsèque des matériaux paramagnétiques et ferromagnétiques qui se traduit par une variation de leur température lorsqu'ils sont soumis à une variation de champ magnétique dans des conditions adiabatiques. La plupart des matériaux magnétocaloriques s'échauffent lorsqu'on les aimante et se refroidissent lorsqu'on les désaimante, on parle d'effet magnétocalorique direct⁵.

L'application d'un champ magnétique au matériau entraîne l'alignement des moments magnétiques selon la direction du champ et donc une diminution de l'entropie magnétique. Si le champ magnétique est appliqué dans des conditions adiabatiques, alors la diminution de l'entropie magnétique va être compensée par une augmentation de l'entropie du réseau qui correspond à une augmentation de l'agitation thermique du système, donc à une augmentation de la température du système. Inversement, le retrait du champ magnétique dans des conditions adiabatiques va conduire à une diminution de la température du système. Ce phénomène est illustré sur la Figure 1.2.

L'effet magnétique est maximal autour de la température de Curie T_C des matériaux magnétiques, qui correspond à la transition de la phase ferromagnétique ou ferrimagné-

5. Il existe néanmoins quelques matériaux qui présentent un effet magnétocalorique inverse [Dupuis, 2009].

tique (état ordonné) à la phase paramagnétique (état désordonné)⁶. On cherche donc à utiliser les matériaux magnéto-caloriques à une température proche de T_C .

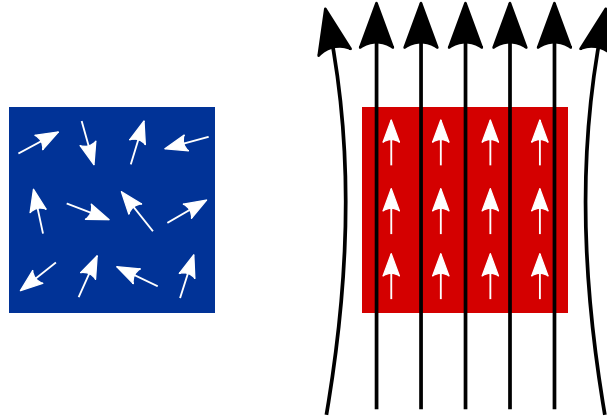


Fig. 1.2 – Schématisation de l'effet magnéto-calorique. À gauche : sans champ magnétique appliqué, les moments magnétiques sont dirigés de façon aléatoire. À droite : Lorsqu'on applique un champ magnétique, les moments magnétiques s'alignent et la température du matériau augmente.

1.3 Approche thermodynamique

1.3.1 Relations principales

Introduction

Un système thermodynamique est caractérisé par des variables d'état. On distingue les variables extensives qui dépendent de la taille du système considéré, des variables intensives qui n'en dépendent pas. Dans le cas d'un matériau magnétique, les variables extensives sont le volume V , l'énergie interne U et l'entropie S . Les variables intensives sont la pression p , la température T et l'amplitude du champ magnétique H (ou de façon équivalente l'amplitude de l'aimantation M). L'énergie interne U est une fonction thermodynamique qui caractérise l'énergie d'un système fermé et l'entropie S caractérise son désordre [Tishin et Spichkin, 2003].

Relations de Maxwell

D'une façon générale, pour un matériau magnétique, l'énergie interne s'écrit :

$$U = U(S, V, M) \quad (1.1)$$

La différentielle de l'énergie interne s'écrit alors :

$$dU = TdS - pdV + \mu_0VHdM \quad (1.2)$$

Pour les systèmes travaillant à pression constante, on utilise préférentiellement comme fonction thermodynamique l'enthalpie libre G (appelée aussi fonction de Gibbs), qui dérive de l'énergie interne :

$$G = U - TS + pV - \mu_0VMH \quad (1.3)$$

6. De façon analogue, un fluide à proximité de son point d'ébullition peut changer d'état avec une faible variation de pression.

La différentielle de l'enthalpie libre s'écrit alors :

$$dG = Vdp - SdT - \mu_0 VMdH \quad (1.4)$$

Les trois variables intensives sont exprimées en fonction de l'enthalpie libre par les équations d'état suivantes :

$$V = \left(\frac{\partial G}{\partial p} \right)_{T,H} \quad (1.5)$$

$$S = - \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_{H,p} \quad (1.6)$$

$$\mu_0 M = - \left(\frac{\partial G}{\partial H} \right)_{T,p} \quad (1.7)$$

Si on utilise H comme variable intensive au lieu de M , on obtient une quatrième équation d'état⁷ :

$$\mu_0 H = - \left(\frac{\partial G}{\partial M} \right)_{T,p} \quad (1.9)$$

En dérivant les Équations (1.5), (1.6) et (1.7) respectivement par rapport à T , M et T on obtient les relations de Maxwell [Bisio *et al.*, 1999] :

$$\left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_{T,H} = - \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_{H,p} \quad (1.10)$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial M} \right)_{T,p} = \mu_0 \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_{M,p} \quad (1.11)$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial H} \right)_{T,p} = \mu_0 \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_{H,p} \quad (1.12)$$

Expression de l'effet magnétocalorique

L'entropie du système ne dépend que des variables intensives :

$$S = S(T, H, p) \quad (1.13)$$

La différentielle de l'entropie s'écrit alors :

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{H,p} dT + \left(\frac{\partial S}{\partial H} \right)_{T,p} dH + \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_{T,H} dp \quad (1.14)$$

Par définition, la capacité calorifique à champ magnétique et pression constante s'écrit :

$$C_{H,p} = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{H,p} \quad (1.15)$$

7. Si on utilise H comme variable intensive, l'Équation 1.2 s'écrit :

$$dU = TdS - pdV + \mu_0 VMdH \quad (1.8)$$

Et l'Équation (1.4) devient :

$$dG = Vdp - SdT - \mu_0 VHdM$$

En utilisant les Équations (1.12) et (1.15), l'Équation (1.14) devient :

$$dS = \frac{C_{H,p}}{T} dT + \mu_0 \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_{H,p} dH + \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_{T,H} dp \quad (1.16)$$

Dans le cas d'un système adiabatique ($dS = 0$) et isobare⁸, l'Équation (1.16) s'écrit :

$$dT = -\frac{T}{C_{H,p}} \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_{H,p} \mu_0 dH \quad (1.17)$$

On voit donc qu'il est possible d'exprimer l'EMC causé par une variation de champ magnétique, en intégrant l'Équation (1.17). De la même façon, si on utilise M comme variable intensive au lieu de H , on obtient :

$$dT = -\frac{T}{C_{M,p}} \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_{M,p} \mu_0 dM \quad (1.18)$$

Si on considère un système non adiabatique, il est possible d'exprimer l'EMC à partir de la variation d'entropie :

$$dT = -\frac{T}{C_{H,p}} dS \quad (1.19)$$

Ensuite, l'EMC est déterminé soit de façon expérimentale (par des mesures directes ou indirectes, présentées dans la section 1.4.2), soit de façon théorique (il faut alors expliciter les fonctions thermodynamiques caractéristiques du matériau par des considérations sur sa structure microscopique).

1.3.2 Modèle des matériaux de Weiss-Debye-Sommerfeld (WDS)

Introduction

On a vu précédemment qu'il était possible de déterminer l'EMC à partir de l'entropie d'un système (Équation (1.19)). C'est pourquoi les modèles de matériaux magnétocaloriques s'intéressent plus particulièrement à cette fonction thermodynamique. Dans le cas général, l'entropie totale d'un matériau magnétique est la somme des contributions des moments magnétiques, du réseau cristallin et des électrons et s'écrit, à pression constante [Tishin, 1990] :

$$S(T, H) = S_{\text{mag}}(T, H) + S_{\text{lat}}(T) + S_{\text{el}}(T) \quad (1.20)$$

Cette décomposition n'est valable que dans le cas du magnétisme localisé⁹ et on suppose que seule l'entropie magnétique est dépendante du champ magnétique. Généralement, on préfère travailler avec des grandeurs massiques, ce qui permet décrire l'Équation (1.20) sous la forme :

$$s(T, H) = s_{\text{mag}}(T, H) + s_{\text{lat}}(T) + s_{\text{el}}(T) \quad (1.21)$$

Dans toute la suite du manuscrit, nous ne travaillerons qu'avec des grandeurs thermodynamiques massiques. La différentielle totale de l'entropie massique s'écrit :

$$ds(T, H) = ds_{\text{mag}}(T, H) + ds_{\text{lat}}(T) + ds_{\text{el}}(T) \quad (1.22)$$

On peut donc décomposer la capacité calorifique massique du matériau sous la forme suivante :

$$c(T, H) = c_{\text{mag}}(T, H) + c_{\text{lat}}(T) + c_{\text{el}}(T) \quad (1.23)$$

8. En pratique cette seconde condition est toujours respectée dans les dispositifs expérimentaux.

9. Donc elle n'est pas valable pour les matériaux du premier ordre, définis dans la section 1.4.

avec c_{mag} , c_{lat} et c_{el} respectivement les contributions des moments magnétiques, du réseau cristallin et des électrons. Il est important de noter que les contributions du réseau cristallin et des électrons à la capacité calorifique totale ont pour effet de réduire l'EMC (voir Équation (1.17)).

Modèle du champ moyen de Weiss

La théorie de Weiss est basée sur l'approximation de champ moyen. Elle consiste à dire que le champ que subit une particule au sein d'un système de N particules en interaction est approximativement la moyenne des champs créés par les autres particules. L'entropie magnétique massique est alors calculée à partir de la relation de Smart [Tishin et Spichkin, 2003] :

$$s_{\text{mag}}(T, H) = k_B \frac{\mathcal{N}_A}{M_x} \left[\ln \frac{\sinh\left(\frac{2J+1}{2J}x\right)}{\sinh\left(\frac{1}{2J}x\right)} - x B_J(x) \right] \quad (1.24)$$

avec k_B la constante de Boltzmann, \mathcal{N}_A la constante d'Avogadro, M_x la masse molaire et $B_J(x)$ la fonction de Brillouin :

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{2J+1}{2J}x\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{1}{2J}x\right) \quad (1.25)$$

Pour un matériau ferromagnétique, x est donné par la relation :

$$x = \frac{M_J \mu_0 H}{k_B T} + \frac{3T_C J}{T(J+1)} B_J(x) \quad (1.26)$$

Et pour un matériau paramagnétique, x est donné par la relation :

$$x = \frac{M_J \mu_0 H}{k_B T} \quad (1.27)$$

avec $M_J = g_J \mu_B J$ le moment magnétique par atome, g_J le facteur de Landé, μ_B le magnétron de Bohr, J le moment cinétique total, H la norme du champ magnétique appliqué, T la température et T_C la température de Curie.

Par définition, la capacité calorifique massique des moments magnétiques vaut :

$$c_{\text{mag}}(T, H) = T \frac{\partial s_{\text{mag}}}{\partial T} \quad (1.28)$$

Enfin, on peut calculer l'aimantation grâce à la relation [Morrish, 1965] :

$$M(x) = \frac{N_s}{M_x} M_J B_J(x) \quad (1.29)$$

avec N_s le nombre d'atomes magnétiques par mole ($N_s = \mathcal{N}_A$ dans le cas d'un matériau magnétique pur et $N_s \leq \mathcal{N}_A$ dans le cas d'un alliage).

Modèle des phonons de Debye

La contribution du réseau cristallin peut être décrite par le modèle de Debye. L'énergie des phonons est calculée en utilisant la fonction de distribution de Planck. L'entropie massique du réseau cristallin s'écrit alors [Tishin et Spichkin, 2003] :

$$s_{\text{lat}}(T) = k_B \frac{\mathcal{N}_A}{M_x} \left[-3 \ln \left(1 - \exp\left(-\frac{T_D}{T}\right) \right) + 12 \left(\frac{T}{T_D}\right)^3 \int_0^{T_D/T} \frac{x^3}{\exp(x) - 1} dx \right] \quad (1.30)$$

La capacité calorifique massique du réseau cristallin est donnée par la relation [Kittel, 2005] :

$$c_{\text{lat}}(T) = 9k_{\text{B}} \frac{\mathcal{N}_{\text{A}}}{M_{\text{x}}} \left(\frac{T}{T_{\text{D}}}\right)^3 \int_0^{T_{\text{D}}/T} \frac{x^4 \exp(x)}{(\exp(x) - 1)^2} dx \quad (1.31)$$

avec k_{B} la constante de Boltzmann, \mathcal{N}_{A} la constante d'Avogadro, M_{x} la masse molaire et T_{D} la température de Debye.

Modèle des électrons de Sommerfeld

La contribution des électrons est décrite par le modèle de Sommerfeld. Ce modèle repose sur l'approximation des électrons libres, *i.e.* l'interaction d'un électron avec les autres est négligée. Cette approximation permet de raisonner sur l'énergie d'un seul électron, calculée en utilisant la fonction de distribution de Fermi-Dirac. L'entropie massique des électrons est alors donnée par la relation [Kittel, 2005] :

$$s_{\text{el}}(T) = \frac{1}{M_{\text{x}}} \gamma T \quad (1.32)$$

avec γ la constante de Sommerfeld exprimée en $\text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-2}$.

La capacité calorifique massique des électrons vaut [Kittel, 2005] :

$$c_{\text{el}}(T) = \frac{1}{M_{\text{x}}} \gamma T \quad (1.33)$$

Pour les métaux, la capacité calorifique massique des électrons est de l'ordre de $10^{-2} \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ à température ambiante, c'est-à-dire négligeable devant la contribution du réseau cristallin et des moments magnétiques.

1.3.3 Propriétés magnétocaloriques du gadolinium

Nous présentons ici les résultats du modèle de Weiss-Debye-Sommerfeld appliqué au gadolinium. Les propriétés physiques utilisées pour la modélisation sont listées dans l'Annexe D. La Figure 1.3 présente l'entropie massique du gadolinium calculée avec le modèle de WDS. Comme attendu, la contribution des électrons est négligeable devant celles des moments magnétiques et du réseau cristallin. Au delà de la température de Curie, l'entropie massique magnétique atteint un plateau. Le gadolinium est alors complètement paramagnétique. On peut noter que la contribution de l'entropie du réseau est comparable à celle des moments magnétiques.

La Figure 1.4 présente la capacité calorifique du gadolinium calculée avec le modèle de WDS. Là encore, la contribution des électrons est négligeable. Il faut noter que la capacité calorifique massique totale est maximale à la température de Curie, à cause de la transition ferromagnétique à paramagnétique. Au delà de la température de Curie, la contribution des moments magnétiques est nulle.

Pour valider le modèle de WDS, la capacité calorifique calculée a été comparée avec des mesures réalisées par Griffel à champ nul [Griffel *et al.*, 1954]. La comparaison des résultats numériques et expérimentaux est présentée sur la Figure 1.5. On observe une bonne corrélation entre le modèle et les mesures, avec toutefois une variation moins brutale autour de la température de Curie pour les résultats expérimentaux.

La Figure 1.6 présente l'évolution de l'aimantation du gadolinium avec la température. On voit que l'aimantation diminue progressivement quand la température augmente, pour tendre asymptotiquement vers 0 au delà de la température de Curie.

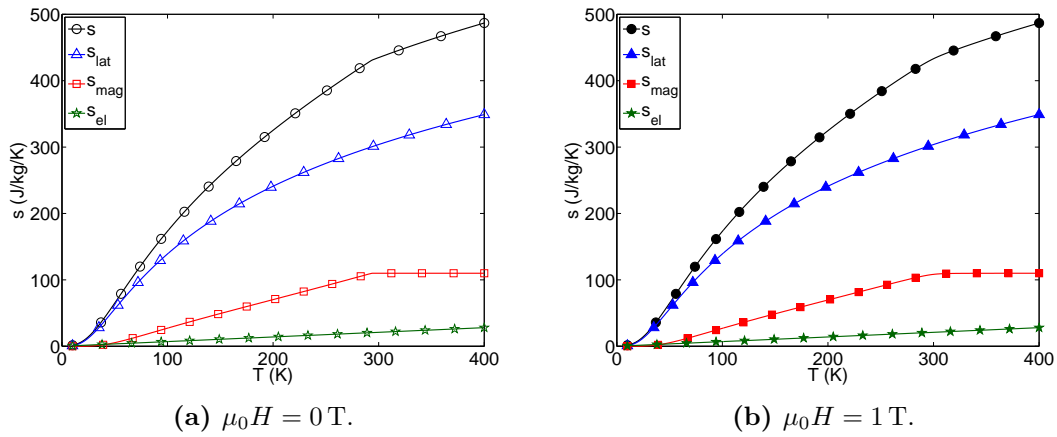


Fig. 1.3 – Entropie massique du Gadolinium calculée avec le modèle de WDS.

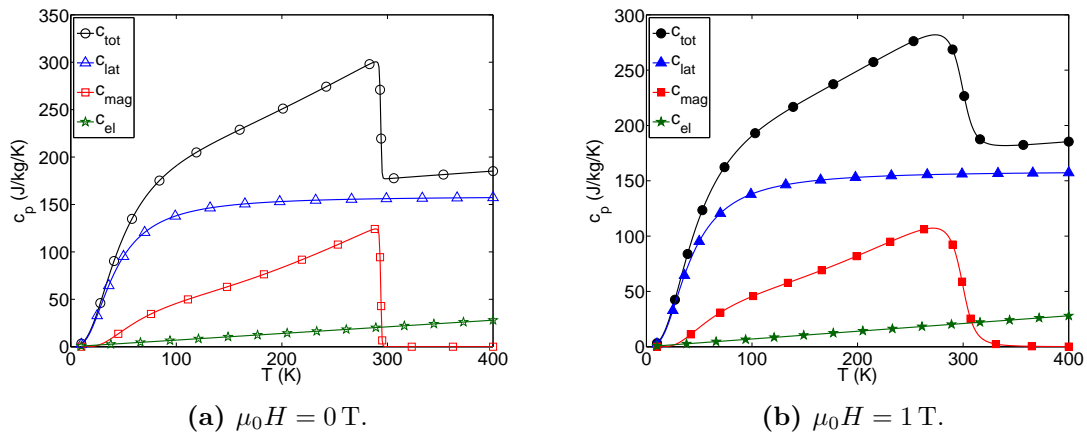


Fig. 1.4 – Capacité calorifique massique du gadolinium calculée avec le modèle de WDS.

La Figure 1.7 montre l'effet magnétocalorique calculé avec le modèle de WDS. On remarque que la variation d'entropie est maximale à la température de Curie, comme expliqué précédemment. Pour une transformation adiabatique, cela se traduit par une variation de température, elle aussi maximale à la température de Curie.

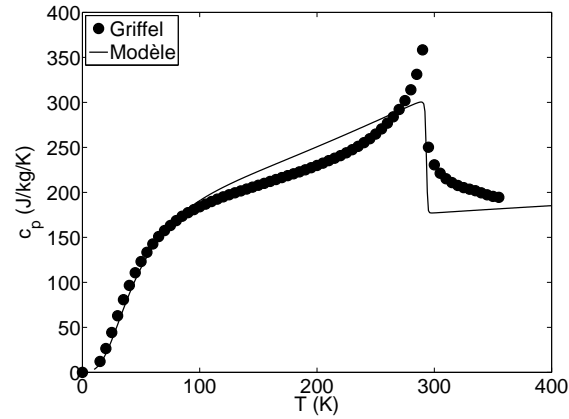


Fig. 1.5 – Comparaison de la capacité calorifique du gadolinium à champ nul déterminée expérimentalement et calculée avec le modèle de WDS.

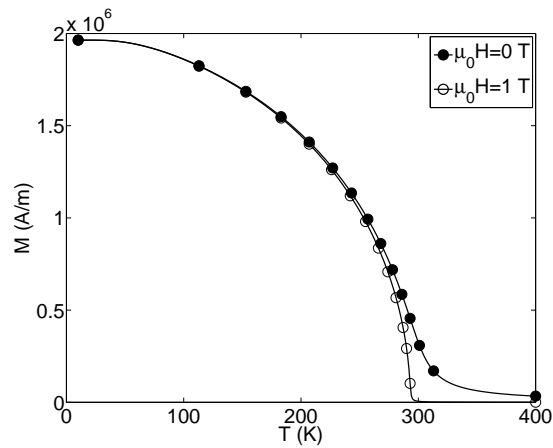


Fig. 1.6 – Aimantation du gadolinium calculée avec le modèle de WDS.

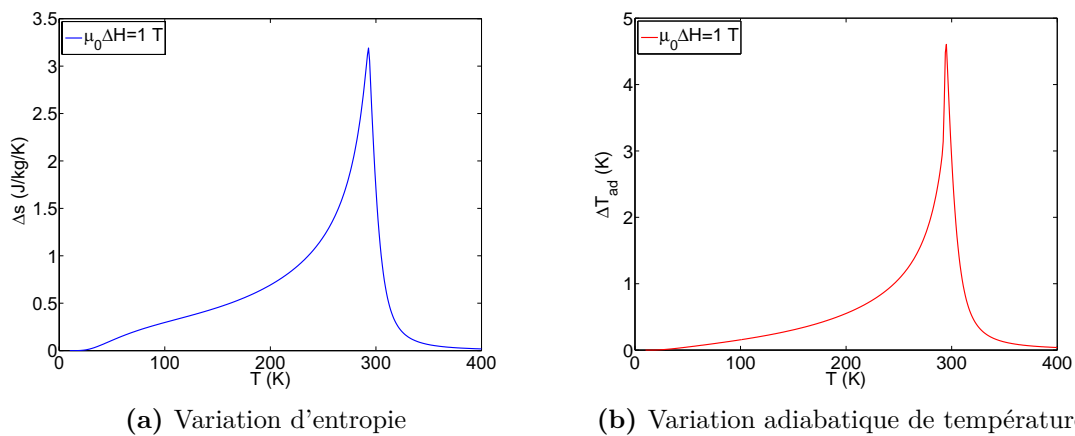


Fig. 1.7 – Effet magnétocalorique du gadolinium calculé avec le modèle de WDS.

1.4 Les matériaux magnétocaloriques

1.4.1 Présentation

Il existe de nombreux matériaux magnétocaloriques, que l'on classe en deux catégories : les matériaux du premier ordre qui présentent une aimantation qui évolue de façon brutale avec la température et les matériaux du second ordre pour lesquels la variation est plus douce. Les matériaux du premier ordre conduisent donc à des variations d'entropie importantes mais sur une faible plage de température, comme illustré sur la Figure 1.8. A l'inverse, les matériaux du second ordre ont des variations d'entropie plus faibles mais sur une large plage de température.

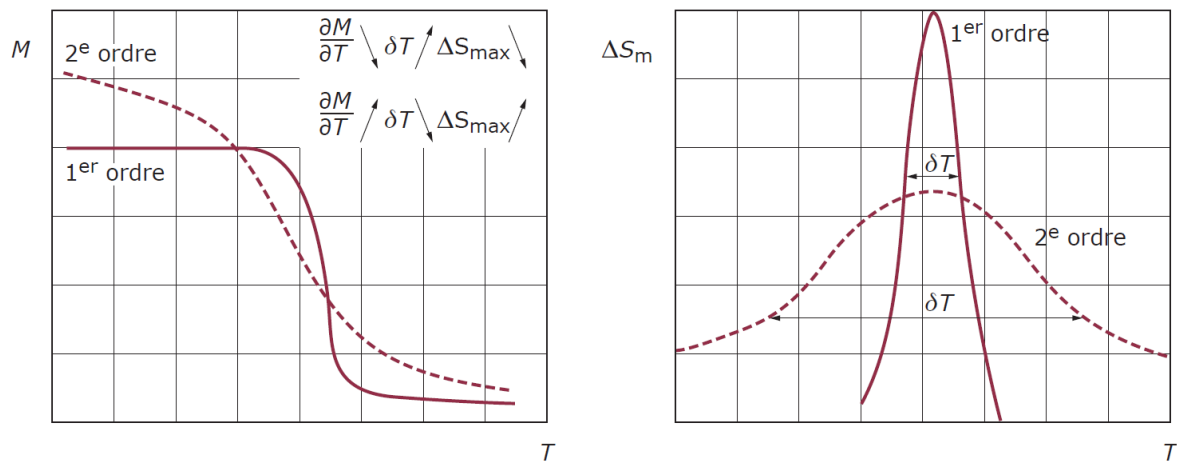


Fig. 1.8 – Transition de phase et variation de l'entropie en fonction du type de matériau [Lebouc *et al.*, 2005].

1.4.2 Caractérisation des matériaux magnétocaloriques

Nous avons vu précédemment comment il était possible de modéliser les propriétés des matériaux magnétocaloriques. Ici nous présentons les méthodes de détermination expérimentale de l'EMC. On peut diviser les mesures d'EMC en deux grandes catégories : les méthodes directes et les méthodes indirectes. Les méthodes directes consistent à mesurer la variation de température d'un matériau soumis à une variation de champ magnétique. Avec les méthodes indirectes, l'EMC et la variation d'entropie sont déterminés à partir de mesures d'aimantation ou de capacité calorifique¹⁰.

Mesures directes

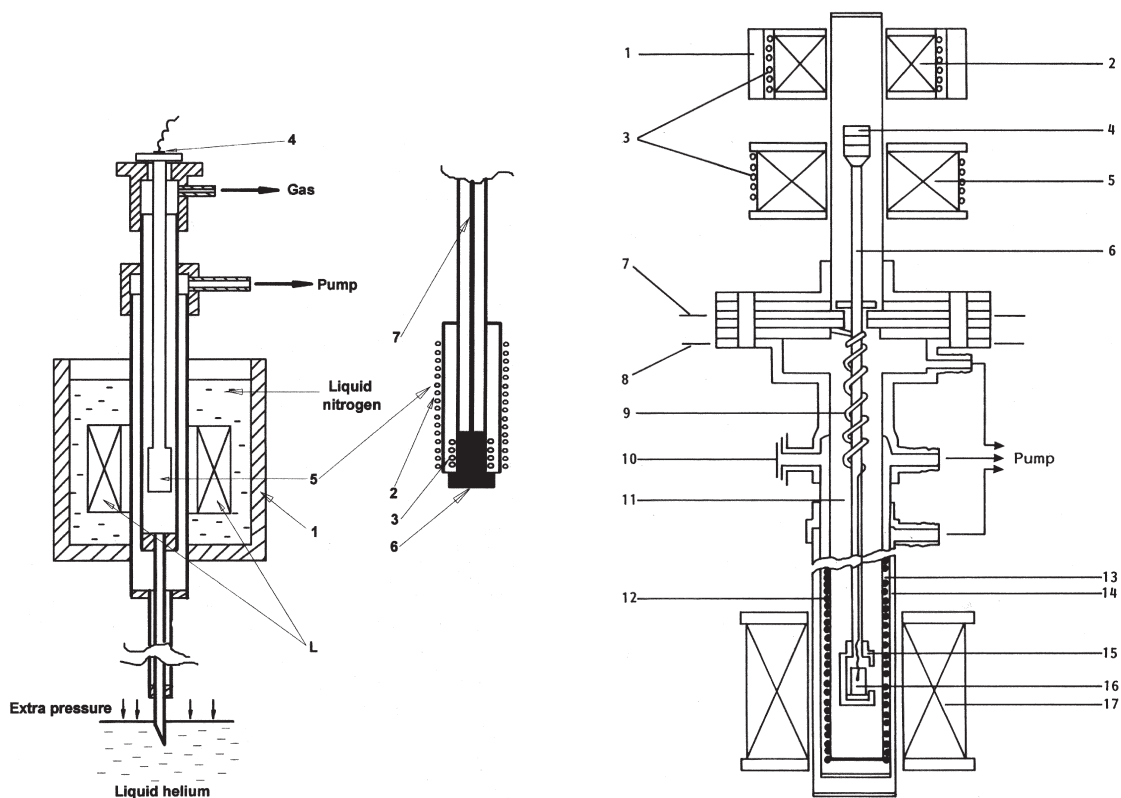
La méthode la plus évidente de mesure de l'EMC est la mesure directe de la variation de température ΔT_{ad} d'un matériau soumis à une variation de champ magnétique ΔH . On distingue deux techniques de mesure, les mesures à champ magnétique pulsé (proposées par Weiss et Forer [Weiss et Forrer, 1926]) et les mesures à champ magnétique statique (proposées par Nikitin *et al.* [Nikitin *et al.*, 1985]).

Dans les mesures pulsées, un champ magnétique alternatif est appliqué, avec des variations de l'ordre de $1 \text{ T} \cdot \text{s}^{-1}$ et la variation de température du matériau est mesurée avec un thermocouple. Un dispositif de mesure pulsée est présenté sur la Figure 1.9a.

¹⁰. Il faut noter qu'il existe d'autres méthodes de mesure de l'EMC moins courantes, qui ne sont pas présentées ici.

Un échantillon parallélépipédique de matériau est placé sur un porte-échantillon, avec un thermocouple placé à l'intérieur de l'échantillon. Ce dispositif a une précision de 8-15% selon la plage de température de mesure. Si des faibles champs magnétiques (jusqu'à 2 T) sont atteignables en quelques secondes grâce à un électro-aimant, les champs plus élevés nécessitent l'utilisation de bobines supraconductrices et il faut généralement plusieurs minutes pour atteindre le champ maximal. Durant ce temps, des pertes thermiques surviennent et la mesure d'EMC est faussée. C'est pour pallier à cette limitation que les mesures à champ magnétique statique ont été développées.

Dans les mesures statiques, c'est l'échantillon qui est placé rapidement dans un champ magnétique statique. Initialement, l'échantillon est placé à l'extérieur de la bobine supraconductrice et sa température est mesurée. La bobine est alimentée, puis quand le champ magnétique a atteint la valeur désirée, l'échantillon est déplacé rapidement au centre de la bobine (il faut environ 1 s) et sa température est mesurée. Un exemple de dispositif de mesure statique est présenté sur la Figure 1.9b. Il permet de caractériser des matériaux magnéto-caloriques pour des champs élevés (jusqu'à 6,6 T) et pour une large gamme de température (de 4,2 K à 300 K). Selon Tishin ce dispositif a une précision proche de 10% [Tishin et Spichkin, 2003].



(a) par champ pulsé : (1) enceinte adiabatique; (2) résistance de chauffage; (3) bobine de mesure de champ; (4) alimentation de la chambre à vide; (5) porte échantillon; (6) échantillon + porte échantillon; (7) fil; (L) bobine à courant pulsé [Dan'kov *et al.*, 1997]

(b) par champ statique : (1) aimant ferrite; (2) bobine; (3) système de refroidissement; (4) aimants SmCo_5 ; (5) bobine; (6) canne; (7) joint en Téflon; (8) flasque; (9) fils; (10) arrivée de chaleur; (11) chambre à vide; (12) résistance de chauffage; (13) (14) joints d'étanchéité; (15) porte échantillon; (16) échantillon; (17) bobine supraconductrice [Tishin et Spichkin, 2003]

Fig. 1.9 – Dispositifs expérimentaux de mesure directe de l'EMC.

Mesures magnétiques

Les mesures sont réalisées à l'aide d'un magnétomètre à extraction semblable à celui représenté sur la Figure 1.10. L'échantillon à caractériser est placé au centre d'une bobine supraconductrice. Une bobine de mesure placée autour de l'échantillon permet de mesurer la valeur de l'aimantation M de l'échantillon. Cette méthode est très précise et permet d'obtenir des résultats avec une précision de 0,5% [Foldeaki *et al.*, 1995]. C'est la méthode la plus couramment utilisée. Pour les matériaux du second ordre, on réécrit la première relation de Maxwell sous sa forme intégrale et on obtient la relation de Maxwell-Weiss¹¹ :

$$\Delta s_{\text{mag}} = \frac{1}{\rho} \int_0^H \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_H \mu_0 dH \quad (1.34)$$

Pour des mesures d'aimantation réalisées avec des écarts de température discrets, la variation d'entropie magnétique peut être approximée par [McMichael *et al.*, 1993] :

$$\Delta s_{\text{mag}} = \frac{1}{\rho} \sum_i \frac{M_{i+1} - M_i}{T_{i+1} - T_i} \mu_0 \Delta H_i \quad (1.35)$$

L'EMC est ensuite calculé en utilisant l'Équation (1.19) sous sa forme intégrale :

$$\Delta T_{\text{ad}} = -\frac{T}{c_{H,p}} \Delta s_{\text{mag}} \quad (1.36)$$

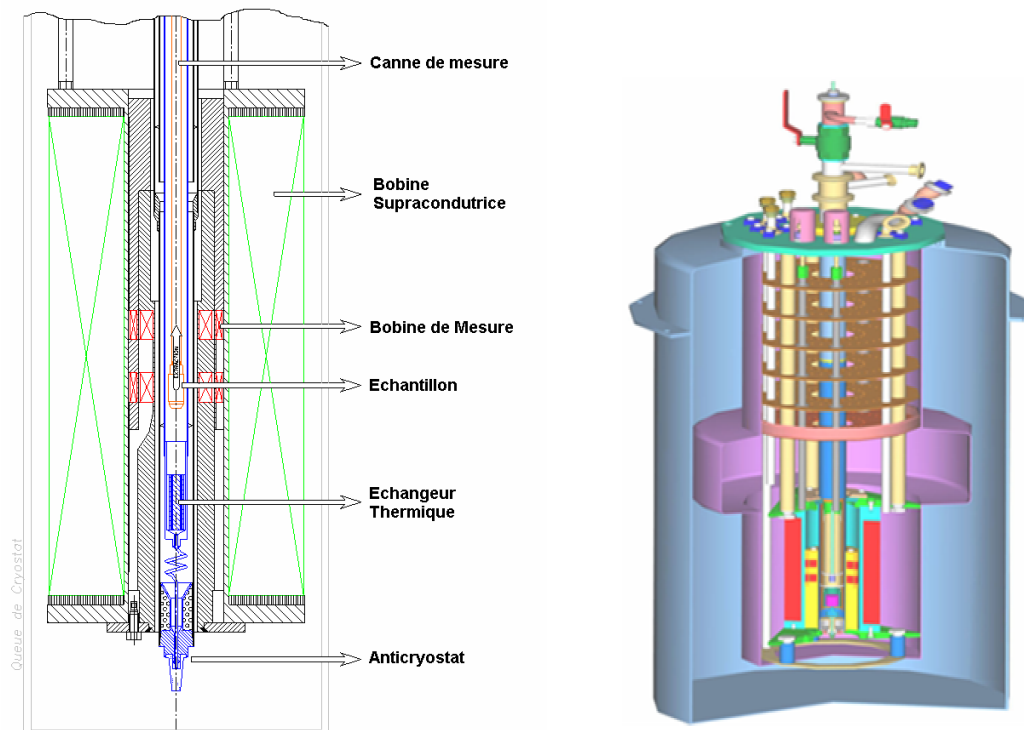


Fig. 1.10 – Schéma du magnétomètre à extraction réalisé à l'Institut Néel [Allab, 2008].

11. Les matériaux du premier ordre ont une aimantation qui présente une discontinuité au voisinage de leur température de transition, il n'est donc pas possible de calculer la dérivée de l'aimantation pour ces matériaux.

Mesures calorimétriques

La variation adiabatique de température et la variation d'entropie d'un matériau peuvent être déterminées à partir de la mesure de sa capacité calorifique. Cette méthode a été proposée par Brown dans les années 1970 [Brown, 1976]. Une des méthodes couramment utilisées est la “*heat pulsed calorimetry*”, qui consiste à placer un échantillon de matériau de température initiale T_i dans une enceinte adiabatique sous un champ magnétique H (voir Figure 1.11). Ensuite l'échantillon reçoit une quantité de chaleur par unité de masse Δq (exprimée en $[\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}]$), le chauffage étant réalisé par l'enroulement d'un conducteur électrique autour de l'échantillon.

La capacité calorifique massique peut alors être calculée selon la relation :

$$c(T_i, H) = \frac{\Delta q}{\Delta T} \quad (1.37)$$

L'entropie massique totale du matériau est donnée par la relation :

$$s(T, H) = \int_0^T \frac{c(T, H)}{T} dT + s_0 \quad (1.38)$$

avec s_0 l'entropie massique à $T = 0 \text{ K}$, qui est supposée nulle dans la plupart des cas [Foldeaki *et al.*, 1997].

En pratique, les mesures débutent toujours à une température T_1 supérieure à 0 K . Le calcul de l'entropie massique à partir des mesures calorimétriques se fait alors grâce à la relation [Pecharsky et Gschneidner Jr., 1999] :

$$s(T, H) = \frac{1}{2} \left(c(T_1, H) + \sum_{i=1}^{n-1} \left[\left(\frac{c(T_i, H)}{T_i} + \frac{c(T_{i+1}, H)}{T_{i+1}} \right) (T_{i+1} - T_i) \right] \right) \quad (1.39)$$

avec $c(T_1, H)$ la contribution à la capacité calorifique massique du matériau pour 0 K et n le nombre de points de mesure entre T_1 et T . On en déduit la variation d'entropie massique du matériau soumis à une variation de champ magnétique $\Delta H = H_2 - H_1$:

$$\Delta s(T, \Delta H) = s(T, H_2) - s(T, H_1) \quad (1.40)$$

Enfin, l'EMC est calculé en utilisant l'Équation (1.36). Cette méthode est très précise et permet d'obtenir des mesures avec une erreur de l'ordre de 0,5% [Pecharsky et Gschneidner Jr., 1999].

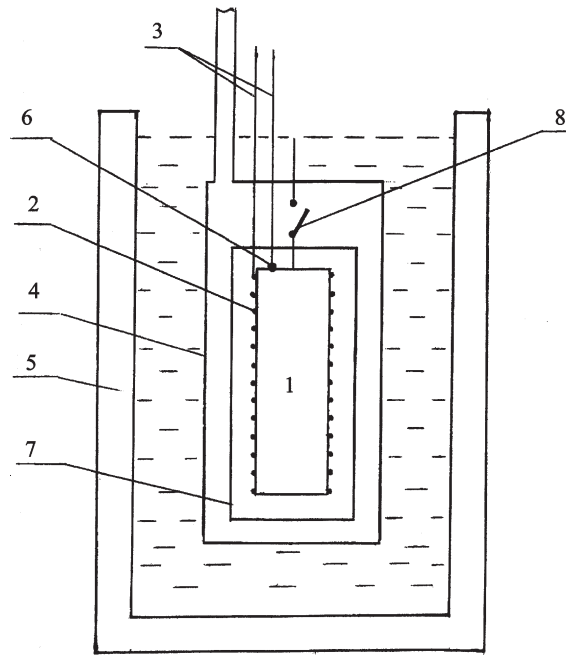


Fig. 1.11 – Schéma du dispositif de mesure calorimétrique pulsé : (1) échantillon ; (2) résistance de chauffage ; (3) fils ; (4) chambre à vide ; (5) cryostat ; (6) thermocouple ; (7) enceinte adiabatique ; (8) commutateur de chaleur [Tishin et Spichkin, 2003].

1.4.3 Principaux matériaux magnétocaloriques

Il existe un très grand nombre de matériaux magnétocaloriques qui ont été étudiés depuis la découverte de l'EMC géant. La revue écrite par Gschneidner Jr. et Pecharsky recense près de 200 matériaux [Gschneidner Jr. *et al.*, 2005]. Nous nous limiterons ici à présenter les matériaux les plus prometteurs pour des applications à température ambiante. On distingue six grandes familles de matériaux magnétocaloriques [Tishin et Spichkin, 2003] :

- Les métaux 3d et leurs alliages : Fe, Ni, Co, MnAs, MnP, MnFePAs, FeRh, MnCu, ...
- Les oxydes : MnFeCrO, GdFeO, GdGaO, HoAlO, LaCaMnO, ...
- Les composés intermétalliques : DyAl, GdRh, TmCu, ErNi, LaFeSi, HoCo, ...
- Les composés terres rares-métalloïdes : GdSb, PrCoSi, GdGeSi, ...
- Les terres rares et leurs alliages : Gd, Dy, TbY, ErPr, TbDy, ...
- Les amorphes : GdFe, GdNi, DyFe, FeZr, ...

Pour chaque famille de matériaux, il peut y avoir plusieurs stoechiométries différentes et plusieurs substitutions sont possibles. Ces modifications chimiques ont comme intérêt l'augmentation ou la diminution de la température de transition pour l'approcher de l'ambiante et l'augmentation de l'effet magnétocalorique [Pecharsky et Gschneidner Jr., 1997]. Pour être intéressant un matériau magnétocalorique doit posséder plusieurs caractéristiques. Tout d'abord le matériau doit présenter des propriétés magnétocaloriques intéressantes :

- une température de Curie T_C proche de la température ambiante
- une grande variation d'entropie massique Δs et de température ΔT_{ad} pour des variations de champ modestes

- une large variation d'entropie et de température¹² δT_{FWHM} (*full-width at half-maximum*) comme illustré sur la Figure 1.12

Cette dernière propriété est souvent remplacée par le calcul du RCP (*Relative Cooling Power*) qui caractérise l'énergie que peut fournir (respectivement absorber) un matériau magnétocalorique [Gschneidner Jr. et Pecharsky, 2000]. Le RCP a été défini par Gschneidner Jr. et Pecharsky comme :

$$\text{RCP}(s) = -\Delta s(\text{max}) \times \delta T_{FWHM} \quad (1.41)$$

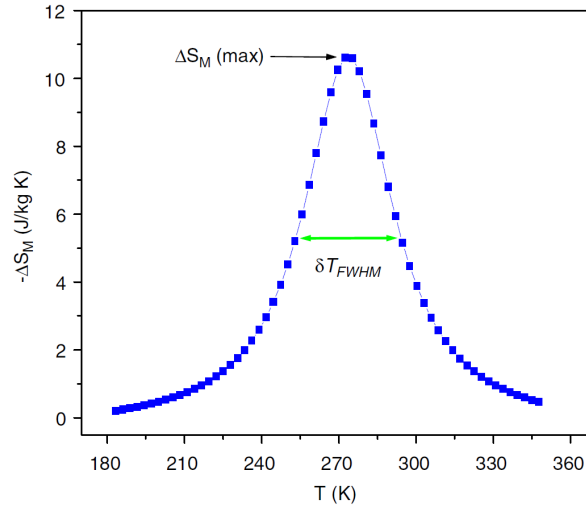


Fig. 1.12 – Exemple de calcul du RCP pour le $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.25}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$ [Phan et Yu, 2007].

Le matériau doit aussi avoir d'autres propriétés physiques intéressantes :

- faibles hystérésis thermiques et magnétiques
- résistivité électrique élevée (pour limiter les pertes joules)
- bonne conductivité thermique (pour améliorer les transferts thermiques avec le fluide caloporteur)

Par ailleurs, le matériau doit répondre aux contraintes de fabrication et de fonctionnement :

- facilité d'élaboration (pureté du minerai)
- facilité de mise en forme (malléable et ductile)
- résistant (corrosion, oxydation, contraintes mécaniques)
- non toxique

Enfin, le matériau doit présenter des caractéristiques technico-économiques intéressantes :

- abondance
- faible coût

Gschneidner Jr. et Pecharsky ont fait une synthèse des matériaux les plus prometteurs en prenant en compte 13 critères de comparaison parmi ceux présentés ci-dessus [Gschneidner Jr. *et al.*, 2005]. Cette synthèse est présentée sur la Figure 1.13. Le matériau de référence est le gadolinium car il possède un EMC important autour de la température ambiante. Il a l'avantage d'être facile à mettre en forme mais son prix très élevé et

¹². Il est toutefois possible de compenser un pic d'entropie étroit par l'utilisation d'un matériau multicouches dont la température de Curie varie spatialement.

sa faible abondance ne permettent pas de l'envisager pour des applications industrielles. Certaines propriétés ne sont pas encore connues, mais on peut déjà conclure que les composés les plus prometteurs sont actuellement la famille des $\text{LaFe}_{13-x}\text{Si}_x$, qui font l'objet de récentes études [Rosca, 2010]. D'autres matériaux ont des propriétés magnétocaloriques intéressantes mais ils présentent tous des inconvénients notoires : les matériaux MnAs sont hautement toxiques [Dupuis, 2009], les matériaux $\text{Gd}_5(\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x})_4$ présentent une hystérésis importante, les matériaux LaFeSi ont une résistance mécanique faible, ...

Table 3 – Advantages and disadvantages of various near room temperature magnetic refrigerant materials							
Factor	Gd	Gd ₅ T ₄	RMnO ₃	LaFeSi	MnAs	FeMnPAs	Ni ₂ MnGa
Raw material costs	0	–	++	++	++	++	+
Preparation	0	–	--	–	--	--	--
Vapor pressure	0	0	0	0	--	--	0
Fabrication (sheet)	0	–	–	–	–	–	–
≥1 kg production	0	0	?	0	?	?	?
MCE, ΔS_m	0	++	–	+	+	+	+
MCE, ΔT_{ad}	0	+	–	–	–	0	–
Refrigeration capacity	0	+	?	+	?	+	?
Hysteresis	0	--	0	–	–	–	--
Time dependence of ΔT_{ad}	0	–	?	–	?	?	?
Environmental concerns	0	0	0	0	--	–	0
Corrosion	0	++	?	–	?	?	0
Friability	0	–	?	–	?	–	–

Elemental Gd is taken as the baseline.

Fig. 1.13 – Comparatif de matériaux magnétocaloriques ($T = \text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$) [Gschneidner Jr. et Pecharsky, 2008].

En plus d'une comparaison relative des matériaux entre eux, il est intéressant de connaître la valeur des différentes propriétés des matériaux. En particulier le prix des matériaux permet de les comparer au coût des autres composants des systèmes de réfrigération magnétique. Des valeurs recensées par Bruck sont données sur la Figure 1.14.

Material	T range K	ΔS_{max} (2 T) J kg ⁻¹ K ⁻¹	ΔT (2 T) K	T_c K	Costs €/kg	Density 10 ³ kg m ⁻³	Reference
Gd	270–310	5	5.8 ^d	293	20	7.9	[3]
Gd ₅ Ge ₂ Si ₂	150–290	27	6.6 ^d	272	60	7.5	[21, 25]
La(Fe,Si)H	180–320	19	7 ^c	300	8	7.1	[47]
MnAs	220–320	32	4.1 ^d	287	10	6.8	[62, 64]
MnNiGa	310–350	15	2 ^c	317	10	8.2	[71]
MnFe(P,As)	150–450	32	6 ^d	292	7	7.3	[89]

^d means direct measurement ^c is calculated from a combination of measurements.

Note: The costs may strongly fluctuate due to market demands and quality of starting materials.

Fig. 1.14 – Propriétés de certains matériaux magnétocaloriques [Bruck, 2005].

1.5 Conclusion

Ce chapitre a introduit les définitions et notions de base nécessaires à la compréhension de la réfrigération magnétique. Comme pour tout système frigorifique, il est nécessaire de bien comprendre les notions thermodynamiques sous-jacentes. Les matériaux magnétocaloriques (du second ordre et leurs alliages) sont le plus souvent modélisés avec le modèle de Weiss-Debye-Sommerfeld. Ce modèle est couramment utilisé lorsque qu'un matériau n'a pas été caractérisé ou que les mesures sont incohérentes. Cependant, pour les matériaux du premiers ordre, ce modèle n'est pas valide et il faut utiliser d'autres modèles (par exemple celui de Bean Rodbell [Bean et Rodbell, 1962]).

Nous avons vu qu'il existe trois méthodes principales pour la caractérisation des matériaux magnéto-caloriques : les mesures directes, les mesures magnétiques et les mesures calorimétriques. Ces trois méthodes de caractérisation sont utilisées dans différents laboratoires. Cependant, Russek a soulevé un problème important lors de la conférence Thermag IV : selon les laboratoires, les valeurs mesurées pour un même matériau peuvent être très différentes. Il est donc nécessaire de faire converger les méthodes de mesures à l'avenir pour disposer de caractérisations fiables.

Nous avons présenté succinctement les matériaux magnéto-caloriques les plus propices à des applications à température ambiante. Si le gadolinium reste le matériau de référence, son coût élevé et sa faible abondance ne permettent pas de l'envisager pour une production industrielle de systèmes de réfrigération magnétique. La recherche sur les nouveaux matériaux magnéto-caloriques reste très active et quelques matériaux semblent d'ores et déjà très prometteurs, notamment les LaFeSiH .

Si la découverte de nouveaux matériaux semble nécessaire pour assurer la viabilité économique de la réfrigération magnétique, la conception des systèmes de réfrigération magnétique reste un point clef de leur performance. Nous verrons dans le prochain chapitre comment utiliser l'effet magnéto-calorique pour réaliser des systèmes de réfrigération et comment caractériser leur performance.

Chapitre 2

Les systèmes de réfrigération magnétique

Sommaire

2.1	Introduction	29
2.2	Composition et fonctionnement	29
2.2.1	Composition	29
2.2.2	Fonctionnement	30
2.2.3	Les cycles de réfrigération magnétique	33
2.3	Revue des prototypes à température ambiante	37
2.3.1	Prototype de Brown (1976-1978)	38
2.3.2	Prototype de Barclay et Steyert (1978-1983)	40
2.3.3	Prototype de Kirol et Dacus (1988)	40
2.3.4	Prototype de Green <i>et al.</i> (1990)	41
2.3.5	Prototype de Zimm <i>et al.</i> (1998)	42
2.3.6	Prototype de Hirano <i>et al.</i> (2002)	44
2.3.7	Prototype de Rowe <i>et al.</i> (2002-2006)	44
2.3.8	Prototype de Okamura <i>et al.</i> (2006-2007)	45
2.3.9	Prototype de Zimm <i>et al.</i> (2007-2010)	47
2.3.10	Prototype de Balli <i>et al.</i> (2010)	49
2.3.11	Comparaison	49
2.4	Critères de performance	51
2.4.1	Critère de Russek et Zimm	51
2.4.2	Critère de Nikly et Muller	53
2.4.3	Critère de Bjørk <i>et al.</i>	55
2.4.4	Critère de Rowe	58
2.4.5	Définition de nouveaux critères	60
2.5	Conclusion	63

Résumé

Ce chapitre présente les systèmes de réfrigération magnétique. Les éléments constitutifs des systèmes de réfrigération magnétique sont décrits et leur principe de fonctionnement est détaillé. Une revue (non exhaustive) des prototypes de réfrigération magnétique à température ambiante est donnée. Enfin, les critères de performance généralement utilisés pour caractériser les systèmes de réfrigération magnétique font l'objet d'une analyse critique et de nouveaux critères sont proposés.

2.1 Introduction

L'effet magnétocalorique, introduit dans le chapitre précédent, est à la base des systèmes de réfrigération magnétique. Mais sa mise en oeuvre au sein de machines frigorifiques est complexe car elle fait appel à plusieurs domaines de la physique fortement couplés (magnétisme, thermique, hydraulique, ...). Le fonctionnement général des systèmes de réfrigération magnétique est similaire à celui des systèmes de réfrigération conventionnels mais les phases de compression et de détente de gaz sont remplacées par l'aimantation et la désaimantation d'un matériau magnétocalorique.

2.2 Composition et fonctionnement

2.2.1 Composition

Les systèmes de réfrigération magnétique sont composés de différents éléments représentés sur la Figure 2.1. Le coeur des systèmes de réfrigération magnétique est constitué par un bloc de matériau magnétocalorique. Soumis à un champ variable, le matériau va successivement s'échauffer et se refroidir. Le champ magnétique variable peut être créé par un électro-aimant alimenté par un courant variable, par une bobine supraconductrice, ou encore par le déplacement d'une structure d'aimants permanents. Nous verrons au Chapitre 4 que c'est cette troisième solution qui est la plus adaptée pour des applications autour de la température ambiante.

La chaleur ainsi dégagée (respectivement absorbée) est transportée grâce à un fluide caloporteur¹ vers un échangeur thermique et cédée à la source chaude (respectivement prélevée à la source froide). Enfin, une pompe (ou des pistons) est nécessaire pour déplacer le fluide caloporteur.

1. N.B. : Les ferrofluides constituent une alternative à l'utilisation d'un fluide caloporteur. En effet un ferrofluide magnétocalorique joue à la fois le rôle de matériau magnétocalorique et celui de fluide caloporteur. C'est lui qui échange directement avec les sources chaude et froide. Cependant l'utilisation de ferrofluides aboutit à des agglomérats de particules qu'il faut empêcher pour ne pas réduire les performances du système. Mais surtout, les performances théoriques des systèmes de réfrigération avec un ferrofluide sont faibles en comparaison des performances des systèmes utilisant un matériau magnétocalorique sous forme solide (25 à 50% du rendement de Carnot contre 75%) [Rosensweig, 2006].

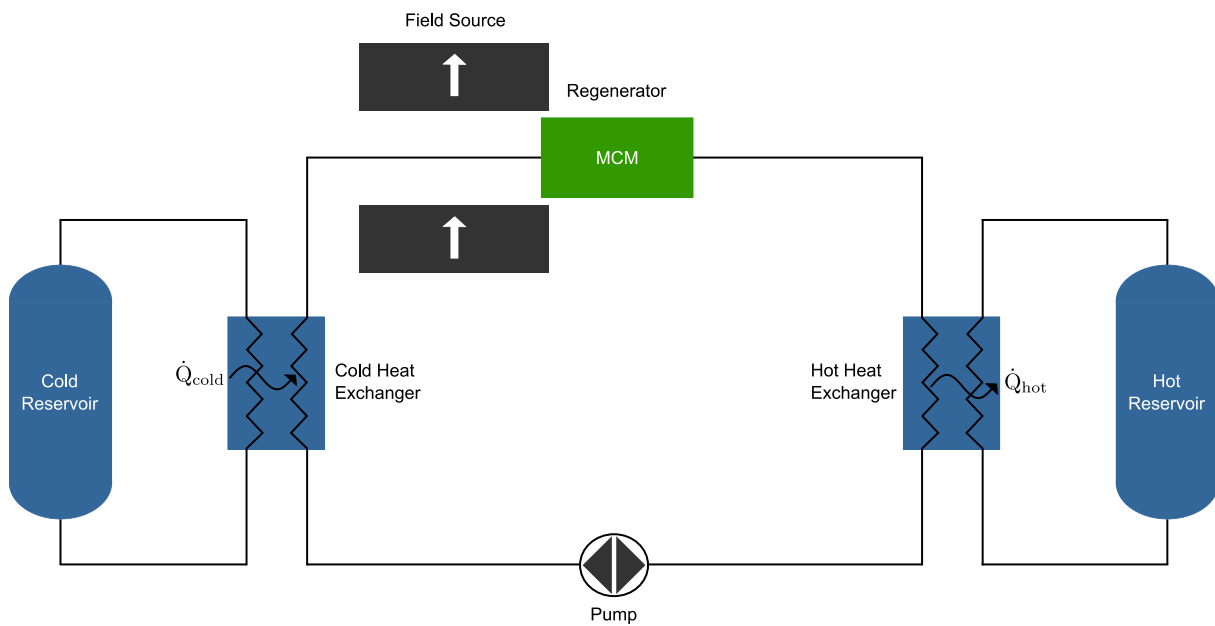


Fig. 2.1 – Composition d'un système de réfrigération magnétique.

2.2.2 Fonctionnement

Différentes phases d'un cycle

Les cycles de réfrigération magnétique sont composés de quatre phases qui peuvent se chevaucher selon le cycle utilisé :

1. L'aimantation du matériau magnéto-calorique qui entraîne une augmentation de sa température.
2. L'écoulement du fluide caloporteur qui extrait une partie de la chaleur du matériau magnéto-calorique pour la céder à la source chaude.
3. La désaimantation du matériau magnéto-calorique qui entraîne une diminution de sa température.
4. L'écoulement du fluide caloporteur prélève de la chaleur à la source froide pour la céder au matériau magnéto-calorique.

Ces quatre phases sont équivalentes aux phases d'un cycle thermodynamique classique (compression d'un gaz, rejet de chaleur à la source chaude, détente du gaz, absorption de chaleur de la source froide). Ces quatre phases peuvent se superposer et être réalisées selon différents cycles thermodynamiques qui seront présentés dans la Section 2.2.3.

Système linéaire/rotatif

Les phases d'aimantation et désaimantation sont assurées par la génération d'un champ variable dans le matériau magnéto-calorique. Pour des applications à température ambiante, la génération de ce champ est réalisée par le déplacement relatif d'une structure à aimants par rapport au matériau magnéto-calorique. Il est possible de réaliser deux types de mouvement, un mouvement linéaire (alternatif) ou un mouvement de rotation, illustrés sur la Figure 2.2 [Brown, 1981]. S'il existe des systèmes de réfrigération magnétique des deux types, les systèmes rotatifs sont préférables pour plusieurs raisons. Premièrement ces systèmes ont généralement un encombrement plus réduit par rapport aux systèmes linéaires. Deuxièmement, les structures rotatives canalisent souvent mieux le flux magnétique que les structures linéaires. Enfin, avec des structures rotatives, il est envisageable

de réaliser un mouvement à vitesse constante, ce qui est favorable à la réduction des dissipations de l'énergie.

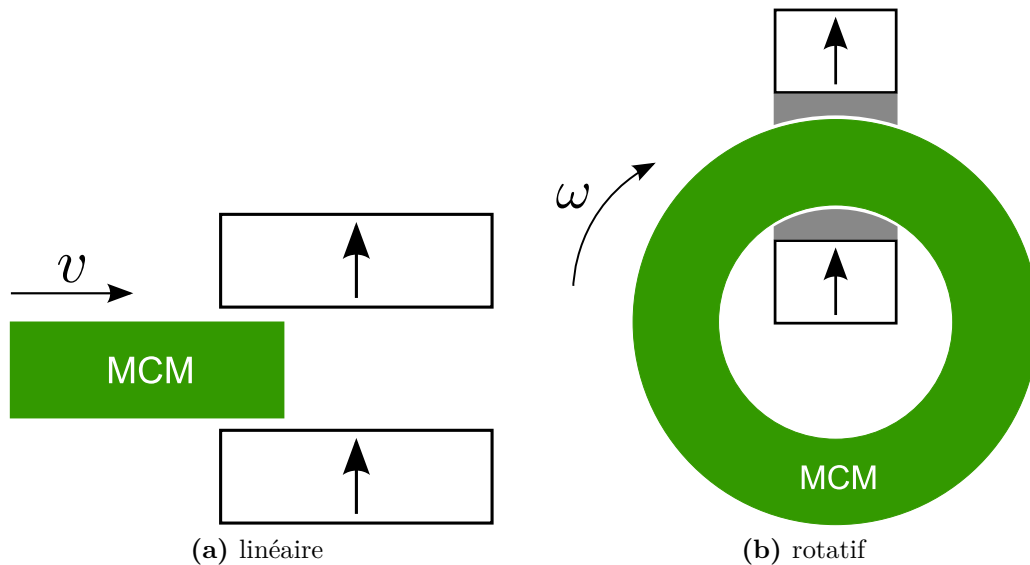


Fig. 2.2 – Les deux grandes familles de systèmes de réfrigération magnétique.

Déplacement du régénérateur/de la structure d'aimants

La génération du champ variable peut se faire par le déplacement du régénérateur ou de la structure d'aimants. D'un point de vue énergétique, il semble plus favorable de déplacer les régénérateurs, dont la masse est en général plus faible que celle des structures d'aimants. Mais en pratique il est souvent préférable de déplacer la structure d'aimants et de garder le régénérateur fixe, pour éviter les problèmes d'étanchéité du circuit hydraulique raccordé au régénérateur. De plus, les régénérateurs mobiles entraînent une partie du liquide chaud dans le circuit hydraulique froid (et *vice versa*) ce qui diminue l'efficacité du régénérateur.

Transferts thermiques

Comme expliqué précédemment, il est nécessaire de faire circuler un fluide caloporteur au contact du MCM pour extraire la chaleur dégagée et apporter la chaleur à absorber. Il existe différents moyens d'assurer les transferts thermiques du régénérateur vers les sources chaudes et froides [Nikly et Muller, 2007].

- La première méthode repose sur l'utilisation de deux circuits hydrauliques distincts, l'un relié à la source chaude et l'autre à la source froide et de déplacer le régénérateur d'un circuit à l'autre (voire Figure 2.3). Cependant, cette méthode nécessite l'utilisation de joints mobiles pour garantir l'étanchéité du système, qui sont extrêmement complexes à réaliser. Elle présente aussi l'inconvénient majeur d'avoir des pertes thermiques dues au fluide chaud "emprisonné" dans le régénérateur et déplacé dans le circuit hydraulique froid et *vice versa*.
- La seconde méthode consiste à faire circuler un fluide oscillant dans un unique circuit hydraulique reliant la source chaude et la source froide au régénérateur (voir Figure 2.4). Le principal inconvénient d'un tel système est sa limitation en fréquence puisque chaque particule de fluide doit transiter de la source froide jusqu'à la source

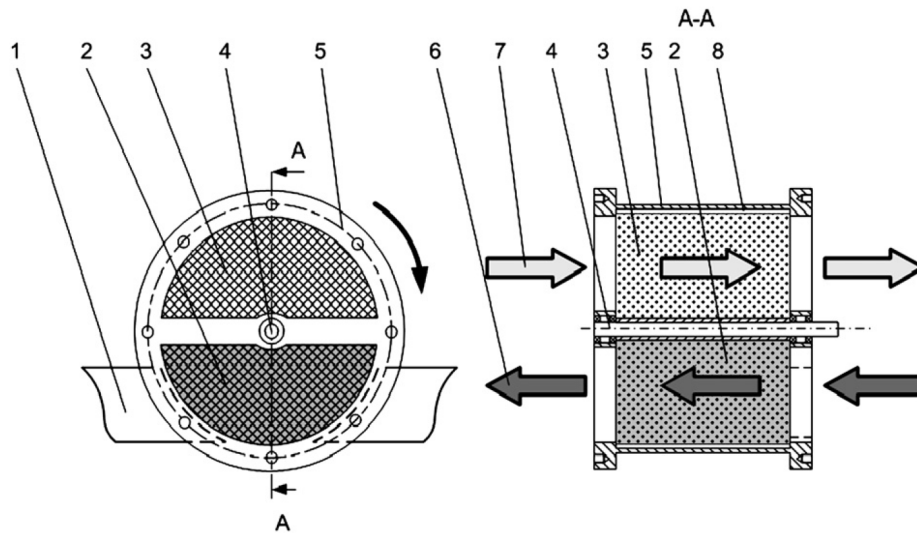


Fig. 2.3 – Double circuit hydraulique utilisé par Sarlah *et al.* : (1) aimant ; (2) rotor magnéto-calorique (partie chaude) ; (3) rotor magnéto-calorique (partie froide) ; (4) axe de rotation ; (5) fourreau + flasque ; (6) fluide chaud ; (7) fluide froid ; (8) espace entre le fourreau et le rotor [Sarlah *et al.*, 2006].

chaude, en passant par le régénérateur puis revenir à sa position de départ au cours de chaque cycle².

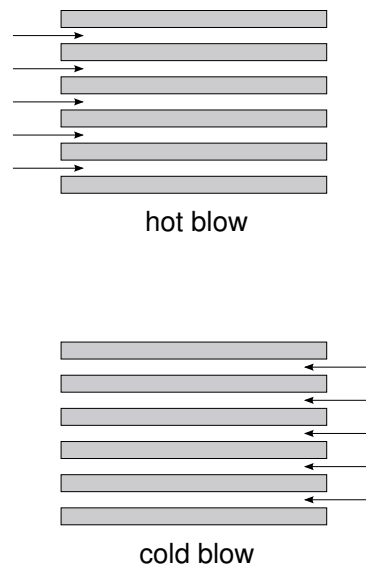


Fig. 2.4 – Système à fluide oscillant.

- Une troisième méthode a été proposée par Cooltech Applications [Vasile et Muller, 2006]. Elle repose sur l'utilisation de deux circuits hydrauliques distincts mais sans joint mobile. Dans l'exemple de la Figure 2.5, pendant une demi-période, le fluide circule uniquement de gauche à droite dans le circuit 1 et reste au repos dans le circuit 2. Et dans la demi-période suivante, le fluide reste au repos dans le circuit 1 et circule de droite à gauche dans le circuit 2. Il semblerait que cette méthode conduise à des performances moindres que celles des deux méthodes précédentes.

2. La vitesse du fluide ne peut pas excéder quelques cm.s^{-1} pour ne pas avoir de pertes de charges excessives et le circuit hydraulique a une longueur fixée.

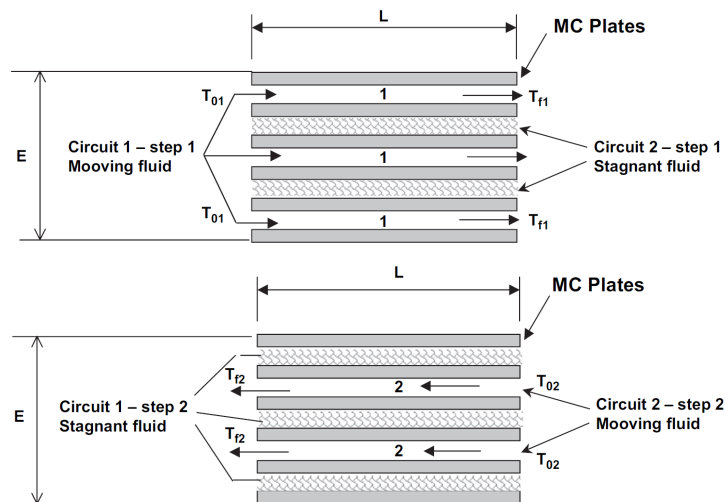


Fig. 2.5 – Double circuit hydraulique utilisé par Cooltech Applications [Vasile et Muller, 2006].

Association série/parallèle

Les régénérateurs actifs peuvent être associés en série si l'on souhaite augmenter l'écart de température (voir la description des systèmes multi-étagés dans la Section 2.2.3), ou en parallèle si l'on souhaite augmenter la puissance froide, comme illustré sur la Figure 2.6.

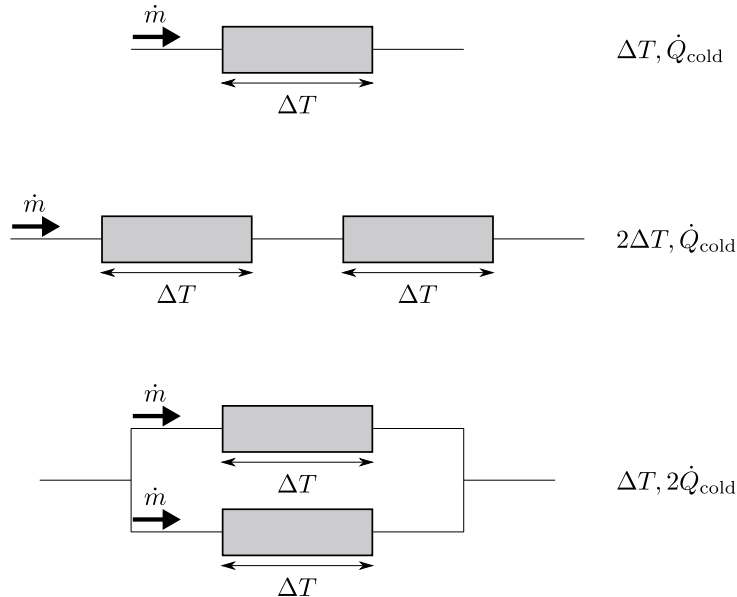


Fig. 2.6 – Illustration des différentes possibilités d'association des régénérateurs.

2.2.3 Les cycles de réfrigération magnétique

Afin de produire de la puissance en continu, il est nécessaire de faire fonctionner les systèmes selon un cycle magnétique de réfrigération. Il existe plusieurs cycles magnétiques de réfrigération ayant leur équivalent en thermodynamique conventionnelle. Les plus courants sont présentés ci-dessous.

Cycle de Brayton magnétique

La Figure 2.7 représente le cycle de Brayton magnétique, qui est le cycle de réfrigération magnétique le plus simple. Il est composé de quatre étapes :

- **Aimantation adiabatique** (1→2). Le MCM est aimanté et sa température augmente.
- **Refroidissement isochamp** (2→3). Le MCM cède de la chaleur à la source chaude (via la circulation d'un fluide caloporteur) et sa température diminue.
- **Désaimantation adiabatique** (3→4). Le MCM est désaimanté et sa température diminue.
- **Réchauffement isochamp** (4→1). Le MCM absorbe de la chaleur de la source froide (via la circulation d'un fluide caloporteur) et sa température augmente. C'est lors de cette phase que la réfrigération proprement dite a lieu. La puissance absorbée durant cette phase est appelée *puissance froide*.

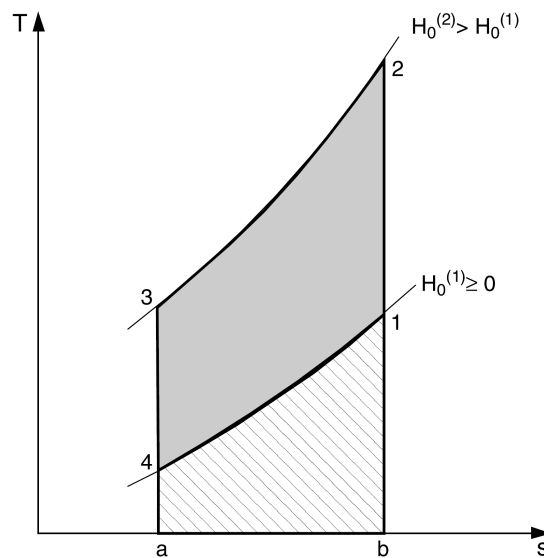


Fig. 2.7 – Cycle magnétique de Brayton [Kitanovski *et al.*, 2006].

Cycle d'Ericsson magnétique

Le cycle d'Ericsson magnétique est composé de quatre étapes (voir Figure 2.8) et nécessite de régénérer de la chaleur au cours de certaines étapes :

- **Aimantation isotherme** (2→3). Le MCM est aimanté à température constante. La diminution de l'entropie magnétique est compensée par un rejet de chaleur à la source chaude.
- **Refroidissement isochamp** (3→4). La chaleur rejetée par le MCM est utilisée lors de l'étape (1→2) par régénération.
- **Désaimantation isotherme** (4→1). Le MCM est désaimanté à température constante. L'augmentation de l'entropie magnétique est compensée par une absorption de chaleur de la source froide.
- **Réchauffement isochamp** (1→2).

Pour une régénération idéale, l'aire (2-1-b-d), qui représente la chaleur absorbée par le MCM, doit être égale à l'aire (3-4-a-c), qui représente la chaleur rejetée par le MCM. La régénération nécessite une différence de température, il s'agit par conséquent d'un processus irréversible qui réduit la performance du cycle d'Ericsson.

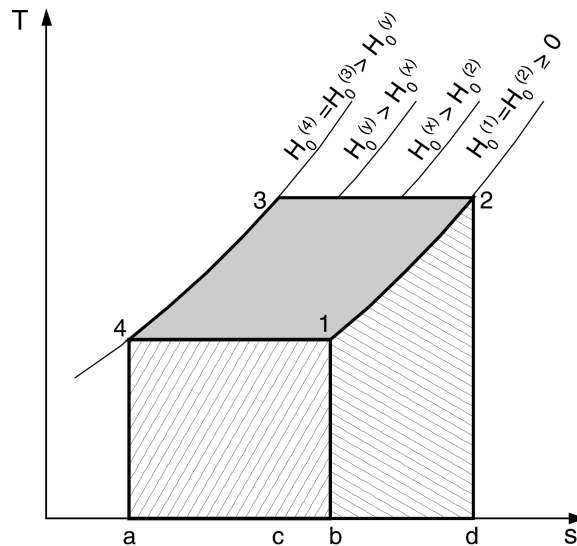


Fig. 2.8 – Cycle magnétique d'Ericsson [Kitanovski *et al.*, 2006].

Cycle de Stirling magnétique

Le cycle de Stirling magnétique est très similaire au cycle d'Ericsson mais les phases de réchauffement et de refroidissement se font à isoaimantation au lieu d'être isochamp.

Cycle de Carnot magnétique

La Figure 2.9 représente le cycle de Carnot magnétique. Celui-ci est un cycle idéal composé de quatre étapes :

- **Aimantation adiabatique** (1→2). Le MCM est aimanté et sa température augmente.
- **Aimantation isotherme** (2→3). Le champ appliqué au MCM est augmenté tout en maintenant la température du MCM fixe. La diminution de l'entropie magnétique est compensée par un rejet de chaleur à la source chaude.
- **Désaimantation adiabatique** (3→4). Le champ appliqué au MCM diminue et la température du MCM diminue.
- **Désaimantation isotherme** (4→1). Le MCM est désaimanté tout en maintenant sa température fixe. L'augmentation de l'entropie magnétique est compensée par une absorption de chaleur de la source froide.

La mise en oeuvre pratique du cycle de Carnot magnétique est complexe car elle nécessite l'utilisation d'au moins quatre amplitudes différentes de champ magnétique.

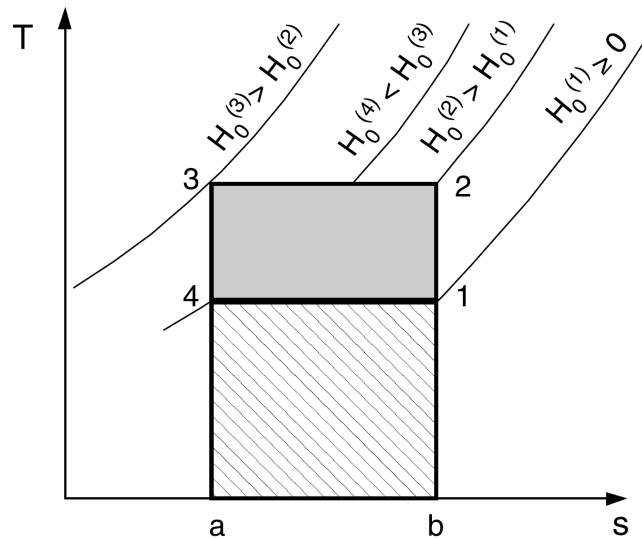


Fig. 2.9 – Cycle magnétique de Carnot [Kitanovski *et al.*, 2006].

Systèmes multi-étagés

La plupart des systèmes de réfrigération nécessitent des écarts de température de l'ordre de 40 K, qu'aucun matériau magnétocalorique ne permet d'atteindre à l'heure actuelle. Une solution à ce problème est d'utiliser plusieurs systèmes en cascade comme illustré sur la Figure 2.10 dans le cas d'un système à trois étages. Un système multi-étagé consiste en la mise en série de plusieurs systèmes ayant chacun une plage de fonctionnement en température. Le principal inconvénient des systèmes multi-étagés est les irréversibilités qui s'ajoutent à celles du cycle de chaque étage, qui causent une diminution de la performance globale du système.

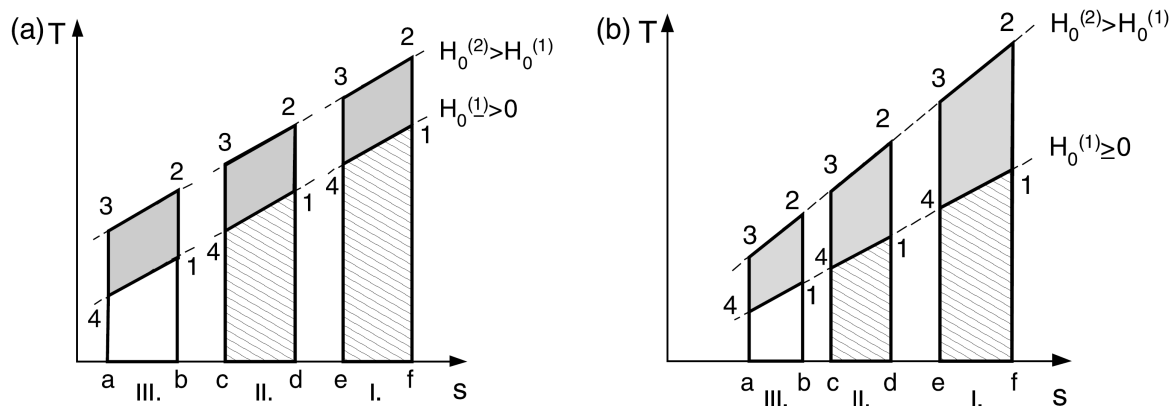


Fig. 2.10 – Système multi-étagé basé sur le cycle de Brayton. Dans la configuration (a) chaque étage utilise un matériau optimal alors que pour la configuration (b) c'est le même matériau qui est utilisé pour tous les étages [Kitanovski *et al.*, 2006].

Cycle magnétique à régénération active (AMR)

Une autre solution pour atteindre des écarts de température importants est d'utiliser un cycle à régénération. Le cycle AMR a été imaginé par Barclay et Steyert en 1982 [Barclay et Steyert Jr., 1982]. Il s'agit d'un cycle à régénération (on peut utiliser indifféremment un cycle de Brayton, Ericsson, Stirling ou Carnot) dont la particularité est que

c'est le matériau magnétocalorique lui-même qui joue le rôle de régénérateur. C'est pourquoi on parle de régénération active, en opposition avec les cycles à régénération passive, pour lesquels la régénération se fait par le biais d'un autre échangeur.

Une façon simple de se représenter le cycle AMR est de considérer que chaque élément du matériau magnétocalorique subit un cycle, de Brayton par exemple, et que tous ces éléments sont en série. Ce fonctionnement est très similaire à celui d'un système multi-étagé.

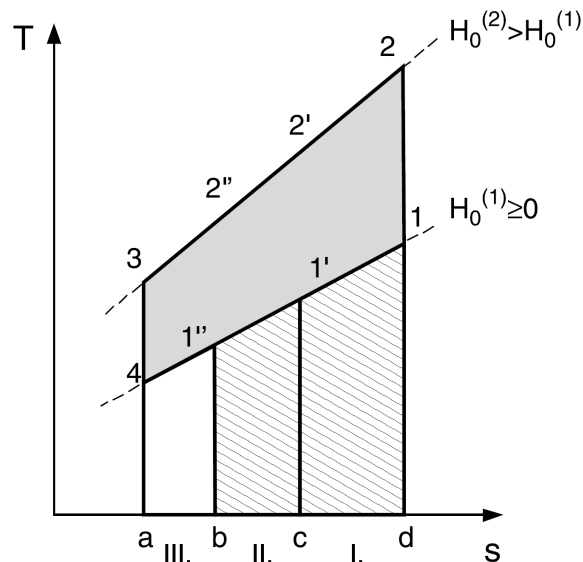


Fig. 2.11 – Cycle à régénération magnétique active (AMR) [Kitanovski *et al.*, 2006].

Bilan

Les cycles présentés ci-dessus sont des cycles de réfrigération magnétique idéaux. Les effets des irréversibilités inhérentes aux cycles réels sont très bien expliqués par Cross *et al.* [Cross *et al.*, 1988] et ne seront pas détaillés ici. Chen *et al.* ont réalisé une comparaison théorique de ces différents cycles idéaux (Carnot, Ericsson, Stirling et AMR) et ont montré que le cycle AMR était le plus performant, ce qui justifie son emploi dans presque tous les systèmes de réfrigération magnétique à température ambiante à l'heure actuelle [Chen *et al.*, 1992].

2.3 Revue des prototypes à température ambiante

Depuis le premier prototype construit par Brown en 1976 [Brown, 1976], un nombre important de systèmes de réfrigération magnétique à température ambiante a été développé par des laboratoires et des industriels. Une liste exhaustive de tous les prototypes construits depuis lors serait bien trop longue, nous nous limiterons donc à présenter une partie seulement des prototypes de réfrigération magnétique à température ambiante.

On peut diviser les prototypes de réfrigération magnétique en deux catégories :

1. Les prototypes de test, destinés à étudier différents paramètres de fonctionnement (cycle, MCM, fluide caloporteur, géométrie du régénérateur, ...). Ces prototypes doivent être modulables, permettre un contrôle précis des paramètres de fonctionnement et assurer une bonne reproductibilité des résultats. Mais la plupart des prototypes de test ont des performances relativement modestes car ce n'est pas leur objectif premier.

2. Les prototypes “industriels” destinés à démontrer la compétitivité des systèmes de réfrigération magnétique vis-à-vis des systèmes de réfrigération conventionnels. Ces prototypes doivent avoir de bonnes performances (puissance froide, écart de température, coefficient de performance (COP)).

Plusieurs articles présentent les différents prototypes de réfrigération magnétique à température ambiante [Gschneidner Jr. et Pecharsky, 2008] [Yu *et al.*, 2010]. Cependant, il nous a semblé utile de compléter ces articles en calculant d’autres grandeurs représentatives de la performance des systèmes. En effet, pour faire une comparaison des systèmes de réfrigération magnétique, il est préférable d’utiliser des grandeurs adimensionnelles (voir Figure 2.12). Nous avons donc défini le facteur de régénération δ comme le ratio de l’écart maximal de température entre les sources chaude et froide sur la variation adiabatique de température du MCM (à sa température de Curie et pour la variation de champ subie) :

$$\delta = \frac{\Delta T}{\Delta T_{ad}} \quad (2.1)$$

Et nous avons aussi défini le ratio ξ comme le ratio de la puissance froide maximale sur la puissance intrinsèque du matériau magnétocalorique :

$$\xi = \frac{\dot{Q}_{cold}}{\dot{Q}_{mcm}} \quad (2.2)$$

avec la puissance intrinsèque du matériau magnétocalorique qui vaut $\dot{Q}_{mcm} = f m_s c_{ps} \Delta T_{ad}$. Ces deux paramètres sont définis par les intervalles $1 \leq \delta \leq \infty$ et $0 \leq \xi \leq 1$.

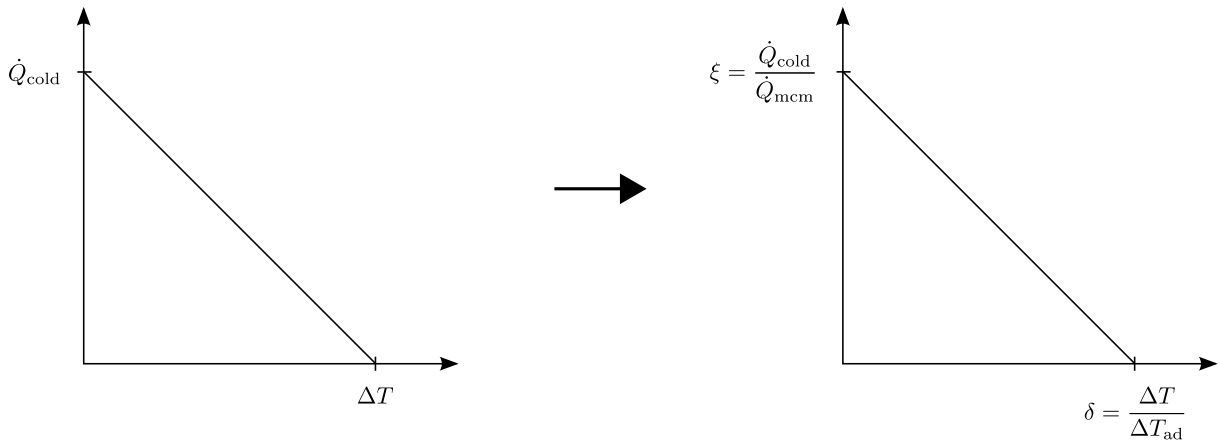


Fig. 2.12 – Comparaison effective des systèmes de réfrigération magnétique.

2.3.1 Prototype de Brown (1976-1978)

Brown (du *Lewis Research Center*) a conçu et réalisé le premier prototype de réfrigération magnétique à température ambiante, utilisant un régénérateur passif et permettant d’obtenir des écarts de température bien plus élevés que l’EMC. Il s’agit d’un prototype linéaire au sein duquel un bloc de gadolinium - percé pour permettre le passage du fluide - est déplacé à travers une colonne de fluide, qui fait office de régénérateur thermique. Des échangeurs se trouvent à chaque extrémité de la colonne pour échanger de la chaleur avec les sources chaude et froide. La source de champ magnétique est une bobine supraconductrice qui génère un champ de 7 T [Brown, 1976]. Lors des premiers essais, Brown réussit à obtenir un écart de température de 47 K ($T_{cold} = 272$ K et $T_{hot} = 319$ K), puis par la suite il obtient 80 K avec le même dispositif en utilisant un cycle magnétique régénératif de Stirling [Brown, 1978].

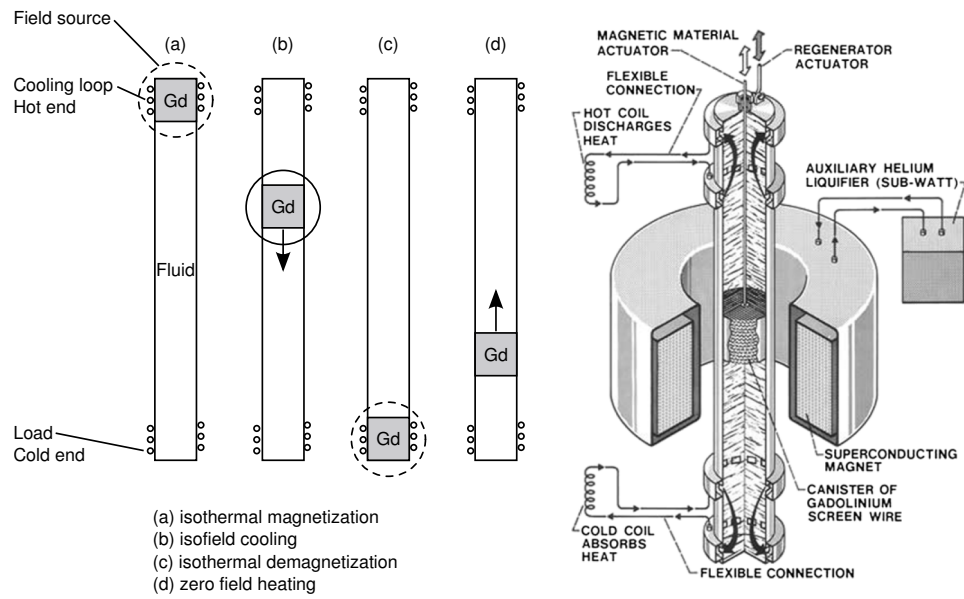


Fig. 2.13 – Schémas du prototype de Brown, d'après [Brown, 1976] [Brown, 1981].

Tab. 2.1 – Caractéristiques du prototype de Brown.

Mouvement	linéaire
Source de champ	bobine supraconductrice
$\mu_0 \Delta H$	7 T
matériau magnétocalorique	157 g de Gd
régénérateur	plaques parallèles d'épaisseur 1 mm
porosité ε	-
fluide caloporteur	mélange eau/éthanol (20%)
débit \dot{m}	-
fréquence f	-
T_{cold}	248 K
T_{hot}	328 K
ΔT_{max}	80 K
\dot{Q}_{max}	-
COP	-
δ	5,7
ξ	-

2.3.2 Prototype de Barclay et Steyert (1978-1983)

Steyert (du *Los Alamos Scientific Laboratory*) est à l'origine du concept de régénération active. Il a conçu un prototype de réfrigération magnétique où c'est le matériau magnétocalorique lui-même qui joue le rôle de régénérateur [Steyert, 1978]. Il s'agit d'un prototype rotatif constitué d'un disque poreux de gadolinium qui passe alternativement d'une zone où le champ magnétique est élevé à une zone où il est faible. Un fluide caloporteur traverse le disque pour absorber de la chaleur du régénérateur et la céder à la source chaude (respectivement pour la prélever à la source froide et la céder au régénérateur). Plusieurs systèmes basés sur ce principe sont brevetés par la suite par Steyert et Barclay (travaillant lui aussi au *Los Alamos Scientific Laboratory*) [Barclay et Steyert Jr., 1982] [Barclay, 1983].

Les principaux inconvénients des systèmes rotatifs tels que celui représenté sur la Figure 2.14 sont les pertes thermiques dues au fluide entraîné par le disque, les fuites du fluide caloporteur, et l'écart de température limité par la circonférence du disque.

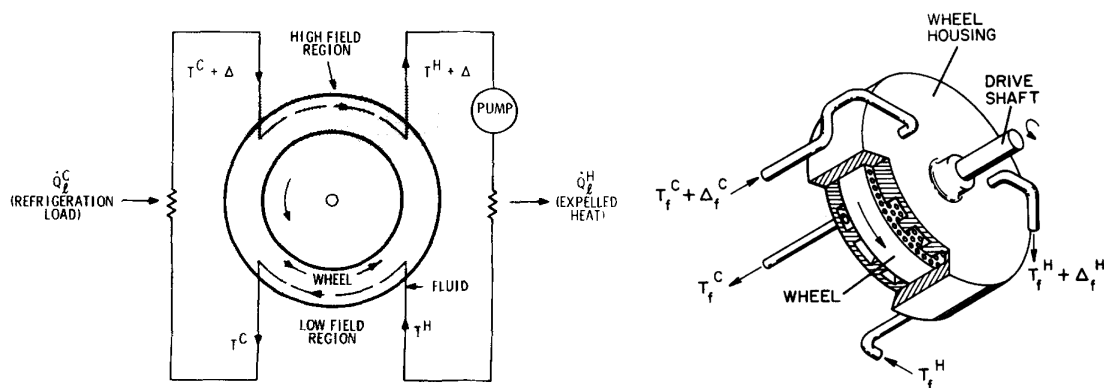


Fig. 2.14 – Schémas du prototype de Steyert [Steyert, 1978].

2.3.3 Prototype de Kirol et Dacus (1988)

Kirol et Dacus (travaillant tous deux à l'*Idaho National Engineering Laboratory*) ont conçu et réalisé un système de réfrigération magnétique rotatif à récupération [Kirol et Dacus, 1988]. Contrairement aux régénérateurs, le matériau magnétocalorique ne stocke pas de la chaleur, il génère l'EMC et fonctionne comme un échangeur contre-courant. Le prototype est constitué d'un rotor formé par un empilement de disques de gadolinium et de quatre entrefers. Le principe de fonctionnement est similaire à celui du prototype de Barclay et Steyert mais le prototype suit un cycle d'Ericsson magnétique.

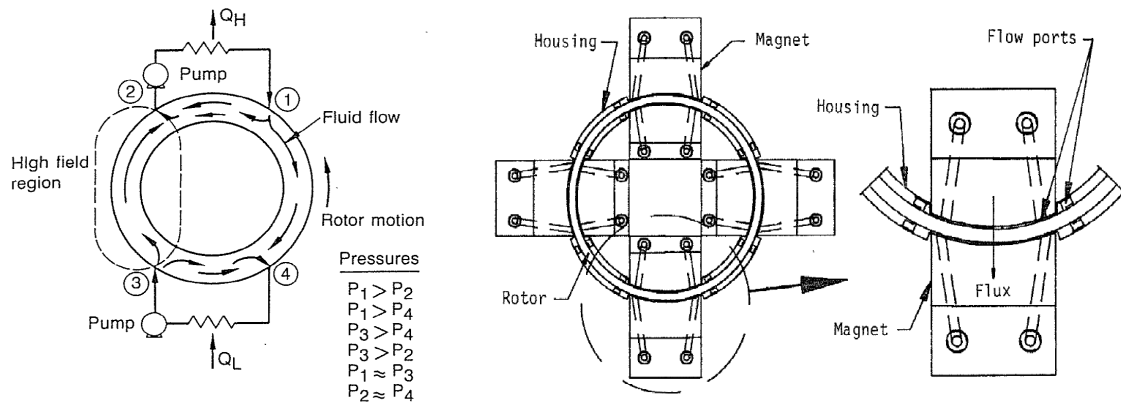


Fig. 2.15 – Schémas du prototype de Kirol et Dacus [Kirol et Dacus, 1988].

Tab. 2.2 – Caractéristiques du prototype de Kirol et Dacus.

Mouvement	rotatif
Source de champ	aimants permanents $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$
$\mu_0\Delta H$	0,9 T
matériau magnétocalorique	270 g de Gd
régénérateur	disques parallèles d'épaisseur $76\ \mu\text{m}$
porosité ε	0,63
fluide caloporteur	eau
débit \dot{m}	-
fréquence f	0,017 Hz
T_{cold}	-
T_{hot}	-
ΔT_{max}	11 K
\dot{Q}_{max}	-
COP	-
δ	3,2
ξ	-

2.3.4 Prototype de Green *et al.* (1990)

Le potentiel de la réfrigération magnétique a intéressé la marine américaine et le *David Taylor Research Center* a commencé des recherches sur le sujet dans les années 1990. Green *et al.* ont conçu et réalisé un prototype utilisant un régénérateur multicouches [Green *et al.*, 1990]. La première couche contient du Tb dont la température de Curie est $T_C = 235\ \text{K}$, la seconde couche un alliage GdTb ($T_C = 264\ \text{K}$) et la dernière du Gd ($T_C = 293\ \text{K}$). La source de champ magnétique est une bobine supraconductrice qui génère un champ de 7 T. Le régénérateur est constitué de plaques en spirales. En plus du régénérateur magnétique actif, le système comprend un régénérateur passif en cuivre côté source froide.

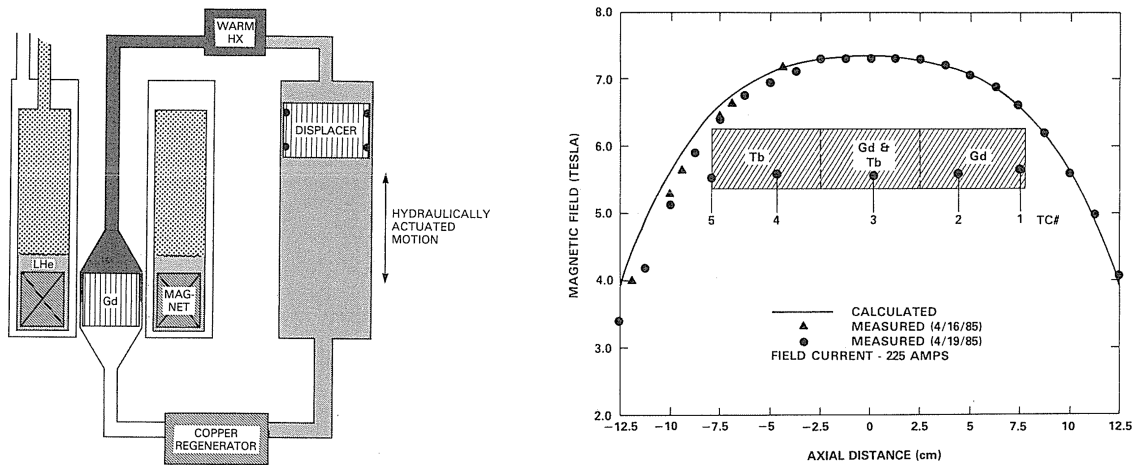


Fig. 2.16 – Schéma et profil de champ magnétique du prototype de Green *et al.* [Green *et al.*, 1990].

Tab. 2.3 – Caractéristiques du prototype de Green *et al.*

Mouvement	linéaire
Source de champ	bobine supraconductrice
$\mu_0 \Delta H$	7 T
matériaux magnéto-caloriques	Tb (167 g) / GdTb (167 g) / Gd (167 g)
régénérateur	plaques en spirale
porosité ε	-
fluide caloporteur	azote gazeux
débit \dot{m}	-
fréquence f	0,014 Hz
T_{cold}	268 K
T_{hot}	292 K
ΔT_{max}	24 K
\dot{Q}_{max}	5 W
COP	-
δ	1,8 (approximation)
ξ	0,67 (approximation)

2.3.5 Prototype de Zimm *et al.* (1998)

Une étape importante a été franchie en 1998 lorsque l'entreprise Astronautics s'est associée au *Ames Laboratory* pour réaliser un prototype de réfrigération magnétique destiné à démontrer la faisabilité et la compétitivité de la réfrigération magnétique à température ambiante [Zimm *et al.*, 1998]. C'est le premier dispositif qui a fourni une puissance suffisante pour des applications industrielles, grâce à l'utilisation d'une grande quantité de matériau magnéto-calorique (3 kg de Gd) et à un champ magnétique élevé (5 T). Par ailleurs, le COP du dispositif varie entre 2 et 8, sans tenir compte de la puissance consommée pour refroidir la bobine supraconductrice, ce qui est une très bonne performance. Enfin, ce prototype a fonctionné pendant plus de 5000 h sur une période de 18 mois sans rencontrer de problème majeur, ce qui a conforté l'idée d'utiliser cette technologie pour des applications industrielles.

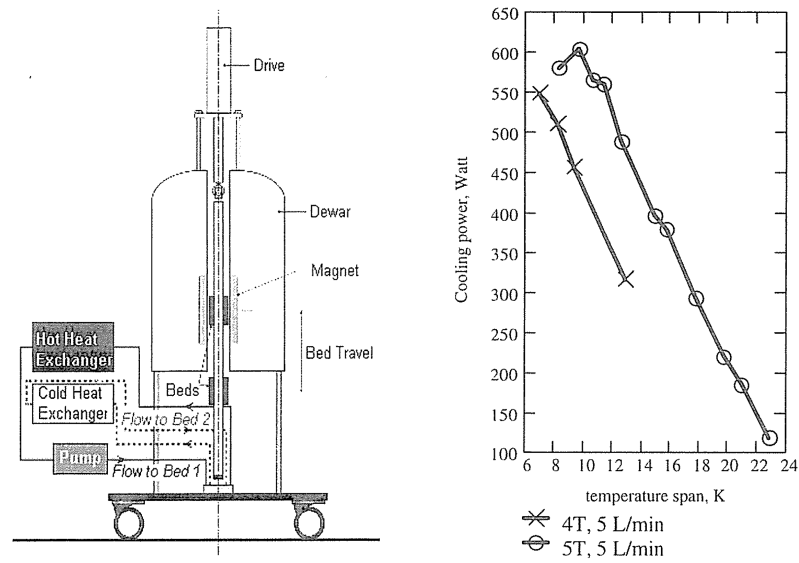


Fig. 2.17 – Schéma et performances du premier prototype de Zimm *et al.* [Zimm *et al.*, 1998].

Tab. 2.4 – Caractéristiques du prototype de Zimm *et al.*

Mouvement	linéaire
Source de champ	bobine supraconductrice
$\mu_0 \Delta H$	5 T
matériaux magnéto-caloriques	Gd (1,5 kg) / Gd (1,5 kg)
régénérateur	sphères de diamètre 150 – 300 μm
porosité ε	0,36
fluide caloporteur	eau
débit \dot{m}	0,083 $\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$
fréquence f	0,167 Hz
T_{cold}	272 K
T_{hot}	295 K
ΔT_{max}	23 K
\dot{Q}_{max}	600 W
COP	8
δ	2,1
ξ	0,47

2.3.6 Prototype de Hirano *et al.* (2002)

L'entreprise Chubu Electric en partenariat avec Toshiba a réalisé en 2002 un prototype de réfrigération magnétique linéaire [Hirano *et al.*, 2002]. La source de champ est une bobine supraconductrice qui génère un champ de 4 T. Le dispositif a de bonnes performances puisque son COP est de 5,6 sans tenir compte de la puissance consommée pour refroidir la bobine supraconductrice et pour alimenter la pompe. Un des points faibles de ce prototype est que le régénérateur est soumis à des forces considérables lorsqu'il est déplacé dans le champ magnétique (jusqu'à 1600 N!).

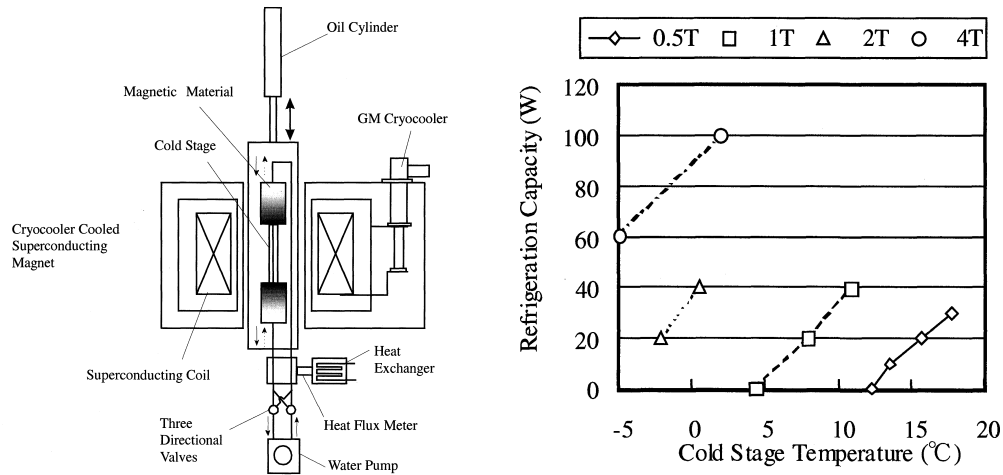


Fig. 2.18 – Schéma et performances du prototype de Hirano *et al.* ($T_{\text{hot}} = 295 \text{ K}$). [Hirano *et al.*, 2002].

Tab. 2.5 – Caractéristiques du prototype de Hirano *et al.*

Mouvement	linéaire
Source de champ	bobine supraconductrice
$\mu_0 \Delta H$	4 T
matériaux magnétocaloriques	2,2 kg de Gd
régénérateur	sphères de diamètre $300 \mu\text{m}$
porosité ε	-
fluide caloporteur	eau/éthanol
débit \dot{m}	$0,083 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$
fréquence f	0,167 Hz
T_{cold}	268 K
T_{hot}	298 K
ΔT_{max}	30 K
\dot{Q}_{max}	100 W
COP	5,6
δ	3,2
ξ	0,12

2.3.7 Prototype de Rowe *et al.* (2002-2006)

Rowe (*University of Victoria*) et Barclay (*Cryofuel Systems*) ont conçu et réalisé un prototype de réfrigération magnétique en 2002 [Rowe et Barclay, 2002a]. Par la suite,

Richard (Université du Québec à Trois Rivières) *et al.* y ont apporté des améliorations et testé différents matériaux [Richard *et al.*, 2004] [Rowe et Tura, 2006]. Seule la configuration la plus récente est décrite ici. La particularité de ce prototype est son mode d'entraînement. Le prototype est entraîné par un moteur rotatif, relié à un système bielle manivelle pour convertir la rotation du moteur en un mouvement linéaire du régénérateur. Le fluide caloporteur - de l'hélium gazeux - est soumis à un mouvement oscillant dans le régénérateur pour réaliser un cycle AMR. Le prototype utilise un régénérateur multi-couches composé de trois matériaux : Gd ($T_C = 294$ K), $Gd_{0,74}Tb_{0,26}$ ($T_C = 278$ K) et $Gd_{0,85}Er_{0,15}$ ($T_C = 265$ K). Cela lui permet d'atteindre un écart de température important (50 K avec un champ de 2 T).

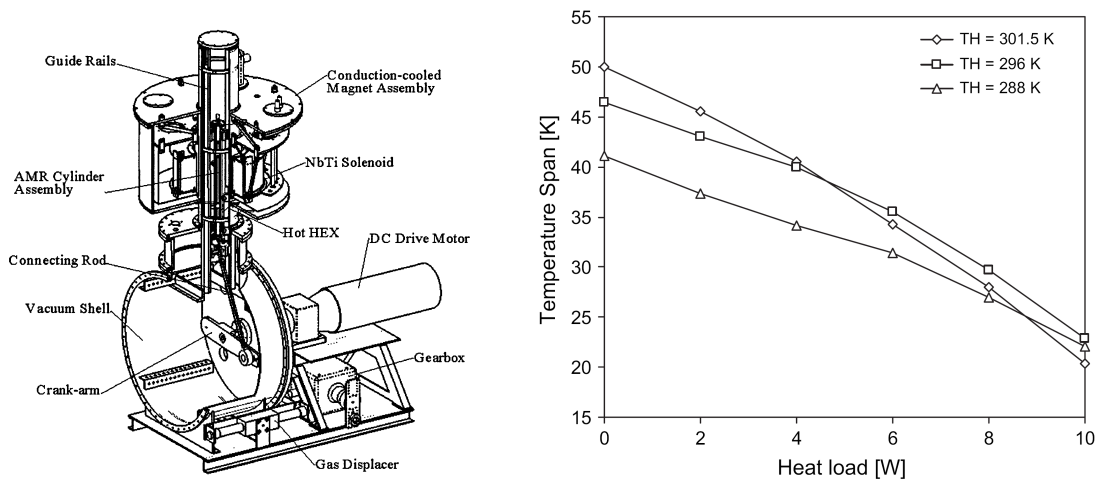


Fig. 2.19 – Schéma et performances du prototype de Rowe *et al.* [Rowe et Tura, 2006].

Tab. 2.6 – Caractéristiques du prototype de Rowe *et al.*

Mouvement	linéaire
Source de champ	bobine supraconductrice
$\mu_0 \Delta H$	2 T
matériaux magnétocaloriques	Gd (90 g) / $Gd_{0,74}Tb_{0,26}$ (90 g) / $Gd_{0,85}Er_{0,15}$ (90 g)
régénérateur	coqueaux de taille caractéristique 250 – 650 μm
porosité ε	0,55
fluide caloporteur	hélium gazeux
débit \dot{m}	-
fréquence f	0,8 Hz
T_{cold}	251 K
T_{hot}	301 K
ΔT_{max}	50 K
\dot{Q}_{max}	10 W
COP	-
δ	8,6 (approximation)
ξ	0,1 (approximation)

2.3.8 Prototype de Okamura *et al.* (2006-2007)

L'entreprise Chubu Electric a réalisé un second prototype de réfrigération magnétique en partenariat avec le *Tokyo Institute of Technology* en 2006 [Okamura *et al.*, 2006].

Okamura *et al.* y ont apporté des améliorations significatives l'année suivante. Le circuit magnétique amélioré permet de créer un champ de 1,1 T grâce à des aimants permanents et des concentrateurs de flux (contre 0,77 T précédemment). La culasse est feuilletée pour réduire les pertes par courants induits et le circuit hydraulique est modifié pour réduire les pertes de charge [Okamura *et al.*, 2007]. Ces améliorations permettent de faire passer la puissance maximale produite par le prototype de 60 W à 540 W. Le principal défaut de ce dispositif est la rotation discontinue du rotor, défavorable à la conservation de l'énergie. Le *COP* de ce prototype est de 1,8 et peut sembler faible en comparaison aux autres prototypes, mais pour son calcul Okamura *et al.* tiennent compte de la puissance réellement consommée par le moteur et la pompe.

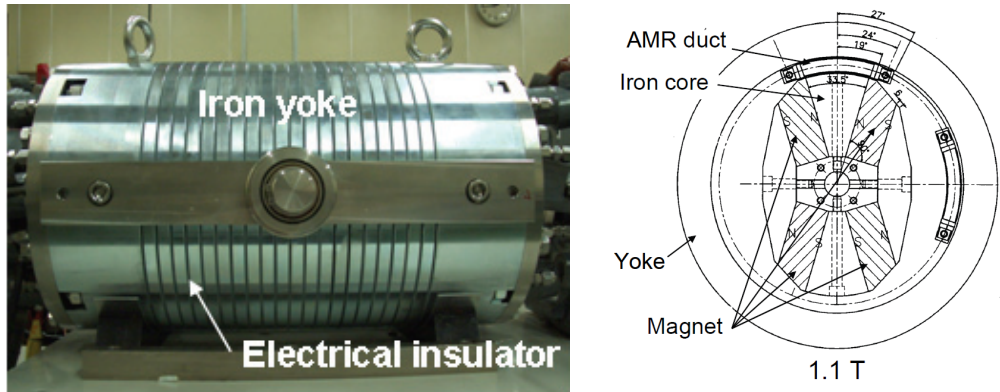


Fig. 2.20 – Photo et schéma du prototype de Okamura *et al.* [Okamura *et al.*, 2007].

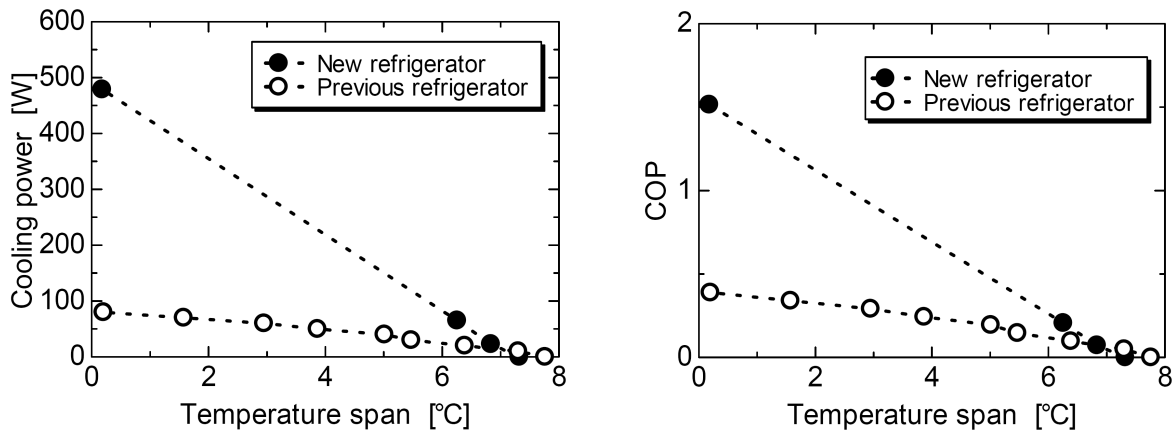


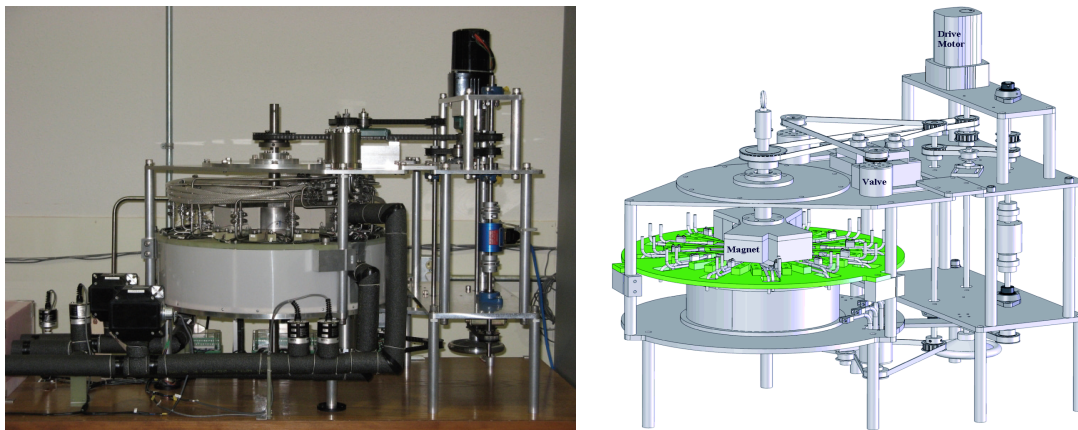
Fig. 2.21 – Performances du prototype de Okamura *et al.* [Okamura *et al.*, 2007].

Tab. 2.7 – Caractéristiques du prototype de Okamura *et al.*

Mouvement	rotatif
Source de champ	aimants permanents Nd ₂ Fe ₁₄ B
$\mu_0\Delta H$	1,1 T
matériaux magnétocaloriques	4 kg de Gd
régénérateur	sphères de diamètre 500 μm
porosité ε	-
fluide caloporteur	eau
débit \dot{m}	0,222 kg \cdot s ⁻¹
fréquence f	0,417 Hz
T_{cold}	284 K
T_{hot}	294 K
ΔT_{max}	10 K
\dot{Q}_{max}	540 W
COP	1,8
δ	2,6
ξ	0,35

2.3.9 Prototype de Zimm *et al.* (2007-2010)

Astronautics a réalisé un troisième prototype de réfrigération magnétique en 2007 [Zimm *et al.*, 2007]. Le prototype rotatif contient deux sources de champ, constituées d'aimants permanents associés à des pièces polaires à concentration de flux, et qui génèrent chacune un champ de 1,4 T. Le rotor est un disque composé de 12 segments de matériaux magnétocaloriques. Suite aux résultats décevants lors des premiers essais, Russek *et al.* ont modifié les régénérateurs et remplacé les plaques parallèles de gadolinium par des empilements de sphères de gadolinium ou de LaFeSiH [Russek *et al.*, 2010]. Les résultats obtenus avec le gadolinium sont meilleurs qu'avec le LaFeSiH. Ce prototype atteint des fréquences de fonctionnement élevées et produit des puissances et des écarts de température importants. Il confirme la faisabilité technique de la réfrigération magnétique à température ambiante pour des applications industrielles.

**Fig. 2.22** – Photo et schéma du 3ème prototype de Zimm *et al.* [Zimm *et al.*, 2007].

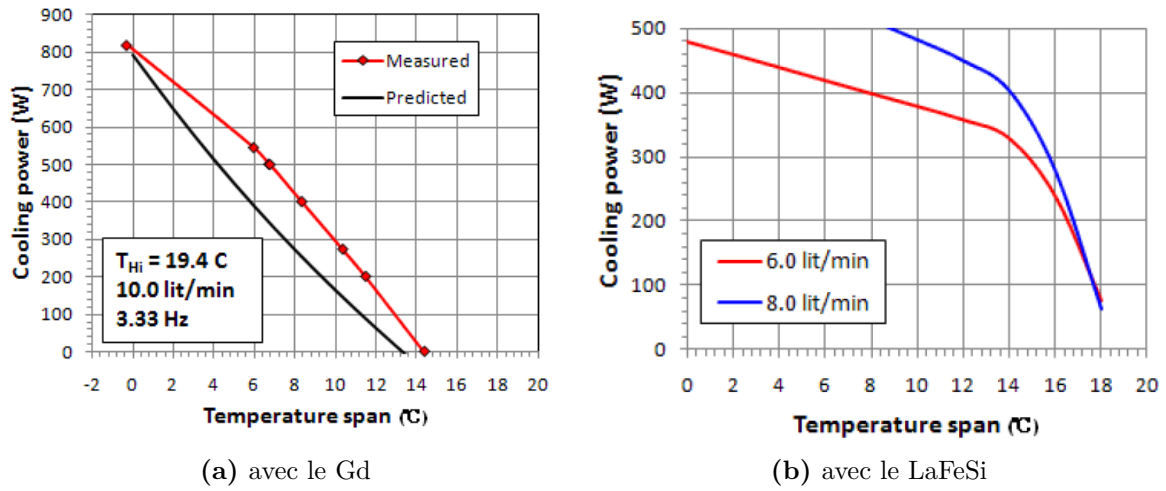


Fig. 2.23 – Performances du 3ème prototype de Zimm *et al.* [Russek *et al.*, 2010].

Tab. 2.8 – Caractéristiques du prototype de Zimm *et al.*

	Matériaux du 2nd ordre	Matériaux du 1er ordre
Mouvement	rotatif	<i>idem</i>
Source de champ	aimants permanents Nd ₂ Fe ₁₄ B	<i>idem</i>
$\mu_0 \Delta H$	1,4 T	<i>idem</i>
MCM	890 g de Gd	661 g de LaFeSi
régénérateur	sphères de diamètre 250 – 350 μm	particules de taille caractéristique 250 – 400 μm
porosité ε	0,35	0,47
fluide caloporteur	eau	<i>idem</i>
débit \dot{m}	0,167 kg · s ⁻¹	0,133 kg · s ⁻¹
fréquence f	3,33 Hz	<i>idem</i>
T_{cold}	279 K	283,6 K
T_{hot}	298 K	297 K
ΔT_{max}	19 K	13,4 K
\dot{Q}_{max}	844 W	400 W
COP	-	-
δ	4,1	2,6
ξ	0,26	0,03

2.3.10 Prototype de Balli *et al.* (2010)

Le prototype réalisé par Balli *et al.* (*University of Applied Sciences of Western Switzerland*) est un système linéaire composé de deux cylindres de Halbach [Balli *et al.*, 2010]. Chaque cylindre de Halbach est associé à deux régénérateurs qui passent successivement dans l'entrefer. Cela permet une compensation partielle des forces subies par les régénérateurs lorsqu'ils se déplacent dans la zone à fort gradient de champ magnétique.

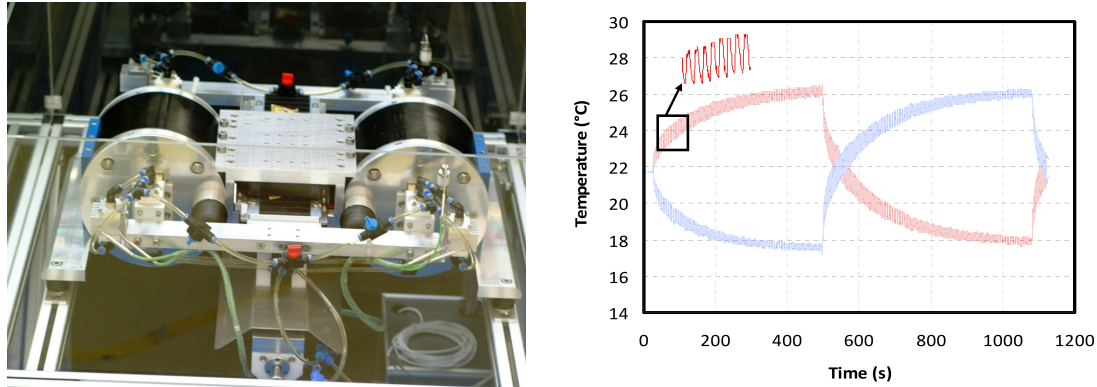


Fig. 2.24 – Schéma et performances du prototype de Balli *et al.* [Balli *et al.*, 2010].

Tab. 2.9 – Caractéristiques du prototype de Balli *et al.*

Mouvement	linéaire
Source de champ	aimants permanents $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$
$\mu_0\Delta H$	1,45 T
matériaux magnétocaloriques	1,6 kg de Gd
régénérateur	plaques parallèles d'épaisseur 1 mm
porosité ε	-
fluide caloporteur	Zitrec
débit \dot{m}	-
fréquence f	0,5 Hz
T_{cold}	284 K
T_{hot}	306 K
ΔT_{max}	22 K
\dot{Q}_{max}	-
δ	4,7
ξ	-

2.3.11 Comparaison

La Figure 2.25 présente une comparaison effective des prototypes présentés précédemment, en reprenant la valeur du facteur de régénération δ et du ratio de puissance ξ . Pour les régénérateurs multi-couches, seule la masse du matériau dont la température de Curie est proche de l'ambiante est prise en compte pour le calcul de la puissance maximale.

Le prototype qui utilise au mieux le cycle AMR est celui de Rowe *et al.* car il permet d'amplifier l'EMC du MCM d'un facteur $\delta = 8,6$. Ce résultat prouve l'intérêt d'utiliser un matériau multi-couches pour augmenter la plage de fonctionnement en température. En terme de puissance froide, le prototype qui obtient une puissance maximale la plus

proche de la puissance intrinsèque du MCM est celui de Green *et al.* pour lequel le ratio de puissance vaut $\xi = 0,67$. D'une façon générale, tous les prototypes ont une puissance maximale bien inférieure à la puissance intrinsèque du MCM qu'ils emploient. Ceci peut s'expliquer par plusieurs facteurs :

1. Bien souvent, dans les articles, les auteurs donnent le champ magnétique appliqué, et non le champ interne au MCM (alors que l'EMC est proportionnel au champ interne) ce qui conduit à surestimer la puissance intrinsèque.
2. Pour les régénérateurs multi-couches, la contribution des autres matériaux n'est pas nulle.
3. Le dernier facteur - et probablement le facteur prédominant - est la somme de toutes les pertes thermiques au sein des prototypes.

Si les facteurs de régénération δ sont d'ores et déjà intéressants, il reste encore une bonne marge de progression concernant le ratio de puissance ξ . Ces améliorations pouvant se faire grâce à une meilleure réalisation des prototypes (limitation des pertes) et la bonne exécution du cycle AMR.

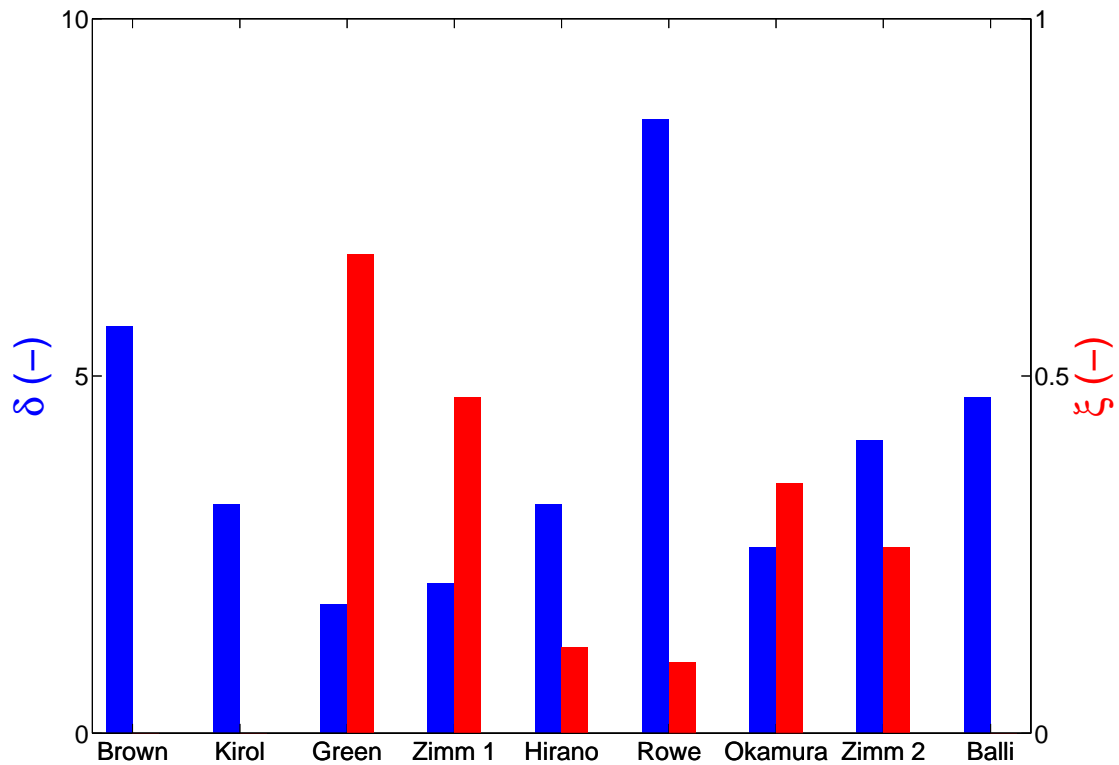


Fig. 2.25 – Comparaison des prototypes de réfrigération magnétique.

2.4 Critères de performance

Nous venons de voir une comparaison de quelques prototypes de réfrigération magnétique. Cependant cette comparaison n'est pas suffisante pour conclure sur la question du système optimal. La meilleure approche consiste à définir un paramètre caractéristique des performances des systèmes. C'est Russek et Zimm, qui ont les premiers recherché un critère de performance significatif. Par la suite plusieurs auteurs ont proposé d'autres critères mais il n'y a pas encore de consensus à l'heure actuelle.

2.4.1 Critère de Russek et Zimm

Afin de comparer l'intérêt économique des systèmes de climatisation magnéto-calorique par rapport aux systèmes de climatisation classique, Russek et Zimm ont proposé d'utiliser comme critère le coût par kW [Russek et Zimm, 2006]. La plupart des composants sont identiques pour un climatiseur magnéto-calorique et un climatiseur conventionnel (échangeurs thermiques, ventilateurs et moteurs associés, carénage). Par contre le compresseur et son moteur sont remplacés par des matériaux magnéto-caloriques, des aimants et un moteur associé, ainsi qu'une pompe. Les auteurs s'intéressent donc au coût des matériaux magnéto-caloriques et des aimants, en faisant l'hypothèse que les autres éléments ont des coûts identiques pour les deux technologies.

Puissance froide

On considère un système de réfrigération magnétique composé d'un régénérateur multi-matériaux de telle sorte que chaque matériau opère autour de sa température de Curie. Si le système est soumis à un cycle de fréquence f , la puissance intrinsèque du matériau magnéto-calorique vaut :

$$\dot{Q}_{\text{mcm}} = f(1 - \varepsilon)V\rho_{\text{mcm}}c_{\text{mcm}}\Delta T_{\text{ad}} \quad (2.3)$$

Les auteurs font l'hypothèse que la puissance froide maximale est égale à la puissance intrinsèque :

$$\dot{Q}_{\text{cold}} = \dot{Q}_{\text{mcm}} \quad (2.4)$$

Coût des MCM

Le volume de MCM utilisé pour produire cette puissance froide est $(1 - \varepsilon)V$. Connaisant $price_{\text{mcm}}$ le prix d'achat des MCM en $\text{US\$} \cdot \text{kg}^{-1}$, le coût des MCM pour le système s'exprime alors (en $\text{US\$} \cdot \text{kW}^{-1}$) :

$$cost_{\text{mcm}} = \frac{(1 - \varepsilon)V\rho_{\text{mcm}}price_{\text{mcm}}}{\dot{Q}_{\text{cold}}/1000} \quad (2.5)$$

Au final, le coût du MCM vaut :

$$cost_{\text{mcm}} = 1000 \frac{price_{\text{mcm}}}{fc_{\text{mcm}}\Delta T_{\text{ad}}} \quad (2.6)$$

Coût des aimants

Quel que soit le type de source de champ magnétique utilisé, le volume d'aimants utilisé est proportionnel au *volume* du régénérateur :

$$V_{\text{mag}} = kV \quad (2.7)$$

Russek et Zimm soulignent donc l'intérêt de travailler avec des grandeurs volumiques. Cependant, le prix des MCM et des aimants étant massique, il est important de considérer leurs masses volumiques respectives. Une des structures qui minimise le volume d'aimants par unité de volume de régénérateur (*i.e.* qui minimise la valeur de k) est le cylindre d'Halbach. Dans ce cas précis, le volume d'aimants est donné par la relation :

$$V_{\text{mag}} = \left[\exp\left(\frac{2B}{J_r}\right) - 1 \right] V \quad (2.8)$$

La dépendance exponentielle souligne l'intérêt de concevoir des systèmes fonctionnant avec des champs magnétiques faibles. Le prix des aimants étant beaucoup plus élevé que celui des MCM, il est possible, pour produire la même puissance froide, d'utiliser deux régénérateurs de volume $V/2$ chacun, fonctionnant en opposition de phase (*i.e.* lorsqu'un régénérateur est aimanté, l'autre est désaimanté). Cela permet de diviser par deux le volume des aimants nécessaire au système. Le coût des aimants s'exprime alors (en $\text{US\$} \cdot \text{kW}^{-1}$) :

$$\text{cost}_{\text{mag}} = \frac{1/2 \left[\exp\left(\frac{2B}{J_r}\right) - 1 \right] V \rho_{\text{mag}} \text{price}_{\text{mag}}}{\dot{Q}_{\text{cold}}/1000} \quad (2.9)$$

$$\text{cost}_{\text{mag}} = 500 \frac{\left[\exp\left(\frac{2B}{J_r}\right) - 1 \right] \rho_{\text{mag}} \text{price}_{\text{mag}}}{f(1-\varepsilon) \rho_{\text{mcm}} c_{\text{mcm}} \Delta T_{\text{ad}}} \quad (2.10)$$

Application à un système de climatisation

Russek et Zimm soulignent la difficulté à obtenir des informations précises et détaillées sur les coûts de fabrication des systèmes de climatisation conventionnels. Cependant, le Département Américain de l'Énergie (*DoE*) fournit quelques chiffres sur une gamme de climatiseurs industriels. Les auteurs se placent dans le cas d'aimants néodymes créant une induction $B = 1,5 \text{ T}$ et envisagent l'utilisation de matériaux magnéto-caloriques du premier et du second ordre, respectivement le Gd et le La $(\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_x)_{13}$, dont les caractéristiques sont données dans le Tableau 2.10.

Tab. 2.10 – Caractéristiques des matériaux utilisés pour l'étude économique de Russek et Zimm.

Matériau	Masse volumique [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]	Polarisation rémanente [T]	Capacité calorifique [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]	ΔT_{ad} [K]	Prix [$\text{US\$} \cdot \text{kg}^{-1}$]
$\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$	$7,5 \cdot 10^3$	1,45	-	-	27
Gd	$7,9 \cdot 10^3$	-	342	3,8	20
$\text{La}(\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_x)_{13}$	$7,2 \cdot 10^3$	-	472	1,1	8

On peut alors calculer le coût de la partie active du système de réfrigération magnétique :

$$\text{cost} = \text{cost}_{\text{mcm}} + \text{cost}_{\text{mag}} \quad (2.11)$$

qui dépend de la porosité du régénérateur, ainsi que de la fréquence des cycles de réfrigération magnétique. Pour un système opérant à $f = 10 \text{ Hz}$ et une porosité $\varepsilon = 0,36$, on obtient des coûts très intéressants, de l'ordre de $11,7 \text{ US\$} \cdot \text{kW}^{-1}$ pour des systèmes utilisant du Gd et $2,3 \text{ US\$} \cdot \text{kW}^{-1}$ avec du La $(\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_x)_{13}$, soit respectivement de l'ordre de 17% et 3% du coût total d'un climatiseur conventionnel, ce qui donne un net avantage aux climatiseurs magnéto-caloriques. On peut noter que le matériau du premier ordre conduit

à un système bien plus intéressant au niveau économique, grâce à son coût plus faible et à sa capacité de réfrigération plus élevée relativement au matériau du second ordre.

Il faut noter toutefois que les prix utilisés par Russek et Zimm dans leur étude semblent très optimistes. A l'heure actuelle, le prix des aimants néodymes se situerait plutôt autour de $140\text{US}\$\cdot\text{kg}^{-1}$ et celui des matériaux magnéto-caloriques est environ trois fois plus élevé que les valeurs utilisées.

Conclusion

Si l'approche de Russek et Zimm a le mérite de mettre en évidence l'intérêt économique des systèmes de climatisation magnéto-calorique, elle comporte toutefois quelques limitations. En effet le critère utilisé par les auteurs est purement économique, et n'est pas représentatif des performances globales des systèmes de RM.

2.4.2 Critère de Nikly et Muller

Nikly et Muller ont eux présentés un critère de comparaison des systèmes de réfrigération magnétique, caractéristique de leurs performances et leur intérêt économique [Nikly et Muller, 2007].

Puissance froide

La puissance froide désirée impose la quantité de MCM à utiliser par régénérateur, en fonction du champ magnétique, de la fréquence et des caractéristiques du MCM. Dans l'hypothèse où la puissance froide maximale est égale à la puissance intrinsèque, elle est donnée par la relation :

$$\dot{Q}_{\text{cold}} = f m_{\text{mcm}} c_{\text{mcm}} \Delta T_{\text{ad}} \quad (2.12)$$

Critère de comparaison

Comme les systèmes de réfrigération magnétique doivent fournir à la fois une puissance froide \dot{Q}_{cold} élevée, un écart de température ΔT élevé et être bon marché, Nikly et Muller suggèrent d'utiliser comme critère de performance le critère suivant :

$$\frac{\dot{Q}_{\text{cold}} \Delta T}{m_{\text{total}}} = \frac{\dot{Q}_{\text{cold}} \Delta T}{m_{\text{mcm}}} (1 - m_{\text{mag}}^*) \quad (2.13)$$

avec m_{mag}^* la masse relative des aimants :

$$m_{\text{mag}}^* = \frac{m_{\text{mag}}}{m_{\text{mag}} + m_{\text{mcm}}} \quad (2.14)$$

Application à un cas spécifique

On peut calculer la valeur du critère de performance en fonction du paramètre m_{mag}^* . Quand $m_{\text{mag}}^* = 0$, cela correspond à un système sans aimant, la puissance est donc nulle. Quand $m_{\text{mag}}^* = 1$, il n'y a pas de MCM dans le système donc la puissance est nulle aussi. Entre ces deux valeurs, le critère de performance passe par un maximum qui correspond à une structure optimale.

Nikly et Muller considèrent une source de champ de type cylindre de Halbach, avec des aimants NdFeB de polarisation rémanente $J_r = 1,25 \text{ T}$ et de densité $\rho_{\text{mag}} = 7,9 \cdot 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$.

Le MCM étudié est du Gd, de densité $\rho_{\text{mcm}} = 7,5 \cdot 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ et les auteurs font l'hypothèse que l'effet magnétocalorique est proportionnel à la variation d'induction dans le matériau³ :

$$\Delta T_{\text{ad}} = k_0 \Delta B \quad (2.15)$$

Dans ce cas particulier, l'optimum est atteint pour une masse relative d'aimants de 80%. Le critère de performance atteint une valeur maximale de $350 \text{ W} \cdot \text{K} \cdot \text{kg}^{-1}$ pour une fréquence $f = 1 \text{ Hz}$, comme on peut le voir sur la Figure 2.26.

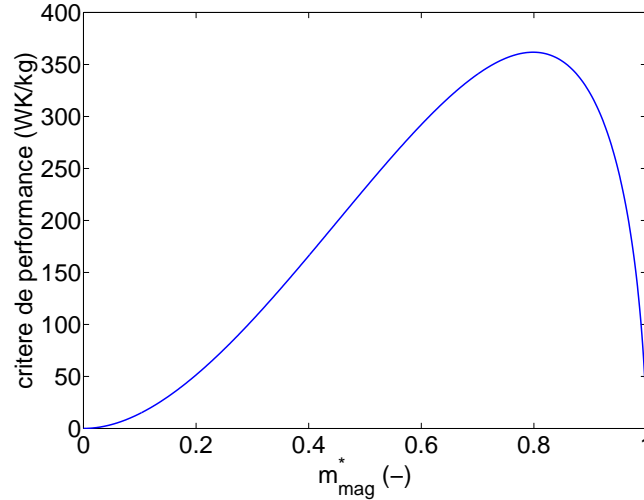


Fig. 2.26 – Évolution du critère de performance en fonction du paramètre m_{mag}^* .

Conclusion

Le critère défini par Nikly et Muller est intéressant et permet de déterminer un optimum d'un point de vue technique. Cependant, la différence de prix entre les aimants et les MCM étant significative, une même valeur pour leur critère peut être obtenue avec des systèmes de coûts très éloignés. Si on veut comparer l'intérêt technico-économique des différents systèmes, il faudrait aussi prendre en compte, en plus du critère défini par Nikly et Muller, le coût massique des systèmes :

$$\frac{\text{cost}}{m_{\text{total}}} = m_{\text{mag}}^* \cdot \text{price}_{\text{mag}} + (1 - m_{\text{mag}}^*) \cdot \text{price}_{\text{mcm}} \quad (2.16)$$

Un critère global technico-économique de comparaison pourrait alors être :

$$\frac{\dot{Q}_{\text{cold}} \Delta T}{m_{\text{total}}} \cdot \frac{m_{\text{total}}}{\text{cost}} = \frac{\dot{Q}_{\text{cold}} \Delta T}{\text{cost}} \quad (2.17)$$

En utilisant comme ordre de grandeur de prix $\text{price}_{\text{mag}} = 100 \text{ €} \cdot \text{kg}^{-1}$ et $\text{price}_{\text{mcm}} = 30 \text{ €} \cdot \text{kg}^{-1}$ et en reprenant le cas d'étude des auteurs, on obtient les résultats présentés sur la Figure 2.27. On peut noter que l'optimum s'est légèrement décalé. Auparavant l'optimum était atteint pour $m_{\text{mag}}^* = 0,8$. Avec le nouveau critère, l'optimum est désormais atteint pour $m_{\text{mag}}^* = 0,73$. Ceci est dû au fait que les aimants sont plus chers que les MCM, donc le prix massique augmente quand m_{mag}^* augmente.

3. Cette hypothèse est seulement valide pour des variations de champ faible puisque l'EMC est en fait proportionnel à $\Delta B^{2/3}$.

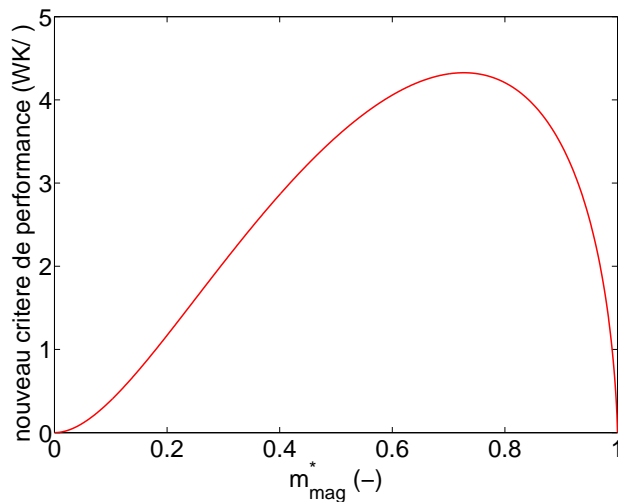


Fig. 2.27 – Évolution du nouveau critère de performance en fonction du paramètre m_{mag}^* .

2.4.3 Critère de Bjørk *et al.*

Bjørk *et al.* ont été les premiers à comparer plusieurs systèmes de réfrigération magnétique entre eux en définissant un nouveau critère de performance [Bjørk *et al.*, 2008]. Ils se sont focalisés sur la performance de la source de champ [Bjørk *et al.*, 2009]. Ils soulignent que l'on souhaite obtenir une variation d'induction la plus importante possible dans un volume le plus grand possible tout en minimisant la quantité d'aimants utilisée (donc le coût).

Critère de performance

Un très grand nombre de MCM ont été proposés pour des applications aux systèmes de réfrigération magnétique, cependant, le matériau de référence reste le gadolinium, dont l'effet magnétocalorique est proportionnel à $B^{0,7}$ (voir Figure 2.28). Cet exposant est en accord avec l'évolution théorique en $B^{2/3}$ prédite par le modèle de Weiss [Oesterreicher et Parker, 1984].

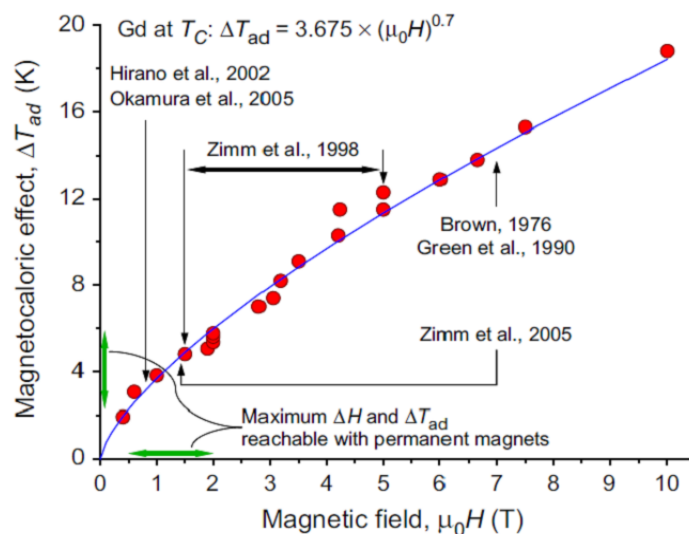


Fig. 2.28 – Évolution de l'EMC en fonction du champ magnétique appliqué [Pecharsky et Gschneidner Jr., 2006].

Les auteurs choisissent donc un critère de performance proportionnel à $B^{2/3}$. Ils font la distinction entre l'induction élevée B_{hf} dans la zone où le MCM est aimanté, et l'induction faible B_{lf} à laquelle est soumis le MCM après sa désaimantation. De plus, le critère doit être proportionnel au volume de l'entrefer V . Enfin on cherche à minimiser le coût des sources de champ, donc le critère doit être inversement proportionnel au volume des aimants V_{mag} . Le critère de performance d'une source de champ pour une application en réfrigération magnétique est donc le suivant :

$$\Lambda_{\text{cool}} = \left[\langle B_{\text{hf}}^{2/3} \rangle_V - \langle B_{\text{lf}}^{2/3} \rangle_V \right] \frac{V}{V_{\text{mag}}} \tau_{\text{mag}}^* \quad (2.18)$$

avec $\langle B_{\text{hf}} \rangle_V$ et $\langle B_{\text{lf}} \rangle_V$ respectivement la moyenne volumique de l'induction dans la zone de champ élevé et de champ faible.

On peut noter que Bjørk *et al.* introduisent dans l'expression de leur critère de performance un autre paramètre. τ_{mag}^* est un paramètre adimensionnel qui représente le taux d'utilisation de la source de champ *i.e.* la durée pendant laquelle on utilise l'induction élevée relativement à la durée totale du cycle. Un bloc de matériau magnéto-calorique subit quatre étapes dans le cycle : aimantation, champ élevé, désaimantation et champ faible, de périodes respectives τ_{mag} , τ_{hf} , τ_{demag} et τ_{lf} . Si un seul bloc est utilisé, τ_{mag}^* vaut donc :

$$\tau_{\text{mag}}^* = \frac{\tau_{\text{hf}}}{\tau_{\text{cycle}}} = \frac{\tau_{\text{hf}}}{\tau_{\text{mag}} + \tau_{\text{hf}} + \tau_{\text{demag}} + \tau_{\text{lf}}} \quad (2.19)$$

On réalise la plupart du temps un cycle symétrique *i.e.* $\tau_{\text{mag}} = \tau_{\text{demag}}$ et $\tau_{\text{hf}} = \tau_{\text{lf}}$, donc le paramètre vaut :

$$\tau_{\text{mag}}^* = \frac{\tau_{\text{hf}}}{2\tau_{\text{mag}} + 2\tau_{\text{hf}}} \quad (2.20)$$

Dans un cas idéal où l'aimantation et la désaimantation seraient instantanées, le paramètre vaudrait $\tau_{\text{mag}}^* = 1/2$. Si on met à profit la phase de désaimantation du premier bloc pour aimanter un second bloc, alors le paramètre τ_{mag}^* vaut :

$$\tau_{\text{mag}}^* = \frac{2\tau_{\text{hf}}}{2\tau_{\text{mag}} + 2\tau_{\text{hf}}} \quad (2.21)$$

Dans un cas idéal le paramètre vaudrait alors 1.

Comparaison de différentes structures

Bjørk *et al.* ont ensuite comparé différentes sources de champ utilisées précédemment dans des systèmes de réfrigération magnétique. Les paramètres nécessaires au calcul de Λ_{cool} sont résumés dans le Tableau 2.11 et les résultats sont présentés sur la Figure 2.29. On voit que la structure d'Okamura *et al.* est de loin la plus performante selon le critère Λ_{cool} . Cette structure utilise une quantité d'aimants proche de celle de Lu *et al.* mais son volume d'entrefer est presque trois fois plus grand, alors que son induction dans l'entrefer est 50% plus faible. Cet exemple illustre le fait que l'effet magnéto-calorique, proportionnel à $B^{0,7}$, n'est pas favorable aux inductions élevées.

Par ailleurs, la plupart des prototypes linéaires utilisent un seul bloc de matériau magnéto-calorique par entrefer, ce qui conduit à $\tau_{\text{mag}}^* \leq 0,5$. Cela signifie que la structure d'aimant est utilisée uniquement durant la moitié du cycle, ce qui est très inefficace.

Tab. 2.11 – Calcul du paramètre Λ_{cool} pour différentes structures d'aimants. * = estimation. D'après [Bjørk *et al.*, 2009].

Référence	V_{mag} [L]	V [L]	$\langle B_{\text{hf}} \rangle_V$ [T]	$\langle B_{\text{hf}} \rangle_V$ [T]	$\langle B_{\text{hf}}^{2/3} \rangle_V$ [T ^{2/3}]	$\langle B_{\text{hf}}^{2/3} \rangle_V$ [T ^{2/3}]	τ_{mag}^*	Structure	$\Lambda_{\text{cool}}/\tau_{\text{mag}}^*$	Λ_{cool}
[Zheng <i>et al.</i> , 2009]	0,5	0,09	0,93	0*	0,95	0*	0,33	aimant en C	0,17	0,06
[Lee <i>et al.</i> , 2002]	14,6/m	0,32/m	1,9	0*	1,53	0*	0,95*	cylindre de Halbach avec ouverture	0,03	0,03
[Vasile <i>et Muller</i> , 2006]	9,2/m	0,75	1,9	0*	1,53	0*	0,90*	cylindre de Halbach avec ouverture	0,12	0,11
[Bohigas <i>et al.</i> , 2000]	0,38	0,02	0,9	0*	0,93	0*	1	paires d'aimants rectangulaires	0,049	0,049
[Tura <i>et Rowe</i> , 2007]	1,03	0,05	1,4	0,1	1,25	0,2	0,5	2 cylindres de Halbach concentriques	0,05	0,03
[Bjørk <i>et al.</i> , 2008]	0,50	0,07	1,03	0,01	1,02	0,06	0,5	cylindre de Halbach	0,13	0,07
[Lu <i>et al.</i> , 2005]	2,94	0,14	1,4	0	1,25	0	0,5	cylindre de Halbach	0,06	0,03
[Zimm <i>et al.</i> , 2007]	4,70	0,15	1,5	0,1	1,31	0,2	0,90*	structure d'aimants avec 2 entrefers en V	0,04	0,03
[Okamura <i>et al.</i> , 2007]	3,38	0,80	1,0	0	1,0	0	0,66	moteur bipolaire	0,24	0,16

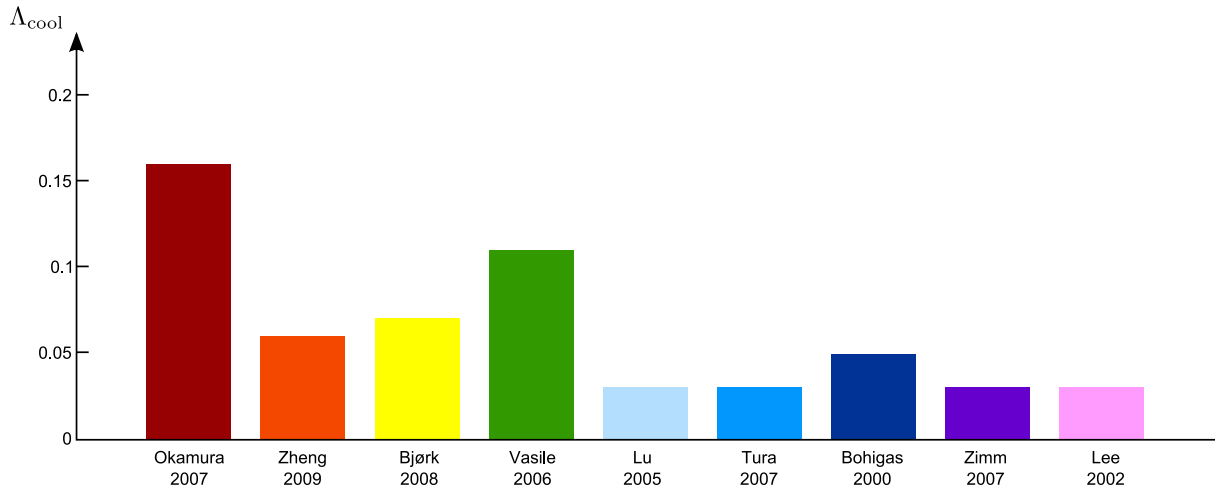


Fig. 2.29 – Comparaison des performances de différentes structures d’aimants en fonction du paramètre Λ_{cool} .

Conclusion

L’approche de Bjørk *et al.* est très intéressante. Pour la première fois, un critère général est utilisé pour comparer différents systèmes entre eux. Cependant, ce critère présente deux limitations majeures, la première est d’ordre technique, la seconde d’ordre économique. Premièrement, le critère de Bjørk *et al.* ne prend pas en compte le travail mécanique à fournir au cours d’un cycle pour déplacer les aimants. Deux structures avec le même Λ_{cool} peuvent nécessiter des travaux mécaniques très différents aboutissant à des performances globales très éloignées.

Deuxièmement, ce critère ne prend pas en compte la quantité de MCM utilisée, alors qu’elle représente une part importante du coût des systèmes de réfrigération magnétique. Par exemple, si on considère un système comprenant un seul régénérateur, le taux d’utilisation de la source de champ vaut $\tau_{mag}^* = 1/2$. En ajoutant un deuxième régénérateur fonctionnant en opposition de phase, on obtient $\tau_{mag}^* = 1$ donc on augmente artificiellement la performance de la source de champ. En fait, pour s’affranchir de la seconde limitation, il faudrait multiplier le paramètre Λ_{cool} par τ_{mcm}^* , le taux d’utilisation du bloc de matériau magnéto-calorique (identique pour tous les régénérateurs dès lors qu’on réalise un cycle “symétrique”) et défini suivant :

$$\tau_{mcm}^* = \frac{\tau_{hf} + \tau_{lf}}{\tau_{cycle}} \quad (2.22)$$

Dans un cas idéal, pour un système avec un ou deux régénérateurs, le paramètre vaut $\tau_{mcm}^* = 1$. Si on utilise trois régénérateurs par structure d’aimants, alors le taux d’utilisation du MCM diminue à $\tau_{mcm}^* = 2/3$. Pour conclure, le système le plus performant est celui pour lequel $\tau_{mag}^* = 1$ et $\tau_{mcm}^* = 1$, *i.e.* dans lequel chaque source de champ (ou entrefer dans le cas d’une source de champ multi-entrefers) est associée à deux régénérateurs fonctionnant en opposition de phase.

2.4.4 Critère de Rowe

Présentation

Rowe a défini un critère caractéristique des performances et du coût des systèmes AMR, dérivé de l’exergie [Rowe, 2009]. Le coefficient de performance est souvent utilisé

pour caractériser la performance des machines thermodynamiques conventionnelles. Il est défini comme le ratio de la chaleur extraite sur le travail électrique consommé (ou de façon équivalente comme le ratio de la puissance thermique sur la puissance électrique) :

$$COP = \frac{\dot{Q}_{\text{cold}}}{\dot{W}_{\text{elec}}} \quad (2.23)$$

Cependant, une valeur du COP doit être associée à une référence de température, ou d'écart de température pour être significative. C'est pourquoi un autre paramètre a été défini par les thermodynamiciens. Plutôt que de considérer l'énergie thermique Q_{cold} , il est préférable de regarder l'énergie utilisable par rapport à une température de référence T_0 [Bejan, 2006]. Dans le cas d'un réfrigérateur, on définit donc l'exergie comme :

$$Ex_Q = Q_{\text{cold}} \left(\frac{T_0}{T_{\text{cold}}} - 1 \right) \quad (2.24)$$

De façon similaire au COP , il est alors possible de définir le rendement exergetique :

$$\eta_{\text{ExQ}} = \frac{Ex_Q}{W} = \frac{Q_{\text{cold}}}{W} \left(\frac{T_0}{T_{\text{cold}}} - 1 \right) \quad (2.25)$$

Si on utilise la température de la source chaude comme température de référence $T_0 = T_{\text{hot}}$, alors, le rendement exergetique s'écrit :

$$\eta_{\text{ExQ}} = \frac{\dot{Q}_{\text{cold}}}{\dot{W}} \left(\frac{\Delta T}{T_{\text{cold}}} \right) \quad (2.26)$$

On voit que le rendement exergetique est compris dans l'intervalle $0 \leq \eta_{\text{ExQ}} \leq 1$ et vaut zéro lorsque la puissance froide ou l'écart de température est nul.

Pour compléter ce critère technique, Rowe a défini un critère économique qui est censé être représentatif du coût de fabrication. Ce critère représente la quantité de puissance froide utile pour une quantité de MCM et une intensité de champ magnétique données :

$$\mu = \frac{(1 - \varepsilon)}{B_0 V} Ex_Q \quad (2.27)$$

avec V le volume du régénérateur, ε la porosité et B_0 l'intensité de l'induction dans l'entrefer.

Conclusion

Les deux critères η_{ExQ} et μ permettent de rendre compte de la performance technico-économique des systèmes de réfrigération magnétique. Cependant, autant la puissance maximale d'un système \dot{Q}_{cold} peut être approximée par le calcul de la puissance intrinsèque \dot{Q}_{mcm} du MCM, autant l'écart de température maximal ΔT atteignable par un système de réfrigération magnétique est plus difficile à déterminer *a priori*. De plus il est dépendant du cycle de réfrigération exécuté et de la température ambiante (source chaude). Enfin, le paramètre μ n'est pas réellement discriminant. En effet, pour obtenir une même induction B_0 dans un entrefer de volume V , plusieurs structures peuvent être utilisées, nécessitant des quantités d'aimants différentes.

2.4.5 Définition de nouveaux critères

Nous avons vu dans les sections précédentes que plusieurs critères avaient été proposés par différents auteurs pour caractériser la performance des systèmes de réfrigération magnétique. Cependant, tous ces critères présentent des défauts. En fait, un critère unique ne peut pas rendre compte à lui seul de la performance d'un système de réfrigération magnétique. C'est pourquoi nous proposons d'utiliser un jeu de paramètres représentatifs de sa performance. Si on considère un système de réfrigération magnétique destiné à des applications industrielles, on peut lister cinq objectifs que doit remplir ce système, qui se traduisent par cinq critères de performance :

Efficacité. Le système doit être une machine thermodynamique efficace, *i.e.* extraire de la puissance froide en consommant le moins possible de puissance électrique. Cet objectif est donc caractérisé par le *COP*.

Faible coût. Pour des applications domestiques, un critère primordial est celui du coût de fabrication. Pour une comparaison effective des systèmes entre eux, on calcule le *coût par unité de puissance froide*, exprimé en $\text{€} \cdot \text{kW}^{-1}$.

Compacité. Ce critère est important pour les applications domestiques, et l'est encore plus pour les applications embarquées (automobiles, aéronautiques, aérospatiales, ...). Il se traduit par la *densité volumique de puissance* des systèmes, exprimée en $\text{kW} \cdot \text{m}^{-3}$.

Puissance spécifique élevée. Ce critère est proche du critère précédent, mais doit être pris en compte en particulier pour les applications embarquées. La puissance spécifique, ou *densité massique de puissance*, s'exprime en $\text{kW} \cdot \text{kg}^{-1}$.

Longue durée de vie. Les systèmes de réfrigération magnétique doivent avoir une longue durée de vie. Ce paramètre est difficile à calculer *a priori* mais un facteur est particulièrement susceptible d'affecter ce paramètre. Il s'agit des forces s'exerçant sur le régénérateur lorsque celui-ci est déplacé dans un gradient de champ magnétique. Ces forces sont reportées sur les actionneurs et, à la longue, elles peuvent causer une rupture mécanique. Pour étudier la durabilité d'un système, on s'intéressera donc aux forces maximales s'exerçant sur le régénérateur.

Maintenant que nous avons défini les critères caractéristiques de la performance des systèmes de réfrigération magnétique, la difficulté principale réside dans le couplage entre leurs différents éléments constitutifs. La Figure 2.30 présente un bilan énergétique (puissances moyennes) des systèmes de réfrigération magnétique. On voit que les ensembles de blocs représentant la source de champ (*Magnetizer design*) et le régénérateur (*Regenerator design*) sont distincts. Il est donc possible de dissocier l'étude thermohydraulique et magnéto-mécanique, ce qui réduit la complexité du problème.

La puissance électrique consommée dépendant grandement du rendement des moteurs ou actionneurs utilisés, il nous a semblé plus pertinent de considérer la puissance mécanique nécessaire d'une part pour la génération du champ magnétique variable, et d'autre part pour le déplacement du fluide. Nous définissons alors le COP_{mag} pour représenter la performance du circuit magnétique :

$$COP_{\text{mag}} = \frac{\dot{Q}_{\text{mcm}}}{\dot{W}_{\text{mec}}} \quad (2.28)$$

Et le COP_{th} pour représenter la performance du circuit thermohydraulique-hydraulique :

$$COP_{th} = \frac{\dot{Q}_{cold}}{\dot{W}_{fluid}} \quad (2.29)$$

Ces cinq critères seront utilisées dans le Chapitre 4 pour comparer les performances de différents systèmes.

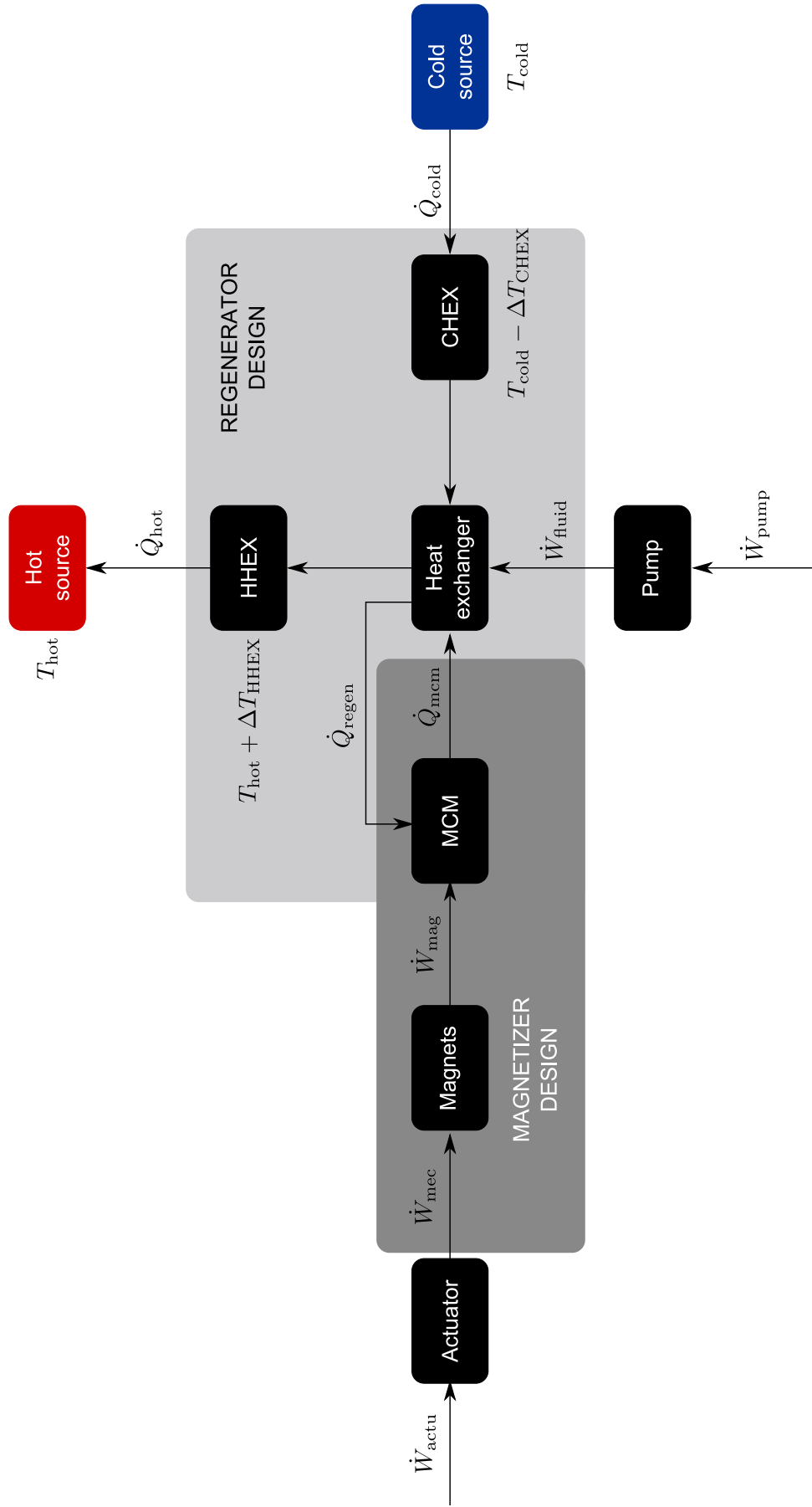


Fig. 2.30 – Bilan énergétique des systèmes de réfrigération magnétique. HHEX = Hot heat exchanger, CHEX = Cold heat exchanger, MCM = *Magnetic caloric material*.

2.5 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre quels étaient les éléments constitutifs des systèmes de réfrigération magnétique, ainsi que les principes de fonctionnement et les choix possibles dans la conception d'un système. Les cycles de réfrigération magnétique sont équivalents aux cycles thermodynamiques classiques, à la différence près que les phases de compression et détente des gaz sont remplacées par l'aimantation et la désaimantation de MCM. On retrouve les cycles de Brayton, d'Ericsson, de Stirling et de Carnot magnétiques. Cependant pour atteindre les écarts de température requis pour des applications industrielles, il est nécessaire d'utiliser un cycle régénératif. Cross *et al.* ont démontré que le cycle le plus performant est le cycle AMR pour lequel c'est le MCM qui joue le rôle de régénérateur [Cross *et al.*, 1988].

Deux types de systèmes existent, les systèmes linéaires et les systèmes rotatifs et un grand nombre de prototypes des deux types ont été construits depuis le premier prototype réalisé par Brown en 1976 [Brown, 1976]. Ces dernières années, beaucoup de prototypes ont été conçus dans différents laboratoires. Leur plage de fonctionnement est définie par la puissance maximale et l'écart de température maximal. Cependant pour une comparaison effective des prototypes entre eux, il faut adimensionnaliser ces grandeurs. Nous avons donc utilisé le facteur de régénération δ et ratio de puissance ξ . Pour les prototypes actuels, les valeurs de δ sont d'ores et déjà intéressantes (les écarts de température atteignent jusqu'à 8,6 fois l'EMC), il reste encore une bonne marge de progression concernant le ratio de puissance ξ (inférieur à 0,67). Une meilleure réalisation des prototypes (limitation des pertes) et la bonne exécution du cycle AMR devraient permettre de se rapprocher de l'unité.

La comparaison des performances des systèmes de réfrigération magnétique fait encore débat. Plusieurs auteurs ont proposé des critères de performance (coût par unité de puissance, COP , rendement exergetique, ...) mais tous ces critères présentent des limitations. Nous avons donc défini un jeu de cinq critères caractéristiques de la performance des systèmes de RM qui dépend de deux éléments principaux : le régénérateur et la source de champ, dont l'étude fera l'objet des deux prochains chapitres.

Chapitre 3

Étude des régénérateurs magnétiques actifs

“The regenerator theory is one of the most difficult theoretical problems in the science of heat transfer”, Max Jakob (1879-1955).

Sommaire

3.1	Introduction	66
3.2	Revue des modèles numériques antérieurs	66
3.3	Développement du modèle numérique d’un AMR	72
3.3.1	Présentation des régénérateurs magnétiques actifs	72
3.3.2	Géométrie	77
3.3.3	Équations caractéristiques	78
3.3.4	Conditions aux limites	80
3.3.5	Propriétés physiques	80
3.3.6	Implémentation du modèle numérique 1D	82
3.3.7	Validation du modèle numérique	86
3.4	Étude du fonctionnement de l’AMR	91
3.4.1	Régime transitoire	91
3.4.2	Régime permanent	92
3.4.3	Étude paramétrique en régime permanent	93
3.5	Validation expérimentale du modèle numérique de l’AMR	98
3.5.1	Dispositif expérimental	98
3.5.2	Comparaison des résultats numériques et expérimentaux	99
3.6	Conclusion	101

Résumé

Ce chapitre est consacré à l’étude thermique des systèmes de réfrigération magnétique, en particulier des régénérateurs magnétiques actifs. Après une brève revue des modèles numériques publiés précédemment, la physique sous-jacente au fonctionnement des régénérateurs est présentée. Les hypothèses de modélisation, les équations caractéristiques et l’implémentation d’un modèle numérique 1D sont détaillées. La validité du modèle numérique en fonctionnement passif est vérifiée grâce à une solution analytique. Le fonctionnement du régénérateur en régime transitoire et permanent est étudié et une étude paramétrique est réalisée. Enfin, la validité du modèle en fonctionnement actif est vérifiée par comparaison à des résultats expérimentaux.

3.1 Introduction

Comme dans toute machine frigorifique, les transferts thermiques jouent un rôle primordial au sein des systèmes de réfrigération magnétique. L'étude de ces transferts au sein des régénérateurs est complexe car ces phénomènes sont transitoires par nature. Si certains modèles s'attachent à décrire le comportement des régénérateurs à l'état stationnaire, l'étude temporelle semble malgré tout indispensable pour bien comprendre et modéliser les transferts thermiques dans les régénérateurs. Par ailleurs, il peut exister un couplage fort avec le champ magnétique et les écoulements selon la géométrie et les matériaux du régénérateur, ce qui rend la modélisation encore plus complexe.

3.2 Revue des modèles numériques antérieurs

Le premier modèle de réfrigération magnétique à régénérateur actif a été présenté en 1982 par Barclay [Barclay, 1982]. Il s'agit d'un modèle 1D d'un régénérateur poreux basé sur le modèle analytique des transferts thermiques dans un milieu poreux développé en 1929 par Schumann [Schumann, 1929]. La variation des propriétés physiques du solide et du fluide avec la température, ainsi que la conduction dans le solide sont prises en compte. Barclay simule de l'hélium traversant un empilement de sphères dont la température de Curie varie de façon continue et dont les extrémités sont respectivement à une température initiale de 25 K et 75 K¹. Les profils de température du fluide (notée TF), du solide (notée TS) et de la paroi (notée TW) sont donnés pour différentes phases du cycle sur la Figure 3.1. Les quatre courbes représentent respectivement les phases d'aimantation, circulation du fluide vers l'extrémité chaude, désaimantation et circulation du fluide vers l'extrémité froide.

Plusieurs modèles de systèmes cryogéniques similaires à celui de Barclay ont ensuite été développés [Schroeder *et al.*, 1990], [Matsumoto et Hashimoto, 1990], [DeGregoria, 1992]. Par la suite, plusieurs modèles de systèmes de réfrigération autour de la température ambiante ont été implémentés. On peut noter l'approche intéressante utilisée par Hu et Xiao [Hu et Xiao, 1995], basée sur l'étude harmonique présentée par Xiao *et al.* [Xiao, 1992].

L'étude de Smaïli *et al.* est originale car elle est basée sur la comparaison de sept régénérateurs composites (mélange de MCM) ayant différents profils de température de Curie, ce qui donne des variations adiabatiques de température de la forme [Smaïli et Chahine, 1998] :

$$\Delta T_{\text{ad}}(T) = kT_{\text{hot}} \left(\frac{T}{T_{\text{hot}}} \right)^n \quad (3.1)$$

avec T_{hot} la température du réservoir chaud, k une constante et n un exposant. L'étude met en évidence que les performances du régénérateur sont optimales (en terme de ΔT , puissance froide et COP) pour des exposants $1 \leq n \leq 2$. Dans cet intervalle d'exposants, les variations ne sont pas significatives, ce qui laisse un certain choix dans la composition d'un régénérateur composite. L'étude souligne aussi l'intérêt d'utiliser des régénérateurs composites, puisque qu'ils permettent d'améliorer le COP de plus de 100% par rapport à des régénérateurs classiques (*i.e.* composés d'un seul matériau magnétocalorique).

Shir *et al.* [Shir *et al.*, 2005] et Allab *et al.* [Allab *et al.*, 2005] ont été les premiers à mettre en évidence les différentes phases d'un cycle de réfrigération magnétique avec un modèle numérique, comme illustré sur la Figure 3.2.

1. Il ne s'agit donc pas de réfrigération à température ambiante, mais le modèle mathématique est identique. Seules les propriétés des matériaux diffèrent.

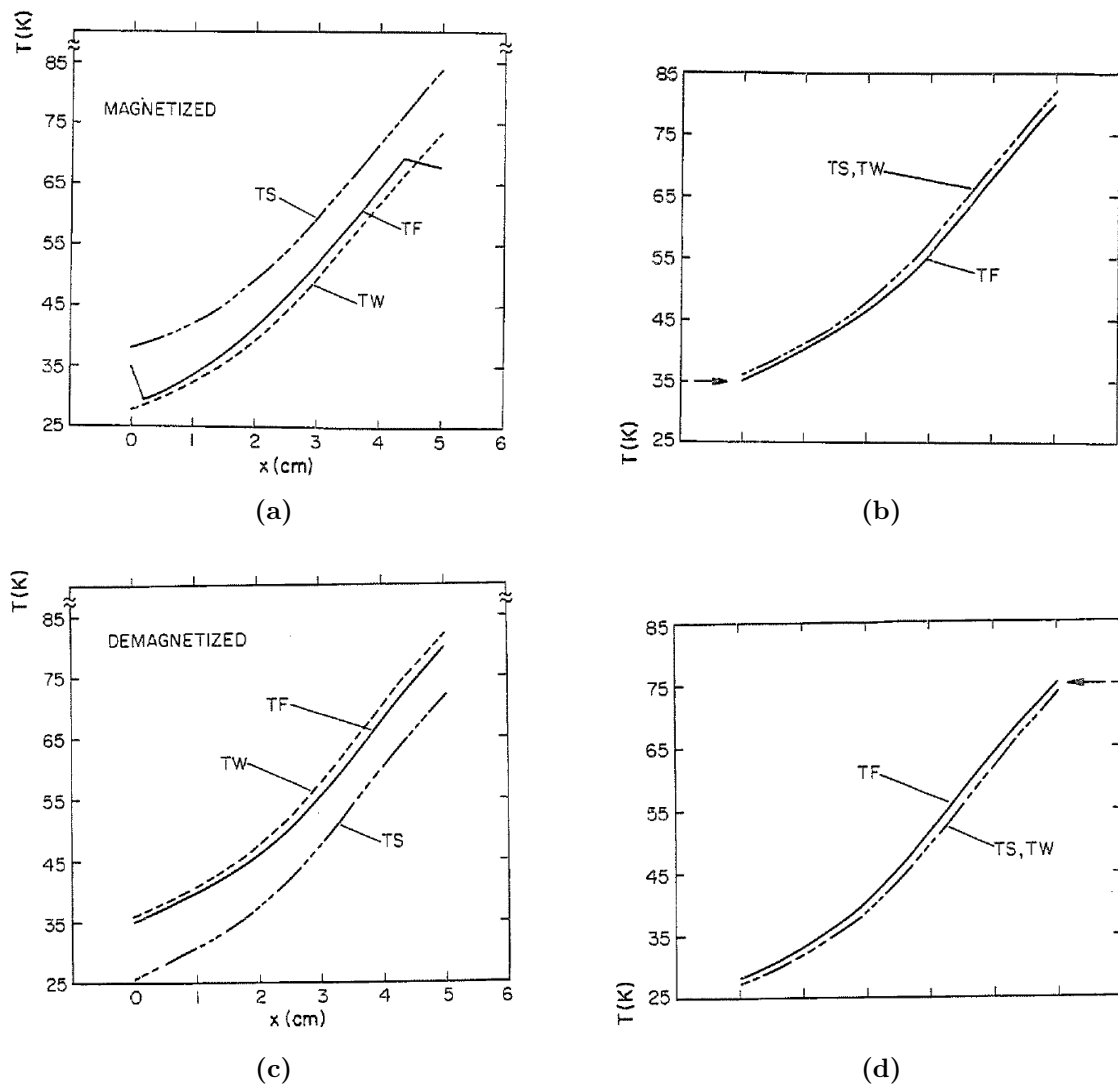


Fig. 3.1 – Profils de température du fluide et du solide [Barclay, 1982].

Des améliorations significatives ont été apportées par Siddikov *et al.* par rapport aux modèles numériques précédents en prenant en compte les caractéristiques réelles des matériaux (des fonctions d'interpolation sont déterminées à partir de résultats expérimentaux) [Siddikov *et al.*, 2005]. Le modèle numérique de Siddikov *et al.* est basé sur le modèle mathématique présenté par DeGregoria *et al.* [DeGregoria *et al.*, 1990] et prend en compte les pertes par friction du fluide, ainsi que les transferts par dispersion dans le fluide.

Par la suite, Dikeos *et al.* ont modélisé un système de RM constitué de deux régénérateurs en série, fonctionnant selon un cycle différent du cycle magnétique de Brayton [Dikeos *et al.*, 2006]. Le champ magnétique et le débit varient sinusoidalement au cours du temps. Les résultats numériques sont proches des résultats expérimentaux pour des écarts de température faibles, mais s'éloignent considérablement pour des écarts plus importants.

D'autres résultats méritent d'être soulignés. En particulier Li *et al.* ont comparé les performances d'un régénérateur en fonction du fluide caloporteur utilisé [Li *et al.*, 2006]. Leur modèle est basé sur le modèle numérique de Willmott [Willmott, 1964], qui a été la première modélisation numérique d'un régénérateur thermique. Ils concluent qu'il est préférable d'utiliser un liquide plutôt qu'un gaz comme fluide caloporteur à cause de la faible capacité calorifique volumique de ces derniers. Enfin, il semble que l'eau reste le meilleur fluide caloporteur pour des applications à température ambiante.

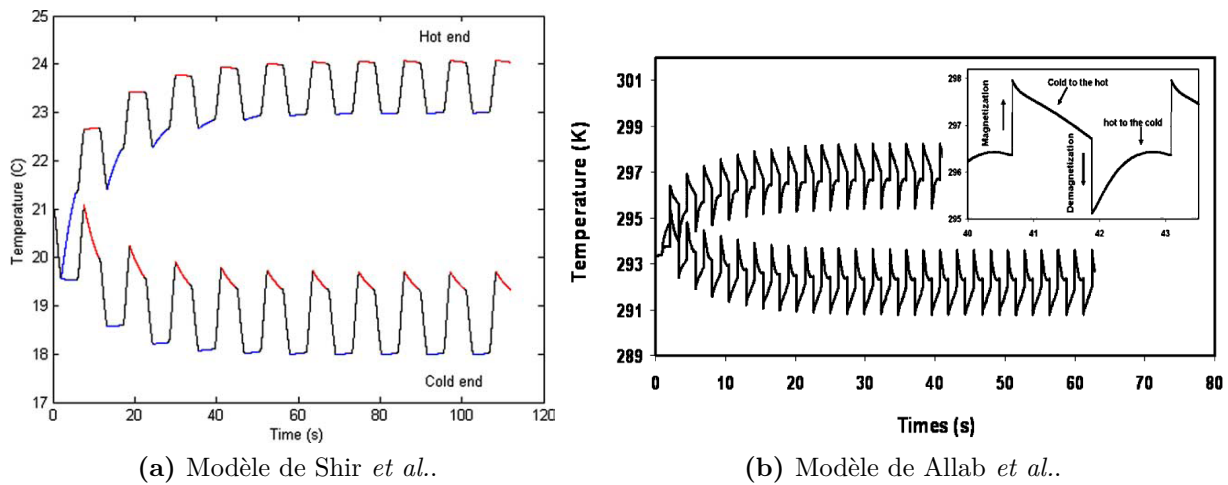


Fig. 3.2 – Modélisation des différentes phases du cycle AMR.

Plus récemment, Engelbrecht *et al.* ont amélioré leur modèle numérique pour prendre en compte le terme temporel dans l'équation de la chaleur du fluide, ainsi que l'inhomogénéité du champ magnétique [Engelbrecht, 2007].

Alors que la plupart des modèles sont 1D, des modèles 2D ont été développés [Sarlah *et al.*, 2006], [Petersen *et al.*, 2008b], [Oliveira *et al.*, 2009b, Oliveira *et al.*, 2009a]. Il ressort de ces études que les résultats des modèles 1D et 2D sont en très bon accord tant que l'épaisseur du canal de fluide reste faible (dans le cas d'un régénérateur constitué de plaques parallèles). La puissance froide calculée avec les modèles 1D et 2D est présentée sur la Figure 3.3 pour différentes épaisseurs du canal de fluide. L'épaisseur des plaques est égale à deux fois celle du canal (la porosité est donc constante et égale à 0,33) et le débit est tel que le ratio des capacités calorifiques est toujours égal à 0,64.

Dernièrement un modèle 3D a même été implémenté par Bouchard *et al.* [Bouchard *et al.*, 2009]. Ce modèle très complet représente un régénérateur composé d'un empilement de sphères et ellipsoïdes et résout les équations hydrodynamiques et thermiques, le profil de champ magnétique ayant été déterminé au préalable en prenant en compte le champ démagnétisant. Cependant le peu de résultats numériques et l'absence de comparaison avec des résultats expérimentaux ne permet pas de conclure quant à la validité de leur modèle.

Une approche originale a été utilisée par Oliveira *et al.* [Oliveira *et al.*, 2009b, Oliveira *et al.*, 2009a]. Il s'agit d'une méthode hybride, c'est à dire que le profil de vitesse est déterminé de façon analytique (ce qui impose un certain nombre d'hypothèses, entre autres un écoulement entre des plaques infinies, des propriétés du fluide constantes, des variations temporelles sinusoïdales, ...) et le profil de température est déterminé par la Méthode de Volumes Finis (FVM). Oliveira *et al.* présentent une étude très exhaustive de l'influence des paramètres sur les performances du régénérateur.

Il faut souligner l'étude numérique intéressante de Nielsen *et al.*, qui considèrent une géométrie 2,5D, *i.e.* une géométrie 2D avec la prise en compte des pertes thermiques dans la troisième dimension par l'ajout d'un terme puits dans les équations de la chaleur [Nielsen *et al.*, 2009]. Les résultats numériques représentent très bien les effets de différents paramètres mais il y a toujours une erreur non négligeable entre les résultats numériques et expérimentaux. Les auteurs soulignent l'importance d'utiliser des propriétés magnéto-caloriques issues de mesures expérimentales (plutôt que calculées par le modèle de champ moyen) pour minimiser l'erreur.

Jacobs a amélioré le modèle de Engelbrecht *et al.* pour rendre les simulations plus rapides. Il s'est intéressé à la modélisation des régénérateurs multi-couches et a montré que

leurs performances étaient meilleures que celle d'un régénérateur contenant un seul MCM [Jacobs, 2009]. La comparaison avec des résultats expérimentaux obtenus par Astronautics montrent une bonne adéquation avec les résultats numériques.

Une synthèse (non exhaustive) des modèles numériques de réfrigération magnétique est présentée dans le Tableau 3.1.

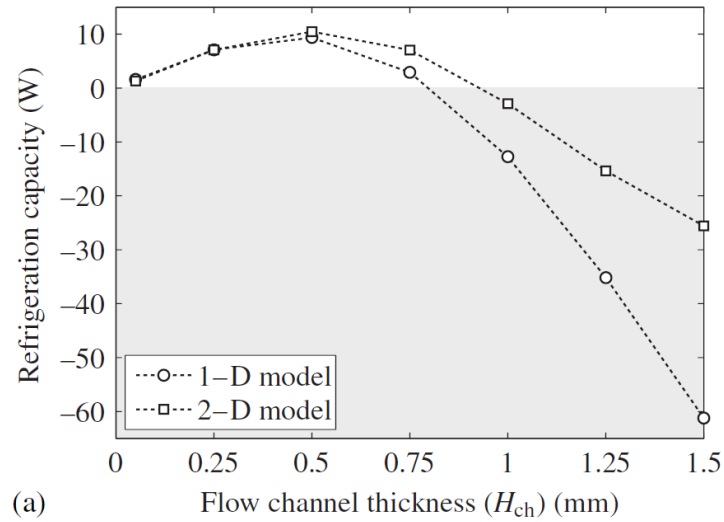


Fig. 3.3 – Comparaison de la puissance froide d'un régénérateur à plaques parallèles calculée avec des modèles 1D et 2D [Petersen *et al.*, 2008a].

Tab. 3.1 – Les différents modèles numériques de réfrigération magnétique. FDM = Méthode des différences finies, FEM = Méthode des éléments finis, FVM = Méthode des volumes finis, Ana. = Analytique.

Référence	Géométrie	Dim.	Régime	Méth. num.	Logiciel/ Langage	Validité
[Barclay, 1982]	sphères	1D	Trans.	FDM	-	-
[Schroeder <i>et al.</i> , 1990]	plaques en spirale	1D	Trans.	FEM	NASTRAN	-
[Matsumoto et Hashimoto, 1990]	matrice poreuse	1D	Trans.	FDM	-	-
[DeGregoria, 1992] [DeGregoria <i>et al.</i> , 1992]	sphères	1D	Trans.	Méth. d'Euler	-	écart avec les résultats expérimentaux
[Carpetis, 1994]	sphères	1D	Trans.	-	FDM	-
[Hu et Xiao, 1995]	matrice poreuse	1D	Harm.	Runge-Kutta	-	-
[Smaïli et Chahine, 1998]	matrice poreuse	1D	Trans.	FDM	-	-
[Shir <i>et al.</i> , 2005]	copeaux	1D	Trans.	FDM	-	bonne corrélation pour un point de fonctionnement
[Allab <i>et al.</i> , 2005]	plaques parallèles	1D	Trans.	FDM	MATLAB	écart avec les résultats expérimentaux
[Siddikov <i>et al.</i> , 2005]	sphères	1D	Trans.	FDM	FORTRAN	-
[Engelbrecht <i>et al.</i> , 2005] [Engelbrecht, 2007]	sphères	1D	Trans.	FVM	MATLAB	écart avec les résultats expérimentaux
[Dikeos <i>et al.</i> , 2006]	sphères	1D	Trans.	FEM	COMSOL	bonne corrélation avec les résultats expérimentaux pour $T_{\text{hot}} \leq 300 \text{ K}$
[Li <i>et al.</i> , 2006]	sphères	1D	Trans.	FDM	-	fonctionnement passif validé analytiquement
[Sarlah <i>et al.</i> , 2006]	nid d'abeilles	2D	Trans.	FDM	-	-
[Tagliafico <i>et al.</i> , 2006]	disques parallèles	1D	Perm.	Ana.	MATLAB	-

Tab. 3.2 – Les différents modèles numériques de réfrigération magnétique (suite).

Référence	Géométrie	Dim.	Régime	Méth. num.	Logiciel/ Langage	Validité
[Kawanami <i>et al.</i> , 2006]	sphères	1D	Trans.	FVM	-	écart avec les résultats expérimentaux
[Petersen <i>et al.</i> , 2008b]	plaques parallèles	2D	Trans.	FEM	COMSOL	-
[Oliveira <i>et al.</i> , 2009b] [Oliveira <i>et al.</i> , 2009a]	plaques parallèles	2D	Harm.	Ana./ FVM	-	-
[Nielsen <i>et al.</i> , 2009]	plaques parallèles	2,5D	Trans.	FVM	FORTRAN	bonne corrélation avec les résultats expérimentaux (erreur de 30%)
[Bouchard <i>et al.</i> , 2009]	sphères + ellipsoïdes	3D	Trans.	FVM	ANSYS	-
[Jacobs, 2009][Russek <i>et al.</i> , 2010]	sphères	1D	Trans.	FEM	-	bonne corrélation avec les résultats expérimentaux (erreur de 20%)
[Risser <i>et al.</i> , 2010]	conduites rectangulaires	1D	Trans.	FDM	SCILAB	-
[Tagliafico <i>et al.</i> , 2010]	sphères	1D	Trans.	FDM	MATLAB	-
[Tusek <i>et al.</i> , 2010]	sphères	1D	Trans.	FDM	MATLAB	-
[Liu et Yu, 2011]	sphères	2D	Trans.	FDM	-	écart avec les résultats expérimentaux
[Legait, 2011]	plaques parallèles	2D	Trans.	FVM	FLUENT	écart avec les résultats expérimentaux

3.3 Développement du modèle numérique d'un AMR

3.3.1 Présentation des régénérateurs magnétiques actifs

Fonctionnement

Le fonctionnement des AMR est similaire à celui des régénérateurs thermiques passifs et les échanges sont gouvernés par les mêmes équations caractéristiques. La seule différence est la présence d'un terme source correspondant à l'EMC, et la variation des propriétés physiques du régénérateur avec la température et le champ magnétique. Un régénérateur, aussi appelé matrice, est un échangeur qui stocke de la chaleur et dans lequel les fluides chaud et froid circulent alternativement.

Pour réaliser un cycle, il est donc nécessaire de déplacer de façon périodique le régénérateur dans des circuits de fluides fixes ou bien de faire passer alternativement un fluide chaud puis un fluide froid dans un régénérateur fixe². Dans la première configuration, le régénérateur tourne en continu et une partie de sa surface d'échange se trouve au contact du fluide chaud pendant que l'autre partie se trouve au contact du fluide froid. Les températures de sortie des fluides sont constantes par rapport au temps. Dans la seconde configuration, les fluides chaud et froid circulent alternativement dans le régénérateur grâce à des jeux de vannes. Cette fois-ci, les températures de sortie des fluides varient avec le temps. Pour pouvoir réaliser un cycle de réfrigération continu, cette seconde configuration nécessite d'utiliser au moins deux régénérateurs en déphasage.

Quelle que soit la configuration utilisée, la circulation des fluides chaud et froid peut se faire dans la même direction (régénérateur à courants parallèles) ou en sens inverse (régénérateur à contre-courant)³. Dans la plupart des applications, on utilise des régénérateurs à contre-courant car leur efficacité est supérieure à celle des régénérateurs à courants parallèles et leur circuit hydraulique est plus simple [Shah et Sekulic, 2003].

Un régénérateur à contre-courant est schématisé sur la Figure 3.4. Lorsque le fluide chaud circule dans le régénérateur, il cède de la chaleur qui est stockée dans le régénérateur, et le fluide est refroidi. On appelle cette phase du cycle le *hot-blow* et on note sa durée τ_{hb} . Lorsque le fluide froid circule dans le régénérateur, de dernier cède de la chaleur au fluide qui se réchauffe. On appelle cette phase du cycle le *cold-blow* et on note sa durée τ_{cb} . Lors du *hot-blow*, le fluide chaud circule au contact d'une surface d'échange A_h et lors du *cold-blow* la surface d'échange est A_c .

On définit les taux de capacités calorifiques pour les fluides chaud et froid de la façon suivante :

$$C_h = (\dot{m}c_p)_h \quad (3.2)$$

$$C_c = (\dot{m}c_p)_c \quad (3.3)$$

avec \dot{m} le débit massique et c_p la capacité calorifique massique du fluide.

On définit le ratio des taux de capacité calorifique comme le ratio du plus petit sur le plus grand taux de capacité calorifique des fluides :

$$C^* = \frac{C_{\min}}{C_{\max}} \quad (3.4)$$

2. Il existe une troisième solution qui consiste à utiliser un régénérateur fixe et des circulations de fluide continues via un jeu de valves en rotation. On appelle les régénérateurs de ce type des régénérateurs de Rothemuhle.

3. Il est à noter qu'il n'existe pas de régénérateur à courants croisés, comme on peut trouver parmi les échangeurs thermiques sans régénération.

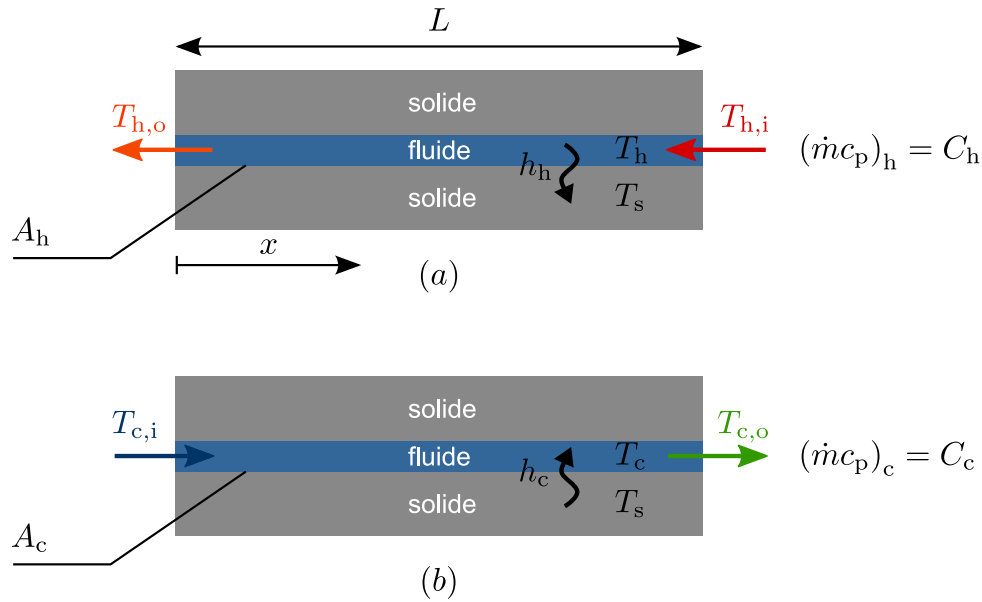


Fig. 3.4 – Schéma de fonctionnement d'un régénérateur passif durant (a) le *hot-blow* et (b) le *cold-blow*.

Et on définit le ratio des taux de transfert de chaleur comme le ratio du taux de transfert de chaleur du fluide associé à C_{\min} sur celui associé à C_{\max} :

$$(hA)^* = \frac{(hA)_{\min}}{(hA)_{\max}} \quad (3.5)$$

Dans toute la suite, on considérera un régénérateur symétrique, *i.e.* $(hA)^* = 1$, et équilibré, *i.e.* $C^* = 1$. Dans ce cas on notera $\dot{m}_h = \dot{m}_c = \dot{m}$, $c_h = c_c = c_{pf}$, $h_h = h_c = h$ et $A_h = A_c = A_{fs}$.

On définit l'efficacité thermique du régénérateur comme le ratio du taux de chaleur transférée du fluide chaud au fluide froid sur le taux de chaleur transférée maximal possible dans les mêmes conditions :

$$\text{eff} = \frac{q}{q_{\max}} \quad (3.6)$$

Sous les hypothèses précédentes, on obtient :

$$\text{eff} = \frac{T_{h,i} - \bar{T}_{h,o}}{T_{h,i} - T_{c,i}} \quad (3.7)$$

avec $\bar{T}_{h,o}$ température moyenne du fluide chaud en sortie :

$$\bar{T}_{h,o} = \frac{1}{\tau_{hb}} \int_0^{\tau_{hb}} T_{h,o}(t) dt \quad (3.8)$$

Il existe deux méthodes principales pour étudier la performance des régénérateurs : la méthode $\text{eff} - NTU$ et la méthode $\Lambda - \Pi$. Avec la première méthode, l'efficacité du régénérateur peut être exprimée en fonction de deux paramètres adimensionnels uniquement⁴. Le premier de ces paramètres est le *Nombre d'Unités de Transfert*⁵, qui correspond au

4. L'efficacité dépend de quatre paramètres dans le cas général d'un régénérateur non symétrique et non équilibré.

5. Dans la littérature, on trouve parfois le *Nombre d'Unités de Transfert modifié* NTU_0 . Il est lié au Nombre d'Unités de Transfert par la relation : $NTU_0 = \frac{1}{2}NTU$.

ratio du taux de transfert de chaleur sur le taux de capacité calorifique [Shah et Sekulic, 2003] :

$$NTU = \frac{hA_{fs}}{\dot{m}c_{pf}} \quad (3.9)$$

Et le deuxième paramètre est l'*Utilisation*, qui correspond au ratio des capacités calorifiques du fluide sur le solide :

$$\phi = \frac{\dot{m}c_{pf}\tau_{blow}}{m_s c_{ps}} \quad (3.10)$$

Pour utiliser la méthode $\Lambda - \Pi$, il est nécessaire de définir deux paramètres adimensionnels : la longueur réduite Λ et la période réduite Π [Willmott, 1964]. La longueur réduite est définie comme :

$$\Lambda = \frac{hA_{fs}}{\dot{m}c_{pf}} \quad (3.11)$$

Et la période réduite vaut :

$$\Pi = \frac{hA_{fs}\tau_{blow}}{m_s c_{ps}} \quad (3.12)$$

On remarque que ces deux paramètres sont reliés à l'*Utilisation* et au *Nombre d'Unités de Transfert* par :

$$\Lambda = NTU \quad (3.13)$$

$$\Pi = \Lambda\phi \quad (3.14)$$

Les deux méthodes étant équivalentes, nous choisissons d'utiliser la méthode $\text{eff} - NTU$ pour la suite de l'étude.

Nombres caractéristiques de l'écoulement

Lorsqu'on étudie un écoulement, deux nombres caractéristiques sont à considérer. Le premier, le nombre de Reynolds, caractérise le régime d'écoulement. Il est égal au rapport des forces d'inertie sur les forces de viscosité :

$$\text{Re} = \frac{\rho_f v L_0}{\eta_f} \quad (3.15)$$

avec ρ_f , v et η_f respectivement la masse volumique, la vitesse et la viscosité dynamique du fluide et L_0 une longueur caractéristique.

La Figure 3.5 présente les différents régimes d'écoulement, dépendant de la valeur de Re . On voit que trois régimes successifs apparaissent :

- $\text{Re} < 2200$: l'écoulement est laminaire *i.e.* les filets fluides glissent les uns sur les autres.
- $2200 \leq \text{Re} \leq 10^4$: l'écoulement est intermédiaire.
- $10^4 < \text{Re} < 1,2 \cdot 10^5$: l'écoulement est turbulent *i.e.* il prend un aspect désordonné et la vitesse du fluide fluctue autour d'une valeur moyenne.

Le second nombre caractéristique est le diamètre hydraulique. Il s'agit d'une longueur caractéristique de l'écoulement définie comme :

$$D_h = \frac{4\varepsilon A_c}{P} \quad (3.16)$$

avec εA_c la section d'écoulement et P le périmètre mouillé.

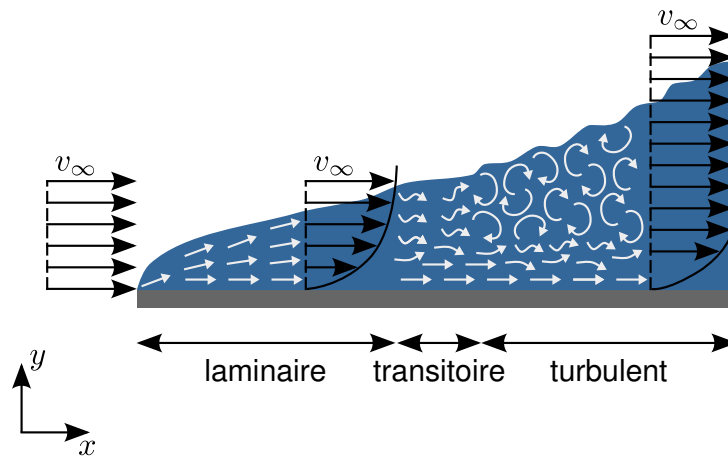


Fig. 3.5 – Illustration des profils de vitesse pour différents régimes d'écoulement.

Nombres caractéristiques des transferts thermiques

Pour un problème de conduction instationnaire dans un solide, le *nombre de Fourier* caractérise le rapport de l'énergie échangée par conduction sur l'énergie stockée dans le solide :

$$Fo = \frac{\alpha_s t_0}{L_0^2} \quad (3.17)$$

avec t_0 une durée caractéristique du problème, L_0 une dimension caractéristique du solide (selon la direction considérée) et α_s la diffusivité thermique du solide :

$$\alpha_s = \frac{\lambda_s}{\rho_s c_s} \quad (3.18)$$

Pour un solide dont les parois sont en contact avec un fluide, le *nombre de Biot* caractérise le rapport des échanges par convection (aux parois) sur les échanges par conduction (à l'intérieur du solide) :

$$Bi = \frac{hL_0}{\lambda_s} \quad (3.19)$$

On distingue différents régimes de transfert thermique au sein du solide selon la valeur de Bi :

- $Bi < 0,1$: les échanges en transitoire sont gouvernés par la convection et on considère que la température est uniforme à l'intérieur du solide.
- $0,1 \leq Bi \leq 100$: les échanges en transitoire sont gouvernés à la fois par la convection et par la conduction.
- $Bi > 100$: les échanges en transitoire sont gouvernés par la conduction.

Pour un fluide en mouvement, le *nombre de Prandtl* caractérise le rapport de la couche limite hydrodynamique sur la couche limite thermique (définies au paragraphe suivant) :

$$Pr = \frac{\eta_f c_{pf}}{\lambda_f} \quad (3.20)$$

Pour un fluide, le *nombre de Péclet* caractérise le rapport des échanges par diffusion sur les échanges par advection :

$$Pe = PrRe = \frac{vL_0}{\alpha_f} \quad (3.21)$$

On distingue différents régimes de transferts thermiques au sein du fluide en fonction de la valeur de Pe :

- $Pe < 0,1$: les échanges en transitoire sont gouvernés par la diffusion.
- $0,1 \leq Pe \leq 10$: les échanges en transitoire sont gouvernés à la fois par la diffusion et par l'advection.
- $Pe > 10$: les échanges en transitoire sont gouvernés par l'advection .

Pour un fluide qui s'écoule au contact d'une paroi, le *nombre de Nusselt* Nu caractérise le rapport des échanges par convection avec la paroi sur les échanges par conduction avec la paroi. Nous verrons par la suite que c'est un nombre très utilisé dans l'étude des transferts par convection.

Couches limites hydrodynamique et thermique

Lorsqu'un fluide circule (selon une direction x) au contact d'un solide de température différente, on voit apparaître une couche limite hydrodynamique $\delta_v(x)$ à proximité de la paroi du solide, comme illustré sur la Figure 3.6. C'est la zone dans laquelle la viscosité est importante et la vitesse varie rapidement pour devenir nulle sur la paroi.

Si l'on considère un écoulement à vitesse moyenne constante dans une conduite, le profil de vitesse va progressivement passer d'un profil constant, à un profil appelé *pleinement développé*, qui ne varie plus au cours du déplacement. Ce profil est de forme parabolique et correspond à la distance à laquelle la couche limite hydrodynamique va être égale au rayon de la conduite (pour une conduite circulaire) ou de façon plus générale, au rayon hydraulique. Il est alors possible de définir un nombre de Reynolds moyen. La distance pour laquelle l'écoulement est hydrodynamiquement pleinement développé est donnée par l'Équation [Janna, 2000] :

$$x_v = 0,05D_h Re \quad (3.22)$$

De façon similaire, on voit apparaître une couche limite thermique $\delta_{th}(x)$ à l'intérieur de laquelle se fait la majorité des transferts thermiques entre le solide et le fluide, comme illustré sur la Figure 3.7. Si on considère le cas d'un écoulement laminaire au contact d'une paroi à flux thermique constant, la distance pour laquelle l'écoulement est thermiquement pleinement développé est calculé par la relation⁶ [Janna, 2000] :

$$x_{th} = 0,05D_h RePr \quad (3.23)$$

Lorsque l'écoulement est thermiquement pleinement développé, la différence entre la température moyenne du fluide et celle de la paroi reste constante, ce qui permet de définir un nombre de Nusselt moyen et un coefficient de convection global. Dans les autres cas le coefficient de convection est local, *i.e.* il dépend de la position x .

Dans toute la suite on fera l'hypothèse que l'écoulement est laminaire et hydrodynamiquement et thermiquement pleinement développé, ce qui nous permettra de considérer le nombre de Reynolds moyen ainsi que le nombre de Nusselt moyen et d'utiliser des corrélations empiriques pour le calcul de ce dernier.

6. En pratique, nous serons aussi amenés à considérer des cas où le flux thermique n'est pas constant, mais cette formule donne une première approximation de la longueur d'entrée thermique.

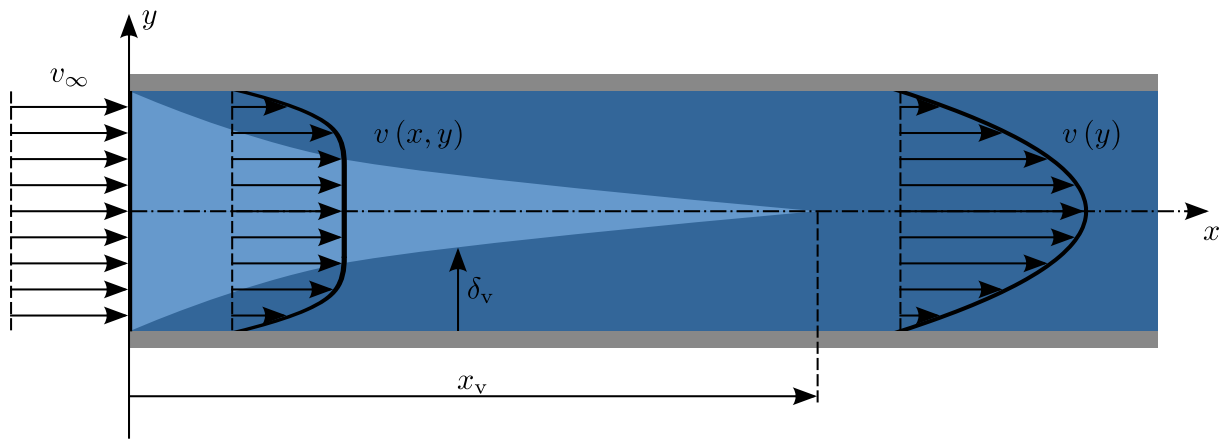


Fig. 3.6 – Évolution de la couche limite hydrodynamique pour un écoulement bidimensionnel dans une conduite, en régime laminaire.

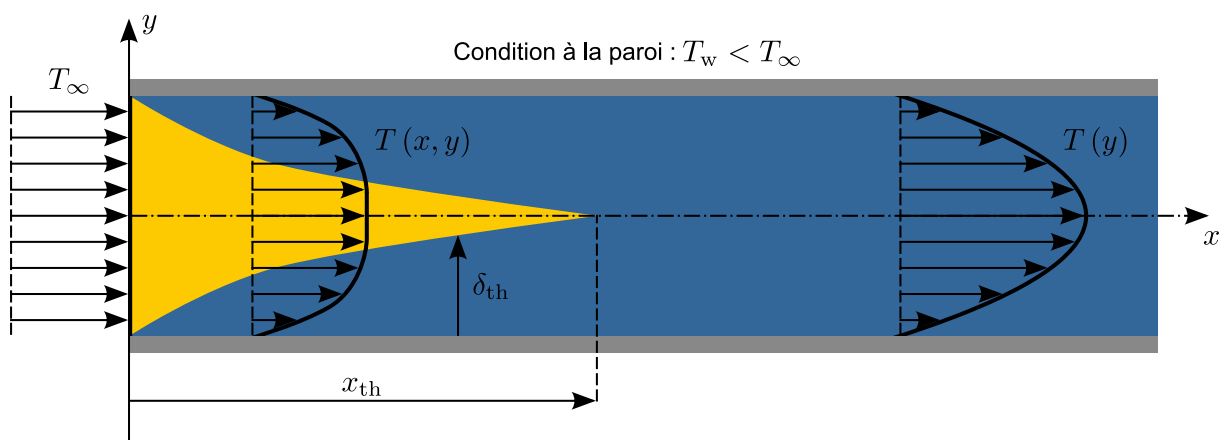


Fig. 3.7 – Évolution de la couche limite hydrodynamique pour un écoulement bidimensionnel dans une conduite, en régime laminaire.

3.3.2 Géométrie

Nous nous intéressons à la modélisation d'un régénérateur à plaques parallèles dont la géométrie est schématisée sur la Figure 3.8. Des pistons permettent de déplacer le fluide caloporteur du réservoir froid au réservoir chaud (et *vice versa*). Des échangeurs (non représentés sur la figure) peuvent être placés dans les réservoirs pour imposer leur température, ou la puissance échangée.

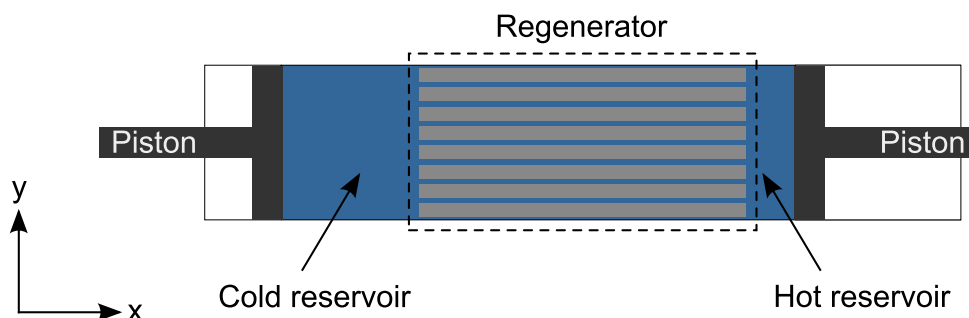


Fig. 3.8 – Géométrie d'un régénérateur à plaques parallèles.

3.3.3 Équations caractéristiques

Équations physiques et approximations

Pour résoudre un problème de transferts thermiques, on résout l'équation de la chaleur, qui traduit la conservation de l'énergie. La formulation générale de l'équation de la chaleur est la suivante :

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right) + \vec{\nabla} \cdot (-\lambda \vec{\nabla} T + \rho c_p \mathbf{v} \cdot T) + \dot{Q}_{\text{source}} = 0 \quad (3.24)$$

Le premier terme représente la variation d'énergie du milieu. Le second terme représente les transferts d'énergie et est composé des transferts par conduction et par convection. Enfin, le dernier terme \dot{Q}_{source} représente les sources internes volumiques de chaleur, comptées positivement si elles dégagent de la chaleur dans le milieu et négativement si elles en absorbent.

On fait les hypothèses suivantes :

- Les pompes, les tuyaux et les échangeurs chaud et froid ne sont pas modélisés.
- La source de champ magnétique n'est pas modélisée, mais elle est prise en compte par le terme $H(\mathbf{x}, t)$ utilisé pour le calcul de \dot{Q}_{source} .
- Le régénérateur est parfaitement isolé du milieu environnant et on néglige la présence des fourreaux. En pratique, cette condition n'est jamais vérifiée puisque les systèmes ne peuvent pas être parfaitement isolés.
- La périodicité de l'empilement de plaques selon y nous permet de modéliser l'ensemble du régénérateur par un seul canal de fluide circulant entre deux plaques.
- L'écoulement est laminaire : $Re < 2200$. Pour les géométries d'échangeurs utilisées dans les systèmes de réfrigération magnétique, cette condition est toujours vérifiée.
- L'écoulement est unidirectionnel et dirigé selon x .
- L'écoulement est pleinement développé : $(x_v, x_{th}) \ll L$.
- Les transferts radiatifs sont négligeables par rapport aux transferts par conduction et par convection. Cette condition est toujours vérifiée pour les applications autour de la température ambiante.
- Les dissipations par friction du fluide sont négligées, car le fluide circule dans le régénérateur à des vitesses relativement faibles.
- Le solide est homogène, isotrope et incompressible : $c_{ps} = c_{ps}(T, H)$ et $EMC = EMC(T, H)$.
- Sa densité et sa conductivité thermique sont indépendantes de la température : $\rho_s = \text{cte}$, $\lambda_s = \text{cte}$. La validité de cette hypothèse dépend du matériau considéré. Dans le cas du gadolinium, Jacobsson et Sundqvist ont montré que la conductivité thermique variait très peu avec la température, autour de la température ambiante [Jacobsson et Sundqvist, 1989].
- Le fluide est monophasique et ses propriétés physiques sont constantes : $\lambda_f = \text{cte}$, $\rho_f = \text{cte}$, $c_{pf} = \text{cte}$. Dans la plupart des systèmes de RM, le fluide caloporteur est de l'eau, parfois additionnée d'antigel ou d'anti-corrosif. Sur une plage de fonctionnement allant de 0°C à 40°C, ces propriétés physiques varient de moins de 1% pour l'eau, donc cette hypothèse est valide⁷.
- La densité, la porosité, la section et l'aire interfaciale du régénérateur sont constantes : $\rho_s = \text{cte}$, $\varepsilon = \text{cte}$, $A_c = \text{cte}$ et $A_{fs} = \text{cte}$.
- Enfin, on considère qu'un modèle 1D est représentatif du problème⁸. Cette hypo-

7. Par contre pour les systèmes utilisant un gaz comme fluide caloporteur, cette hypothèse n'est plus valide puisque les propriétés physiques de gaz varient fortement avec la température et la pression.

8. En 1D, le terme d'échange entre le fluide et le solide est défini par un coefficient d'échange convectif h . On utilise alors des corrélations pour le calcul du nombre de Nusselt. En 2D et 3D, il est possible de

thèse revient à considérer que le problème est invariant selon z , ce qui est réaliste si l'on néglige les effets de bord, et que les gradients thermiques sont négligeables selon y . Cette deuxième condition implique que $Bi_y < 0,1$ pour le solide.

Sous ces hypothèses, l'Équation (3.24) s'écrit :

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \dot{Q}_{\text{source}} = 0 \quad (3.25)$$

L'équation de la chaleur dans le fluide est une équation d'advection-diffusion :

$$\rho_f c_{pf} \left(\frac{\partial T_f}{\partial t} + v_x \frac{\partial T_f}{\partial x} \right) - \lambda_f \frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2} = h \frac{A_{fs}}{\varepsilon V} (T_s - T_f) \quad (3.26)$$

Dans l'Équation (3.26), le premier terme du membre de gauche est un terme de stockage, le second est un terme d'advection (transport de chaleur par le déplacement du fluide) et le membre de droite représente les échanges convectifs avec le solide.

L'équation de la chaleur dans le solide est celle de la conduction instationnaire avec un terme source qui correspond à l'EMC :

$$\rho_s c_{ps} \frac{\partial T_s}{\partial t} - \lambda_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} = h \frac{A_{fs}}{(1 - \varepsilon) V} (T_f - T_s) - \rho_s c_{ps} \left(\frac{\partial T_s}{\partial H} \right)_S \frac{\partial H}{\partial t} \quad (3.27)$$

Dans l'Équation (3.27), le premier terme du membre de gauche est un terme de stockage et le second est un terme de conduction. Le premier terme du membre de droite correspond aux échanges convectifs avec le fluide et le second terme représente l'EMC. Ces deux équations sont donc couplées de par le terme convectif, qui est proportionnel à la différence de température locale entre le solide et le fluide.

Terme source représentant l'EMC

Le terme source représentant l'EMC dans l'Équation (3.27) peut être exprimé de différentes façons, en utilisant les relations de Maxwell présentées au Chapitre 1. Dans certains modèles, la résolution est séquentielle *i.e.* l'EMC est modélisé par une variation instantanée de température :

$$T_s = T_s(i) + \Delta T_{\text{ad}}(T_s(i), \Delta H) \quad (3.28)$$

avec $T_s(i)$ la température initiale et ΔH la variation de champ magnétique.

On peut aussi utiliser les courbes d'aimantation pour exprimer l'EMC :

$$\left(\frac{\partial T_s}{\partial t} \right) = - \frac{T_s}{\rho_s c_{ps}} \left(\frac{\partial M}{\partial T_s} \right)_H \mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} \quad (3.29)$$

On peut enfin utiliser les courbes d'entropie :

$$\left(\frac{\partial T_s}{\partial t} \right) = - \frac{T_s}{c_{ps}} \left(\frac{\partial s}{\partial H} \right)_{T_s} \frac{\partial H}{\partial t} \quad (3.30)$$

Les relations de Maxwell n'étant valables que pour les matériaux du second ordre, nous avons préféré utiliser le terme source tel que présenté dans l'Équation (3.27).

modéliser cet échange par une condition de passage entre deux milieux du type : $-\lambda_s \left(\frac{\partial T_s}{\partial y} \right) = -\lambda_f \left(\frac{\partial T_f}{\partial y} \right)$.

3.3.4 Conditions aux limites

Nous avons expliqué précédemment que le modèle du régénérateur pouvait se ramener à un canal de fluide entre deux plaques. En 1D, on considère le domaine d'étude représenté sur la Figure 3.9. Les conditions aux limites dépendent de la frontière du domaine considéré. Nous avons fait l'hypothèse que le régénérateur était parfaitement isolé du milieu environnant. Cette hypothèse se traduit par :

$$-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{\mathbf{x}} = 0 \quad \mathbf{x} \in \partial_1 \Omega \quad (3.31)$$

Le fonctionnement du régénérateur implique que la température d'entrée du fluide soit constante durant un cycle. Les conditions aux limites durant le *cold-blow* s'expriment donc :

$$T(\mathbf{x}) = T_{c,i} = T_{\text{cold}} \quad \mathbf{x} \in \partial_2 \Omega \quad (3.32)$$

$$-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{\mathbf{x}} = 0 \quad \mathbf{x} \in \partial_3 \Omega \quad (3.33)$$

Durant le *hot-blow*, ces conditions aux limites deviennent :

$$-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{\mathbf{x}} = 0 \quad \mathbf{x} \in \partial_2 \Omega \quad (3.34)$$

$$T(\mathbf{x}) = T_{h,i} = T_{\text{hot}} \quad \mathbf{x} \in \partial_3 \Omega \quad (3.35)$$

Les températures des réservoirs chaud et froid peuvent être soit imposées, soit calculées. Dans le cas d'un fonctionnement à puissance nulle, ces températures se calculent en faisant la moyenne temporelle des températures de sortie des fluides au cycle précédent :

$$T_{\text{hot}} = \frac{1}{\tau_{\text{cb}}} \int_0^{\tau_{\text{cb}}} T_{c,o}(t) dt \quad (3.36)$$

$$T_{\text{cold}} = \frac{1}{\tau_{\text{hb}}} \int_0^{\tau_{\text{hb}}} T_{h,o}(t) dt \quad (3.37)$$

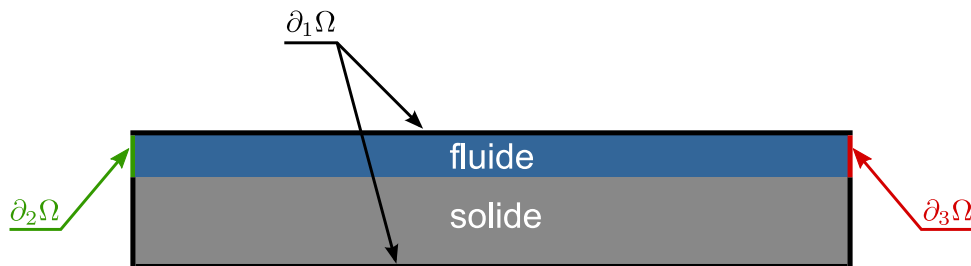


Fig. 3.9 – Conditions aux limites pour un régénérateur à plaques parallèles.

3.3.5 Propriétés physiques

Calcul du coefficient de convection

En convection forcée, le mouvement du fluide est dû uniquement aux forces de pression. Dans ce cas le nombre de Nusselt peut être calculé à l'aide de corrélations de la forme

$Nu = f(Re, Pr)$. On distingue la convection forcée interne (le fluide circule à l'intérieur du solide) et externe (le fluide circule sur ou autour du solide). Le coefficient de convection se déduit du nombre de Nusselt par la relation :

$$h = \frac{Nu\lambda_f}{D_h} \quad (3.38)$$

Le nombre de Nusselt moyen peut être déterminé dans des cas simples grâce à des relations semi-empiriques. Dans le cas d'une conduite à section rectangulaire et pour un écoulement laminaire le Nombre de Nusselt moyen se calcule grâce à la relation [Shah et Sekulic, 2003] :

$$\overline{Nu} = 8,235 \left(1 - 2,0421a^* + 3,0853a^{*2} - 2,4765a^{*3} + 1,0578a^{*4} - 0,1861a^{*5} \right) \quad (3.39)$$

avec a^* le ratio de la hauteur sur la largeur de la conduite :

$$a^* = \frac{b_f}{a} \quad (3.40)$$

Propriétés magnétocaloriques

Les propriétés physiques des matériaux magnétocaloriques peuvent être issues de mesures ou bien calculées par le modèle de WDS présenté dans le Chapitre 1. A l'heure actuelle il subsiste encore des incohérences sur les données expérimentales, c'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser cette deuxième méthode. La capacité calorifique et l'EMC du gadolinium et de l'alliage $Gd_{0.8}Tb_{0.2}$ calculés par le modèle de WDS sont respectivement présentés sur les Figures 3.10 et 3.11.

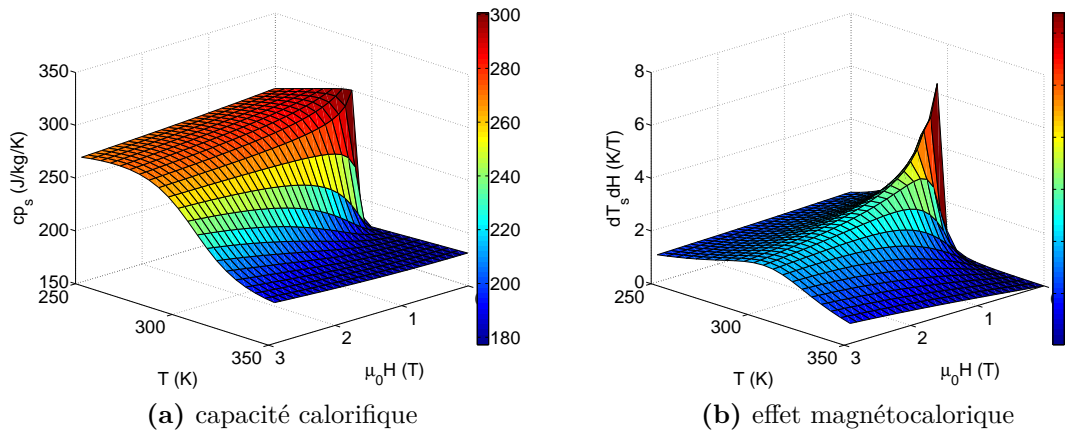


Fig. 3.10 – Propriétés magnétocaloriques du Gadolinium calculées par le modèle de WDS.

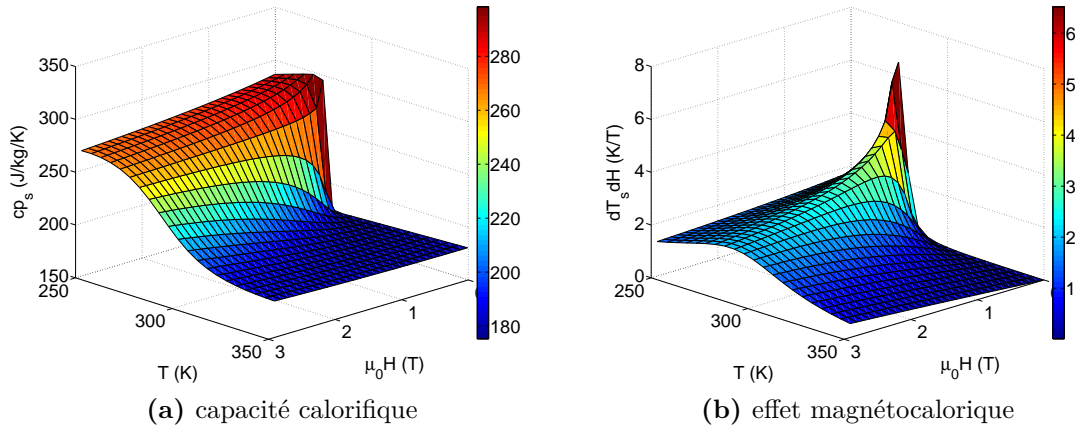


Fig. 3.11 – Propriétés magnétocaloriques de l'alliage $Gd_{0.8}Tb_{0.2}$ calculées par le modèle de WDS.

3.3.6 Implémentation du modèle numérique 1D

Méthodes numériques

Les méthodes numériques les plus couramment utilisées pour la résolution de problèmes de transferts thermiques sont [Minkowycz *et al.*, 2006] :

- la méthode des différences finies (FDM pour *Finite Difference Method*)
- la méthode des éléments finis (FEM pour *Finite Element Method*)
- la méthode des volumes finis (FVM pour *Finite Volume Method*)

Ces trois méthodes se basent sur la discrétisation spatiale et temporelle du problème. La résolution des équations aux dérivées partielles est alors réduite à la résolution d'un système d'équations algébriques. On obtient alors une solution dite faible qui sera d'autant plus proche de la solution exacte que le maillage est dense.

En 1D, ces trois méthodes sont strictement équivalentes, nous avons donc choisi d'utiliser la FDM pour sa simplicité de mise en oeuvre.

Qualité des schémas numériques

Précision. La précision des résultats dépend de plusieurs sources d'erreur :

1. des erreurs de modélisation dues à des équations représentant mal la physique des phénomènes étudiés,
2. un manque de convergence dans le cas des méthodes de résolution itératives,
3. l'erreur de troncature liée aux termes négligés dans le développement en série de Taylor. Un schéma d'ordre n pour l'espace et d'ordre p pour le temps a une erreur de troncature de la forme $\mathcal{O}(\Delta x^n) + \mathcal{O}(\Delta t^p)$.

Consistance. Un schéma est consistant si l'erreur tend vers zéro lorsque le pas de maillage tend vers 0. Si l'erreur de troncature est de la forme $\mathcal{O}(\Delta x^n)$, alors la consistance est assurée. La consistance est une propriété très importante des schémas puisqu'elle garantit qu'une discrétisation plus fine donne des résultats plus précis.

Stabilité spatiale et temporelle. Pour un problème stationnaire, un schéma est stable s'il permet de converger vers une solution. Pour un problème transitoire, un schéma est

stable si la solution est bornée au cours du temps. Les schémas implicites et semi-implicites sont inconditionnellement stables. Par contre la stabilité des schémas explicites dépend de la valeur de certains nombres adimensionnels (*nombre de Fourier de maille* en conduction instationnaire, *nombre de Courant* en convection instationnaire, ...). Ce point est détaillé dans [Boucekara, 2008].

Choix du schéma numérique

Discretisation spatiale. Les dérivées secondes spatiales (terme de diffusion) sont discrétisées selon un schéma centré d'ordre 2 :

$$\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\right)_{i,n} = \frac{T(i+1, n) - 2T(i, n) + T(i-1, n)}{\Delta x^2} + \mathcal{O}(\Delta x^2) \quad (3.41)$$

Si on discrétise le terme d'advection selon un schéma centré d'ordre 2, on obtient des oscillations non physiques de la solution. Et si on le discrétise selon un schéma décentré aval on obtient toujours des instabilités. C'est pourquoi le terme d'advection est toujours discrétisé selon un schéma décentré amont d'ordre 1 qui s'écrit si la vitesse est positive [Patankar, 1980] :

$$v_x \left(\frac{\partial T_f}{\partial x}\right)_{i,n} = v_x \frac{T_f(i, n) - T_f(i-1, n)}{\Delta x} + \mathcal{O}(\Delta x) \quad (3.42)$$

La stabilité gagnée par le décentrage amont se fait aux dépens de la précision car l'erreur est d'ordre Δx et non plus d'ordre Δx^2 . Par rapport à un schéma centré, on a introduit un terme supplémentaire qui correspond à de la *diffusion numérique*.

Discretisation temporelle. Un schéma explicite a l'avantage d'être très simple à écrire et peu coûteux en terme de capacité de calcul puisqu'il n'y a pas de système à résoudre, les valeurs de la température à chaque pas de temps étant calculées à partir des valeurs du pas de temps précédent. Par contre, il est nécessaire de vérifier plusieurs conditions de stabilité, ce qui peut conduire à un nombre très important de mailles, rendant parfois la résolution impossible. De plus, les conditions de stabilité sont à recalculer si l'on modifie les termes sources, ce qui peut être gênant en terme de portabilité.

Le schéma implicite étant inconditionnellement stable, le nombre de mailles est fixé uniquement en fonction de la précision souhaitée et il conduit généralement à un nombre de mailles réduit par rapport au schéma explicite. Par contre il est plus complexe à écrire et nécessite la résolution d'un système matriciel, les valeurs de la température à un instant dépendent des valeurs de la température à l'instant suivant. Nous avons choisi d'utiliser un schéma implicite pour sa stabilité inconditionnelle. Les dérivées premières temporelles sont donc discrétisées selon un schéma implicite d'ordre 1 :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{i,n} = \frac{T(i, n) - T(i, n-1)}{\Delta t} + \mathcal{O}(\Delta t) \quad (3.43)$$

A noter que des méthodes d'intégration temporelles plus précises telles que celle de Runge-Kutta pourraient aussi être utilisées mais ces méthodes sont plus lourdes à mettre en place et n'ont pas d'intérêt dans ce cas au vu de l'erreur déjà commise par l'approximation des dérivées spatiales [Rappaz *et al.*, 1998].

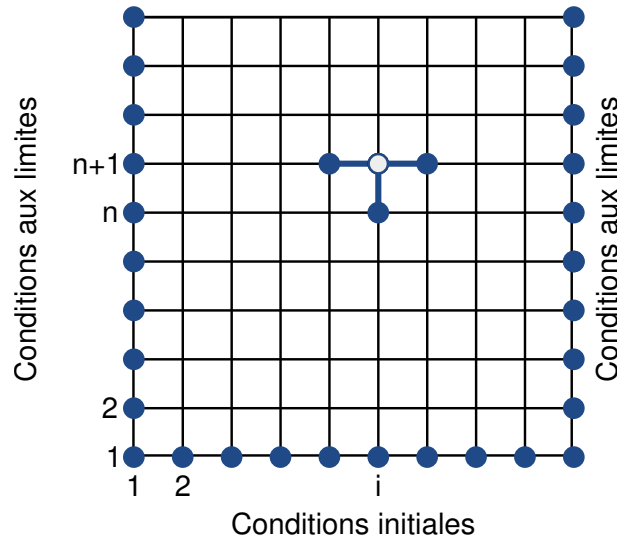


Fig. 3.12 – Schéma numérique utilisé.

Discrétisation de l'équation de la chaleur dans le solide

L'équation de la chaleur dans le solide au noeud i et au pas de temps n devient :

$$\begin{aligned} & \left(1 + 2 \frac{\lambda_s \Delta t}{\rho_s c_{ps} \Delta x^2} + \frac{h A_{fs} \Delta t}{(1 - \varepsilon) V \rho_s c_{ps}} \right) T_s(i, n) - \left(\frac{\lambda_s \Delta t}{\rho_s c_{ps} \Delta x^2} \right) T_s(i - 1, n) \\ & - \left(\frac{\lambda_s \Delta t}{\rho_s c_{ps} \Delta x^2} \right) T_s(i + 1, n) - \left(\frac{h A_{fs} \Delta t}{(1 - \varepsilon) V \rho_s c_{ps}} \right) T_f(i, n) \\ & = T_s(i, n - 1) + EMC(i, n) \end{aligned} \quad (3.44)$$

Par analogie avec les nombres adimensionnels présentés dans la Section 3.3.1, on peut définir un *nombre de Fourier de maille* pour le solide :

$$Fo_s = \frac{\lambda_s \Delta t}{\rho_s c_{ps} \Delta x^2} \quad (3.45)$$

On note κ_s le ratio de l'énergie échangée sur l'énergie stockée dans le solide :

$$\kappa_s = \frac{h A_{fs} \Delta t}{(1 - \varepsilon) V \rho_s c_{ps}} \quad (3.46)$$

L'Équation (3.44) s'écrit alors :

$$\begin{aligned} & (1 + 2Fo_s + \kappa_s) T_s(i, n) - Fo_s T_s(i - 1, n) \\ & - Fo_s T_s(i + 1, n) - \kappa_s T_f(i, n) = T_s(i, n - 1) + EMC(i, n) \end{aligned} \quad (3.47)$$

Discrétisation de l'équation de la chaleur dans le fluide

Puisque l'on veut réaliser un décentrage amont du terme d'advection, il est nécessaire de distinguer deux cas, selon que la vitesse du fluide est positive ou négative. Si $v_x \geq 0$, alors l'équation de la chaleur dans le solide au noeud i et au pas de temps n devient :

$$\begin{aligned} & \left(1 + v_x \frac{\Delta t}{\Delta x} + 2 \frac{\lambda_f \Delta t}{\rho_f c_{pf} \Delta x^2} + \frac{h A_{fs} \Delta t}{\varepsilon V \rho_f c_{pf}} \right) T_f(i, n) - \left(v_x \frac{\Delta t}{\Delta x} + \frac{\lambda_f \Delta t}{\rho_f c_{pf} \Delta x^2} \right) T_f(i - 1, n) \\ & - \left(\frac{\lambda_f \Delta t}{\rho_f c_{pf} \Delta x^2} \right) T_f(i + 1, n) - \left(\frac{h A_{fs} \Delta t}{\varepsilon V \rho_f c_{pf}} \right) T_s(i, n) = T_f(i, n - 1) \end{aligned} \quad (3.48)$$

On définit le *nombre de Fourier de maille* pour le fluide :

$$\text{Fo}_f = \frac{\lambda_f \Delta t}{\rho_f c_{pf} \Delta x^2} \quad (3.49)$$

On définit aussi un autre nombre adimensionnel, le *nombre de Courant* :

$$\text{Co} = v_x \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (3.50)$$

Enfin, on note κ_f le ratio de l'énergie échangée sur l'énergie stockée dans le solide :

$$\kappa_f = \frac{h A_{fs} \Delta t}{\varepsilon V \rho_f c_{pf}} \quad (3.51)$$

L'Équation (3.48) s'écrit alors :

$$\begin{aligned} (1 + \text{Co} + 2\text{Fo}_f + \kappa_f) T_f(i, n) - (\text{Co} + \text{Fo}_f) T_f(i - 1, n) \\ - \text{Fo}_f T_f(i + 1, n) - \kappa_f T_s(i, n) = T_f(i, n - 1) \end{aligned} \quad (3.52)$$

De la même façon, si $v_x \leq 0$, on obtient :

$$\begin{aligned} (1 - \text{Co} + 2\text{Fo}_f + \kappa_f) T_f(i, n) - \text{Fo}_f T_f(i - 1, n) \\ + (\text{Co} - \text{Fo}_f) T_f(i + 1, n) - \kappa_f T_s(i, n) = T_f(i, n - 1) \end{aligned} \quad (3.53)$$

Implémentation du modèle sous MATLAB®

Si on considère l'ensemble des points intérieurs au domaine, les Équations (3.47) et (3.52) s'écrivent sous forme matricielle :

$$[M] [T] = [S] \quad (3.54)$$

avec les points intérieurs du solide ($2 \leq i \leq N_x - 1$) tels que :

$$\begin{aligned} M(i, i) &= 1 + 2\text{Fo}_s + \kappa_s \\ M(i, i - 1) &= -\text{Fo}_s \\ M(i, i + 1) &= -\text{Fo}_s \\ M(i, N_x + i) &= -\kappa_s \\ S(i) &= T(i, n - 1) + EMC(i, n) \end{aligned}$$

Si $v_x \geq 0$, les points intérieurs du fluide ($2 \leq i \leq N_x - 1$) sont tels que :

$$\begin{aligned} M(N_x + i, N_x + i) &= 1 + \text{Co} + 2\text{Fo}_f + \kappa_f \\ M(N_x + i, N_x + i - 1) &= -\text{Co} - \text{Fo}_f \\ M(N_x + i, N_x + i - 1) &= -\text{Fo}_f \\ M(N_x + i, i) &= -\kappa_f \\ S(N_x + i) &= T(N_x + i, n - 1) \end{aligned}$$

Si $v_x \leq 0$, les points intérieurs du fluide ($2 \leq i \leq N_x - 1$) sont tels que :

$$\begin{aligned} M(N_x + i, N_x + i) &= 1 + \text{Co} + 2\text{Fo}_f + \kappa_f \\ M(N_x + i, N_x + i - 1) &= -\text{Fo}_f \\ M(N_x + i, N_x + i - 1) &= \text{Co} - \text{Fo}_f \\ M(N_x + i, i) &= -\kappa_f \\ S(N_x + i) &= T(N_x + i, n - 1) \end{aligned}$$

Les températures des points aux frontières du domaine sont imposées par les conditions aux limites discrétisées en utilisant le schéma présenté précédemment. Nous avons implémenté ce modèle avec le logiciel commercial MATLAB®.

3.3.7 Validation du modèle numérique

Introduction

La première géométrie modélisée a été celle du régénérateur à plaques parallèles utilisé dans le prototype linéaire du G2Elab, qui est illustrée sur la Figure 3.13. Les propriétés géométriques et physiques utilisées dans le modèle sont résumées dans le Tableau 3.3.

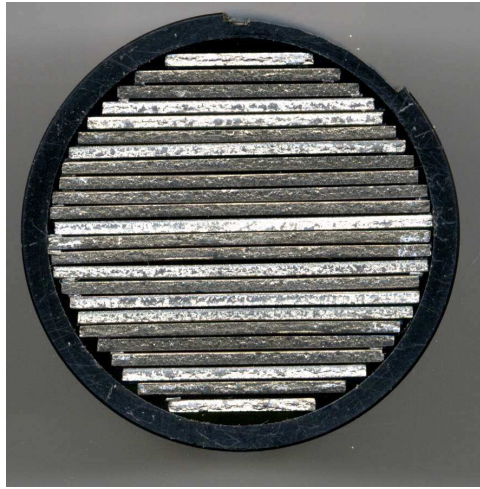


Fig. 3.13 – Photo du régénérateur utilisé dans le prototype linéaire du G2Elab.

Tab. 3.3 – Paramètres pour la modélisation du régénérateur.

Paramètre	Valeur
Longueur du régénérateur L	0,05 m
Section du régénérateur A_c	$7,07 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$
Volume du régénérateur V	$3,53 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3$
Aire interfaciale solide fluide A_{fs}	$6,01 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$
Diamètre hydraulique D_h	$2,39 \cdot 10^{-4} \text{ m}$
Porosité ε	0,15
Masse volumique du fluide ρ_f	$998 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$
Capacité calorifique massique du fluide c_{pf}	$4182 \text{ J} \cdot \text{kg} \cdot \text{K}^{-1}$
Conductivité thermique du fluide λ_f	$0,598 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
Viscosité dynamique du fluide η_f	$10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$
Masse volumique du solide ρ_s	$7901 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$
Conductivité thermique du solide λ_s	$10,5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
Champ magnétique élevé $\mu_0 H_{hf}$	0,515 T
Champ magnétique faible $\mu_0 H_{lf}$	$1,39 \cdot 10^{-3} \text{ T}$
Débit massique \dot{m}	$2,36 \cdot 10^{-3} - 2,36 \cdot 10^{-2} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$
Fréquence du cycle f	0,88 – 0,94 Hz

Différents cycles de réfrigération sont possibles. Un exemple de cycle est présenté sur la Figure 3.14. Les phases d'aimantation, désaimantation, accroissement de la vitesse

et diminution de la vitesse peuvent être modélisées et réalisées expérimentalement par d'autres fonctions que des rampes (échelons, sinusoides, ...). Dans toute la suite, nous considérons un cycle symétrique, *i.e.* $\tau_{hb} = \tau_{cb} = \tau_{blow}$, $\tau_{hf} = \tau_{lf} = \tau_{field}$, $\tau_{rise} = \tau_{fall}$ et $\tau_{mag} = \tau_{demag}$.

Nous avons vérifié la validité du modèle numérique par trois méthodes. Nous avons tout d'abord vérifié la convergence en maillage (spatial et temporel). Ensuite nous avons vérifié l'indépendance des résultats en régime permanent par rapport aux conditions initiales. Enfin, nous avons validé le fonctionnement passif du régénérateur avec une solution analytique. Ces trois méthodes sont présentées dans les paragraphes suivants.

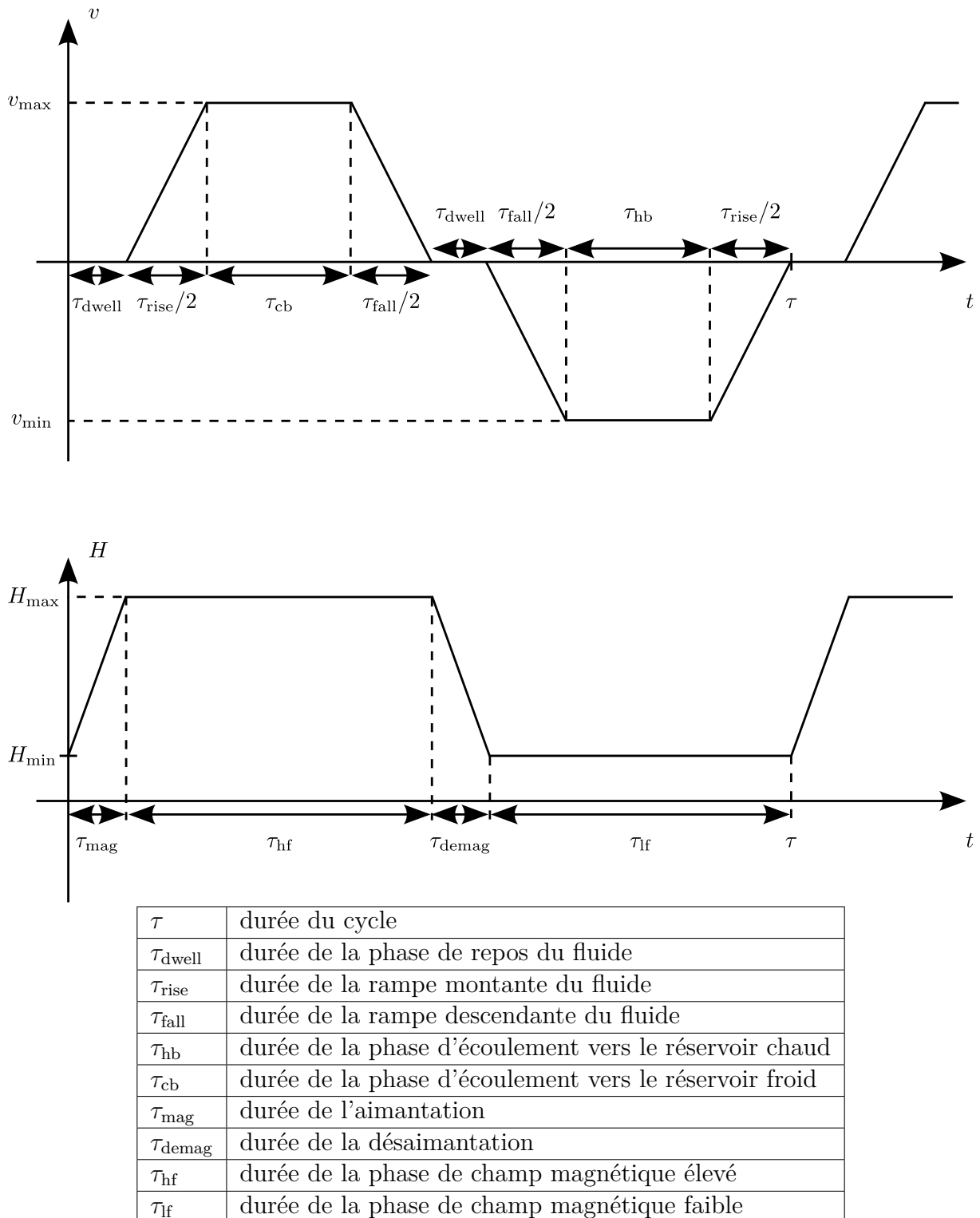


Fig. 3.14 – Définition des temps caractéristiques dans un cycle de réfrigération magnétique.

Convergence en maillage

La validité du modèle numérique a tout d'abord été vérifiée par l'étude de la convergence en maillage (spatial et temporel). L'étude de la convergence en maillage revient à définir un critère d'erreur et à vérifier que l'erreur tend bien vers zéro lorsque l'on raffine le maillage. Nous avons défini le critère d'erreur relatif suivant :

$$\delta_{\text{mesh}} = \frac{\|T_s(\mathbf{x}, N_c)^{(2)} - T_s(\mathbf{x}, N_c)^{(1)}\|}{\|T_s(\mathbf{x}, N_c)^{(1)}\|} \quad (3.55)$$

avec $T_s(\mathbf{x}, N_c)^{(1)}$ (respectivement $T_s(\mathbf{x}, N_c)^{(2)}$) le profil de température du solide obtenu au cycle N_c avec le maillage 1 exprimée en Kelvin (respectivement avec le maillage 2).

Les résultats de la convergence en maillage sont donnés dans le Tableau 3.4. On voit clairement que l'erreur diminue lorsque l'on augmente le nombre de noeuds N_x et de pas de temps N_t . Nous avons considéré que la solution était indépendante du maillage pour $N_x = 81$ et $N_t = 400$ et ces valeurs ont été utilisées pour toutes les simulations.

Tab. 3.4 – Étude de la convergence en maillage.

(a) spatial			(b) temporel		
Maillage 1	Maillage 2	Erreur	Maillage 1	Maillage 2	Erreur
N_x	N_x	δ_{mesh} (%)	N_t	N_t	δ_{mesh} (%)
11	21	0,110	50	100	0,210
21	41	0,091	100	200	0,100
41	81	0,074	200	400	0,046
81	161	0,043	400	800	0,023

Indépendance des conditions initiales

Nous avons ensuite vérifié l'indépendance de la solution en régime permanent par rapport aux conditions initiales. Pour cela, nous avons simulé le fonctionnement du régénérateur dans les mêmes conditions, mais avec trois températures initiales différentes. Les résultats sont présentés sur la Figure 3.15. Le régénérateur atteint bien le même état stationnaire, quelles que soient les conditions initiales.

Validation en fonctionnement passif pour un cycle direct

En fonctionnement passif, il existe une solution analytique aux équations de la chaleur d'un fluide circulant à travers une matrice solide. Cette solution est valide pour un solide dont le profil de température initial est constant, donc uniquement pour un cycle direct ($t \leq \tau_{\text{blow}}$) [Schumann, 1929]. Schumann définit deux variables adimensionnelles : la longueur adimensionnelle et le temps adimensionnel. La longueur adimensionnelle s'exprime en fonction de la longueur réduite :

$$\zeta = \Lambda \frac{x}{L} \quad (3.56)$$

Et le temps adimensionnel s'exprime en fonction de la période réduite :

$$\eta = \Pi \left(\frac{t}{\tau_{\text{blow}}} - \frac{x}{v\tau_{\text{blow}}} \right) \quad (3.57)$$

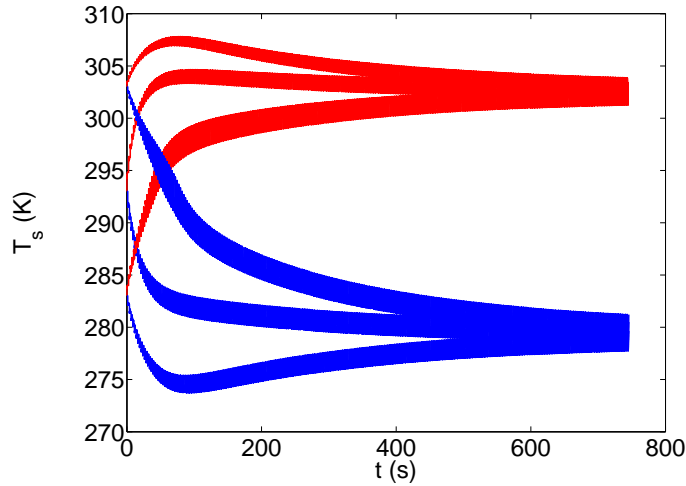


Fig. 3.15 – Évolution temporelle de la température dans le solide à puissance nulle, pour différentes conditions initiales ($T_0 = 303$ K, $T_0 = 293$ K et $T_0 = 283$ K).

Schumann définit aussi la température adimensionnelle du fluide et du solide selon :

$$T_f^* = \frac{T_f - T_0}{T_{\text{cold}} - T_0} \quad (3.58)$$

$$T_s^* = \frac{T_s - T_0}{T_{\text{cold}} - T_0} \quad (3.59)$$

Les profils de température sont alors donnés par les expressions analytiques suivantes [Willmott et Evans, 1998] :

$$T_s^*(\zeta, \eta) = \exp(-\zeta) \int_0^\eta \exp(-t) J_0(2i\sqrt{\zeta t}) dt \quad (3.60)$$

$$T_f^*(\zeta, \eta) = 1 - \exp(-\eta) \int_0^\zeta \exp(-t) J_0(2i\sqrt{\eta t}) dt \quad (3.61)$$

avec $J_0(x)$ la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre 0, définie dans la nomenclature en début de document.

La comparaison entre la solution analytique de Schumann et les résultats numériques est présentée sur la Figure 3.16. On observe une très bonne corrélation entre les résultats numériques et analytiques, ce qui confirme la validité du modèle numérique en fonctionnement passif.

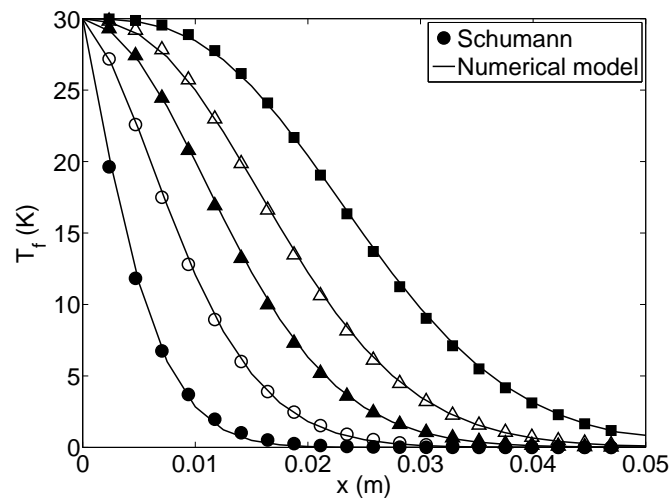


Fig. 3.16 – Profil de la température du fluide pour $t = 0,06\text{ s}$, $t = 0,19\text{ s}$, $t = 0,32\text{ s}$, $t = 0,45\text{ s}$ et $t = 0,64\text{ s}$.

3.4 Étude du fonctionnement de l'AMR

3.4.1 Régime transitoire

Une simulation en régime transitoire a été réalisée avec un cycle de réfrigération identique à celui présenté sur la Figure 3.14. L'évolution temporelle du profil de température dans le solide est donnée sur la Figure 3.17. On voit qu'au fur et à mesure des cycles, un gradient de température s'établit dans le régénérateur.

La Figure 3.18 présente l'évolution temporelle des températures aux extrémités et au centre du solide. Si on zoome sur la courbe (voir Figure 3.19), on distingue clairement les quatre phases du cycle de réfrigération (*aimantation*, *cold-blow*, *désaimantation*, *hot-blow*).

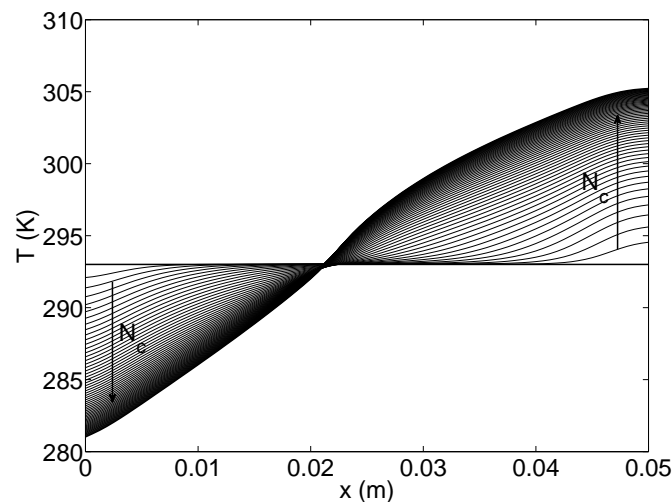


Fig. 3.17 – Évolution temporelle du profil de température dans le solide à puissance nulle ($NTU = 25$, $\phi = 0,5$).

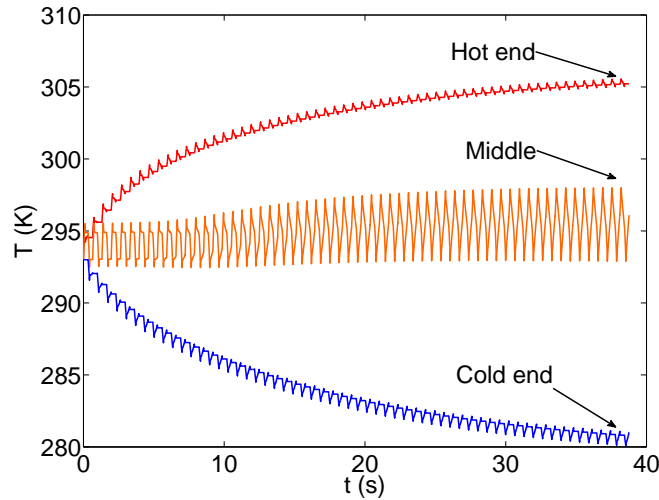


Fig. 3.18 – Évolution temporelle de la température dans le solide à puissance nulle ($NTU = 25$, $\phi = 0,5$).

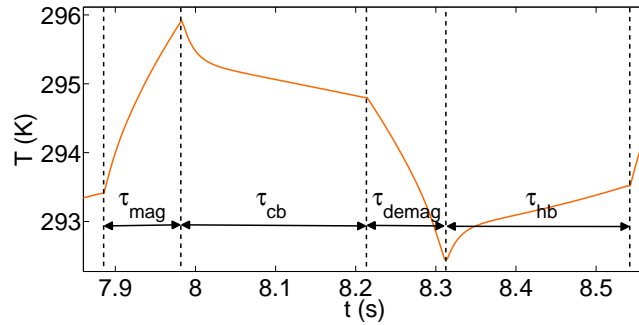


Fig. 3.19 – Zoom sur l'évolution temporelle de la température au centre du régénérateur durant une période du cycle.

3.4.2 Régime permanent

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, après un certain nombre de cycles, le régénérateur atteint un régime (cycliquement) stationnaire. Cet état est atteint car le régénérateur ne peut plus stocker de chaleur supplémentaire. Les températures du solide du fluide sont alors constantes en moyenne sur un cycle. L'évolution du profil de température dans le solide au cours d'un cycle, une fois l'état stationnaire atteint, est présentée sur la Figure 3.20 pour différents temps caractéristiques du cycle. Initialement le solide a un profil de température en forme de S ($t = 0$). Lorsque l'on aimante le matériau magnéto-calorique ($t = \tau_{\text{mag}}$), sa température s'élève de $\Delta T_{\text{ad}}(T)$, qui dépend de la température donc de la position dans le régénérateur. Ensuite le fluide circule vers le réservoir chaud durant le *cold-blow* ($t = \tau/2$) et le profil de température dans le solide se décale vers la droite (réservoir chaud). Puis le matériau magnéto-calorique est désaimanté ($t = \tau/2 + \tau_{\text{mag}}$) et sa température baisse de $\Delta T_{\text{ad}}(T)$. Le fluide circule ensuite vers le réservoir froid durant le *hot-blow* et le solide retrouve son profil de température initial.

Nous avons considéré que le régénérateur avait atteint un régime permanent dès que la variation de température du solide entre deux cycles successifs était inférieure à un critère de stationnarité :

$$\delta_{\text{stat}} = \frac{\|T_s(\mathbf{x}, N_c) - T_s(\mathbf{x}, N_c - 1)\|}{\|T_s(\mathbf{x}, N_c - 1)\|} \leq 1 \cdot 10^{-5} \quad (3.62)$$

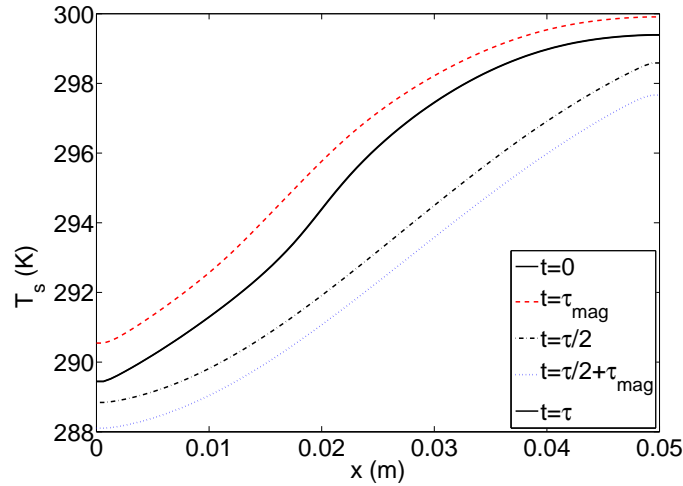


Fig. 3.20 – Profils de température dans le solide en régime permanent ($NTU = 25$, $\phi = 0,5$).

Toutes les simulations temporelles suivantes ont été réalisées jusqu'à ce que ce critère soit vérifié.

Une courbe caractéristique de la performance d'un système de réfrigération magnétique est sa courbe puissance froide en fonction de l'écart de température. L'écart de température est simplement la différence entre les températures des réservoirs chaud et froid :

$$\Delta T = T_{\text{hot}} - T_{\text{cold}} \quad (3.63)$$

La puissance froide est calculée suivant l'équation :

$$\dot{Q}_{\text{cold}} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau_{\text{blow}}} \dot{m}(t) c_{\text{pf}} (T_{\text{cold}} - T_{\text{f}}(x=0, t)) dt \quad (3.64)$$

3.4.3 Étude paramétrique en régime permanent

Influence de ϕ et NTU

Comme nous l'avons vu au début de ce chapitre, deux paramètres sont classiquement utilisés pour étudier les régénérateurs passifs, le *Nombre d'Unités de Transfert* NTU et l'*Utilisation* ϕ . Nous choisissons d'utiliser ces paramètres pour l'étude de l'AMR. Dans le cas d'un AMR, l'*Utilisation* est calculée en utilisant la capacité calorifique du MCM à champ nul et à température initiale.

L'influence de ϕ sur les performances de l'AMR est présentée sur la Figure 3.21. Une faible valeur de ϕ conduit à un écart de température élevé et à une puissance froide faible. Ce résultat est dû au fait qu'un faible ϕ est équivalent à un produit $\dot{m}\tau_{\text{blow}}$ faible. En effet, quand une faible quantité de fluide circule dans le régénérateur, quasiment toute la chaleur est stockée dans le régénérateur pour créer un gradient thermique important, et très peu de chaleur est échangée avec les réservoirs chaud et froid. A l'inverse, un ϕ élevé signifie qu'une quantité importante de fluide circule dans le régénérateur, ce qui conduit à réduire le gradient de température vers zéro. La puissance froide est alors nulle puisque la température du fluide durant le *hot-blow* est égale à celle du réservoir froid. Il existe une valeur optimale de ϕ qui permet d'obtenir une puissance froide maximale. Li *et al.* ont montré que cette valeur de ϕ dépendait de la valeur de NTU [Li *et al.*, 2006].

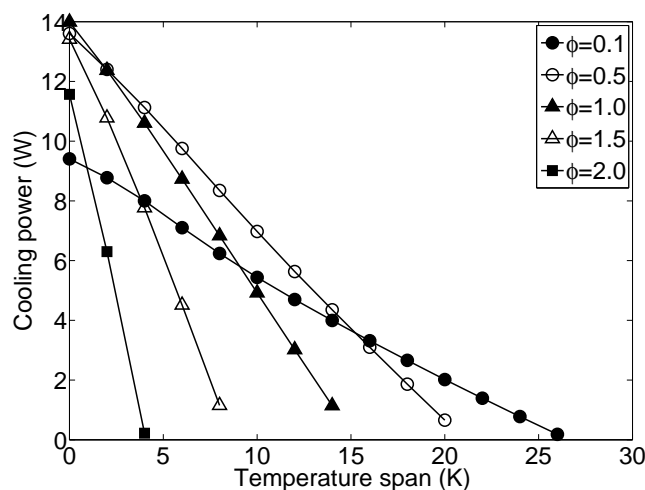


Fig. 3.21 – Puissance froide en fonction de l'écart de température et de ϕ ($NTU = 50$).

L'influence de NTU sur les performances de l'AMR est présentée sur la Figure 3.22. Si ϕ est constant, une augmentation de NTU correspond à une diminution du débit et de la fréquence. Si l'on considère l'Équation (3.64), il apparaît évident que cela conduit directement à une baisse de la puissance froide. Une augmentation de NTU correspond à une augmentation relative du terme hA_{fs} par rapport au terme $\dot{m}c_{pf}$. Cela signifie que les transferts convectifs sont meilleurs, et conduit à une augmentation de l'écart de température. À l'inverse, un faible NTU conduit à un faible écart de température et une puissance froide élevée.

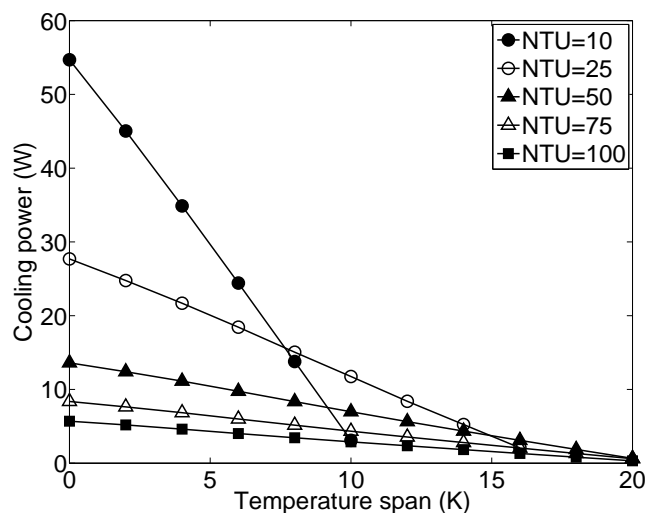


Fig. 3.22 – Puissance froide en fonction de l'écart de température et du NTU ($\phi = 0,5$).

Influence de la conductivité longitudinale pour le solide et le fluide

Les Figures 3.23 et 3.24 présentent respectivement l'influence de la conductivité thermique longitudinale dans le solide et dans le fluide. On remarque que l'augmentation de la conductivité thermique du solide réduit considérablement les performances du régénérateur. La conduction de la chaleur de l'extrémité froide du solide à son extrémité chaude réduit le gradient thermique ainsi que la chaleur transférée au fluide. Cela conduit donc

à une diminution de l'écart de température de près de 17% et à une diminution de la puissance froide d'environ 23%, en considérant la conductivité thermique du gadolinium.

Si l'on s'intéresse à la Figure 3.24, on constate que la conductivité thermique du fluide a très peu d'influence sur les performances du régénérateur. Ce résultat est lié à la valeur du nombre de Péclet, défini dans la Section 3.3.1. En considérant la faible diffusivité thermique α_f de l'eau, le nombre de Péclet est toujours supérieur à 50, ce qui signifie que les échanges par diffusion (conduction) sont négligeables devant les échanges par advection (transport) [Patankar, 1980]. Pour les simulations suivantes, nous avons donc négligé le terme de diffusion, ce qui permet de simplifier les conditions aux limites.

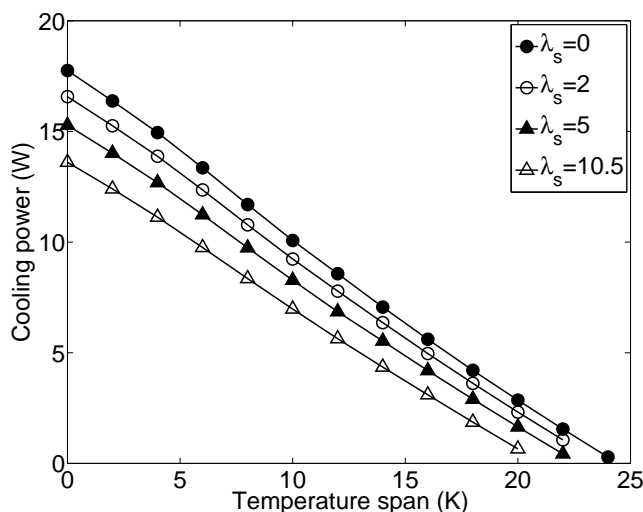


Fig. 3.23 – Influence de la conduction longitudinale dans le solide sur les performances du régénérateur ($NTU = 50$, $\phi = 0,5$).

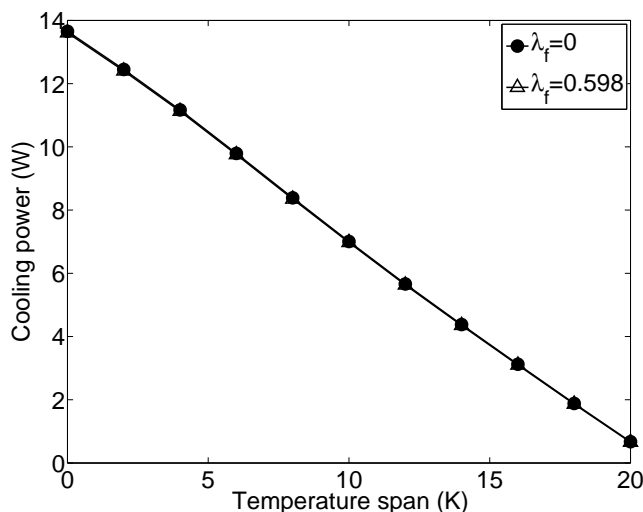


Fig. 3.24 – Influence de la conduction longitudinale dans le fluide sur les performances du régénérateur ($NTU = 50$, $\phi = 0,5$).

Influence de l'inhomogénéité du champ magnétique

De façon évidente, l'effet magnétocalorique dépend de l'amplitude du champ magnétique appliqué et plus la variation de champ magnétique est élevée, meilleures sont les

performances du régénérateur. Mais une question importante est de savoir si l'homogénéité du champ a une influence, car dans beaucoup de systèmes, les effets de bords peuvent être importants aux extrémités de l'entrefer. Nous avons donc réalisé des simulations avec différents profils de champ magnétique de la forme :

$$H(x) = H(n) \left(1 - \left(\frac{x}{L} \right)^{2n} \right) \quad (3.65)$$

avec $1 \leq n \leq 4$ et $H(n)$ fixée de telle sorte que tous les profils aient la même moyenne spatiale.

Les profils de champ magnétique calculés avec l'Équation (3.65) sont illustrés sur la Figure 3.25 et les résultats de simulations sur la Figure 3.26. On peut constater que l'inhomogénéité du champ magnétique influe peu sur les performances du régénérateur, pour une moyenne spatiale du champ identique.

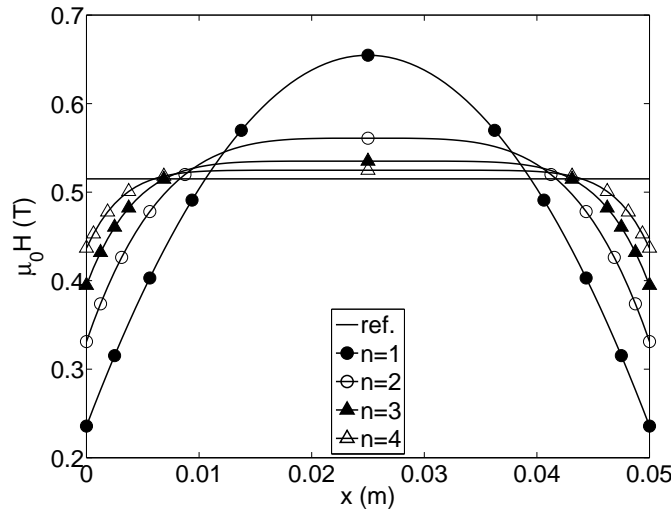


Fig. 3.25 – Les différents profils de champ magnétique utilisés pour les calculs.

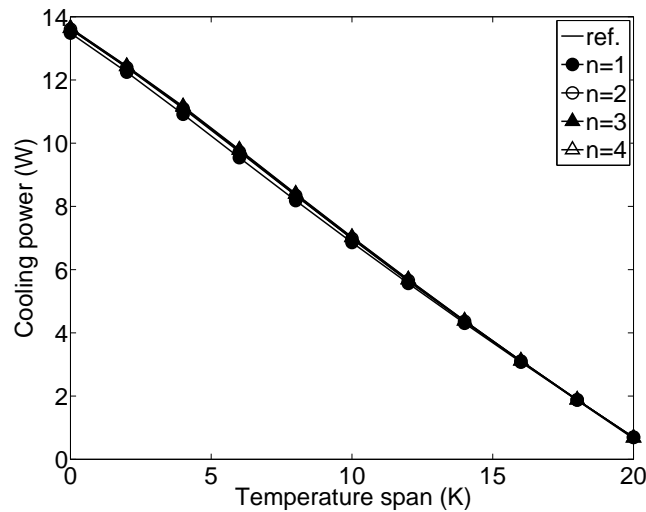


Fig. 3.26 – Puissance froide en fonction de l'écart de température et du profil de champ magnétique ($NTU = 50$, $\phi = 0,5$).

Influence du cycle de réfrigération

Un autre paramètre important à considérer est le cycle de réfrigération exécuté. Différents cycles illustrés sur la Figure 3.27 ont été utilisés pour simuler le fonctionnement de l'AMR. Les résultats sont présentés sur la Figure 3.28. On remarque que le cycle qui conduit aux meilleures performances est le cycle 3 (créneau). Ce résultat est conforme aux prévisions, puisque avec le cycle 3 chaque élément du régénérateur suit un cycle de Brayton magnétique. Lorsque le cycle s'éloigne du cycle idéal de Brayton magnétique (voir Chapitre 2), les performances du régénérateur diminuent (cycle 1 et 2). Avec le cycle 4 (sinusoïdal), l'écart de température est significativement réduit.

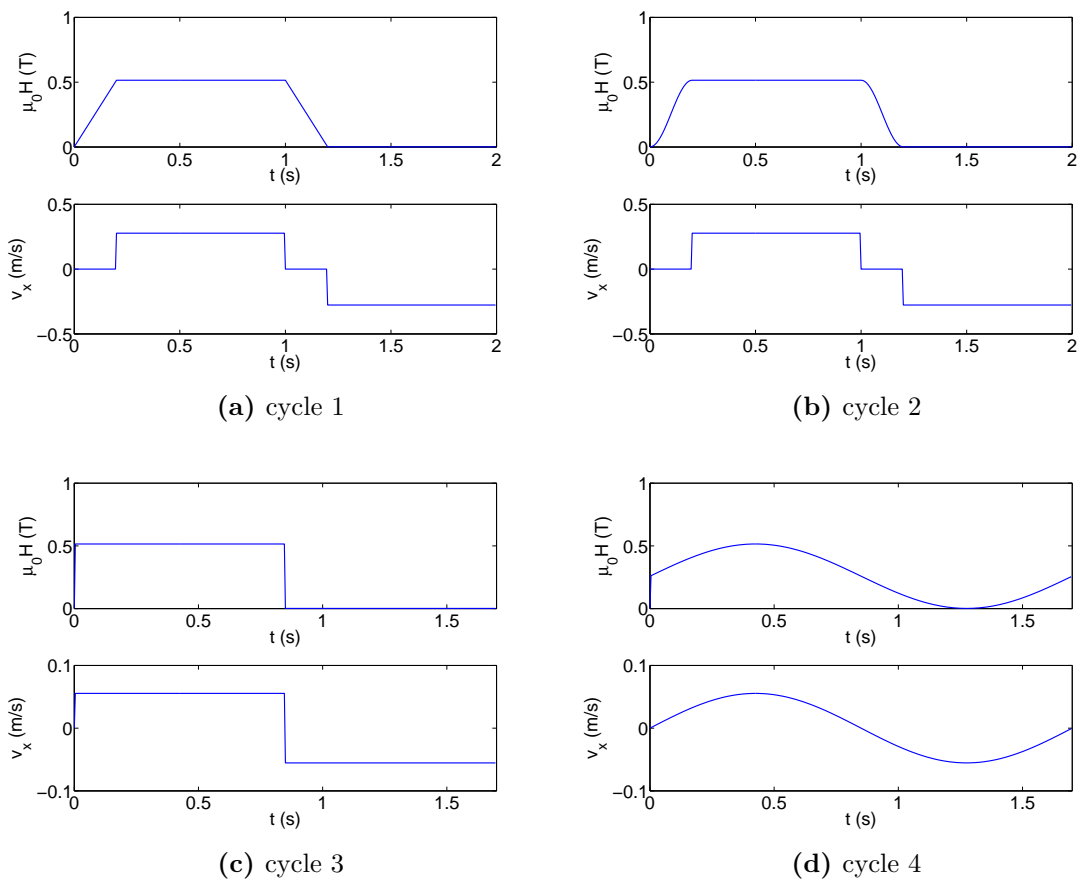


Fig. 3.27 – Les différents cycles de réfrigération utilisés pour les calculs.

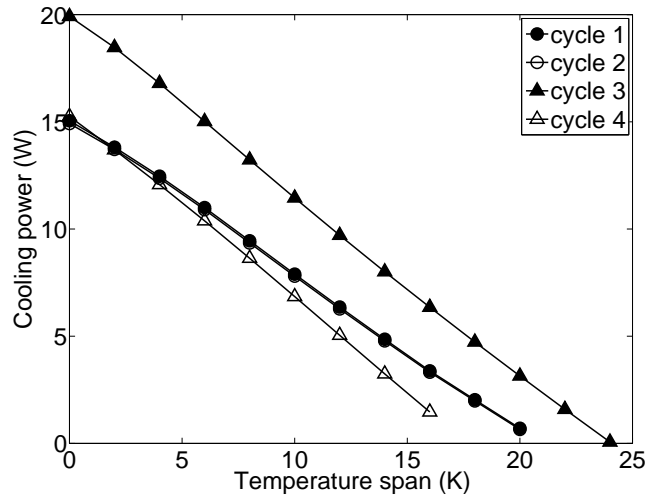


Fig. 3.28 – Puissance froide en fonction de l'écart de température pour différents cycles de réfrigération à puissance nulle ($NTU = 50$, $\phi = 0,28$).

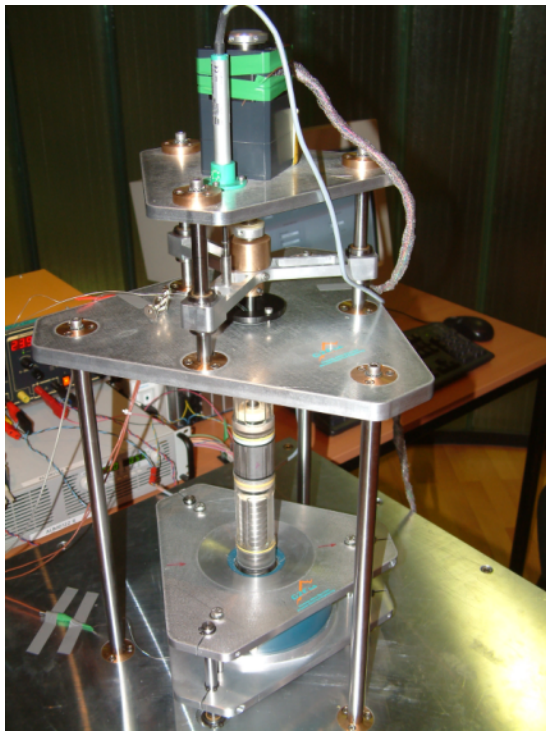
3.5 Validation expérimentale du modèle numérique de l'AMR

3.5.1 Dispositif expérimental

Les résultats numériques ont été comparés aux résultats expérimentaux obtenus avec le prototype linéaire du G2Elab, développé par Cédric Dupuis [Dupuis *et al.*, 2009], puis amélioré par Ulrich Legait [Legait, 2011], et présenté sur la Figure 3.29. Des simulations ont été réalisées avec les mêmes paramètres géométriques et physiques que ceux du prototype, qui sont résumés dans le Tableau 3.5. Le cycle de réfrigération simulé et exécuté est similaire au cycle 2 présenté précédemment avec $\tau_{\text{mag}} = \tau_{\text{demag}} = \tau_{\text{dwell}} = 0,5$ s.

Tab. 3.5 – Géométrie du régénérateur modifié.

Paramètre	Valeur
Longueur du régénérateur L	0,05 m
Section du régénérateur A_c	$4,84 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$
Volume du régénérateur V	$2,42 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3$
Aire interfaciale solide fluide A_{fs}	$3,74 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$
Diamètre hydraulique D_h	$5,92 \cdot 10^{-4} \text{ m}$
Porosité ε	0,227



(a) Photo d'ensemble



(b) Photo du régénérateur modifié

Fig. 3.29 – Prototype linéaire du G2ELab.

3.5.2 Comparaison des résultats numériques et expérimentaux

Régime transitoire

La comparaison des résultats numériques et expérimentaux (les résultats expérimentaux sont extraits de [Legait, 2011]) est présentée sur la Figure 3.30. On voit que le modèle numérique ne décrit pas correctement l'évolution des températures durant le régime transitoire. En effet le transitoire est beaucoup plus court sur la simulation que dans la réalité. Cet écart est lié au fourreau contenant le régénérateur. Ce fourreau possède une capacité calorifique et une masse non négligeables par rapport à celles du solide et du fluide. La constante de temps du système est donc beaucoup plus grande. Par ailleurs, la température moyenne du solide obtenue expérimentalement est plus basse, ce qui peut s'expliquer par des impuretés présentes dans le gadolinium, qui abaissent sa température de Curie.

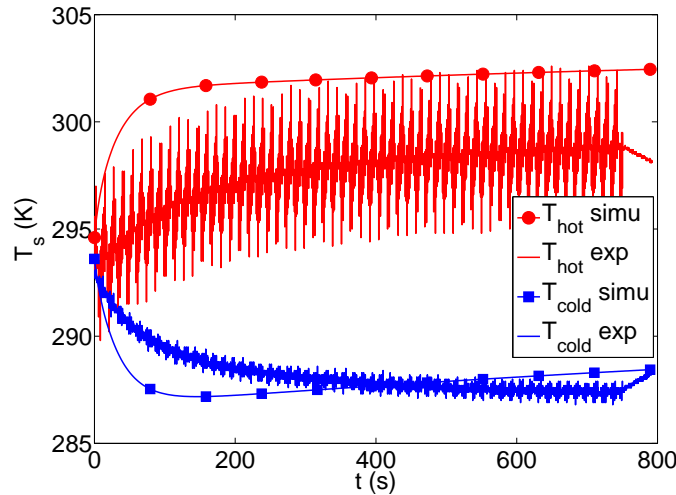


Fig. 3.30 – Évolution temporelle des températures aux extrémités du solide obtenues numériquement et expérimentalement ($\dot{m} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$, $f = 0,42 \text{ Hz}$).

Régime permanent

La Figure 3.31 présente l'évolution de l'écart de température en fonction du débit de fluide et de la fréquence du cycle, calculé avec le modèle numérique et mesuré expérimentalement. D'un point de vue qualitatif, les résultats numériques sont en accord avec les résultats expérimentaux. Le modèle reproduit bien la variation de l'écart de température en fonction du débit et de la fréquence. On peut noter qu'il existe un débit optimal différent pour chaque fréquence, pour lequel l'écart de température est maximal. Pour $f = 0,26 \text{ Hz}$ l'écart de température est maximal autour de $\dot{m} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$, pour $f = 0,42 \text{ Hz}$ le débit optimal est $\dot{m} = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$ et pour $f = 0,59 \text{ Hz}$ le débit optimal est $\dot{m} = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$. En revanche, d'un point de vue quantitatif, l'écart de température prédit par le modèle est plus élevé que les mesures (de l'ordre de 40%).

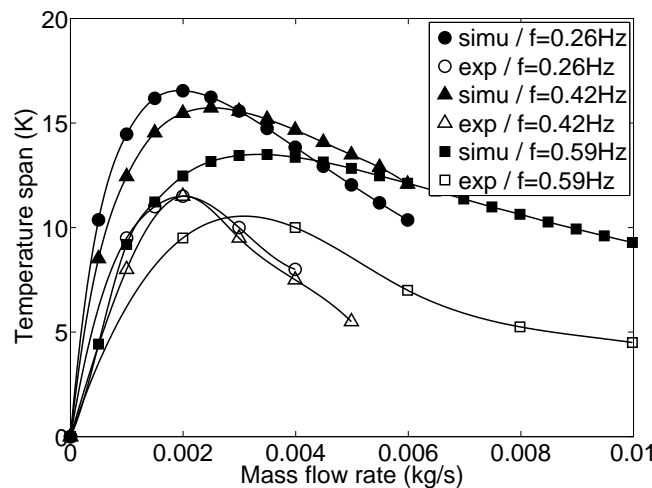


Fig. 3.31 – Comparaison des résultats numériques et expérimentaux pour le régénérateur à l'état stationnaire.

Cet écart peut s'expliquer par plusieurs facteurs. Premièrement, les propriétés magnéto-caloriques calculées par le modèle de WDS considèrent du gadolinium de pureté 100%. En pratique, le gadolinium utilisé dans le prototype contient des impuretés qui réduisent la valeur de l'EMC.

Ensuite, un autre problème pouvant impacter les performances du prototype est une distribution non uniforme de l'écoulement due à un défaut de planéité et d'espacement des plaques du régénérateur. Même si le régénérateur modélisé est celui modifié par Ulrich Legait afin que l'écoulement entre les plaques soit plus uniforme (voir Figure 3.32), on note un léger défaut de planéité des plaques, qui conduit à une variation du diamètre hydraulique, donc du coefficient de convection.

Enfin, un dernier facteur est susceptible d'affecter les performances du régénérateur. Il s'agit des pertes thermiques dues aux défauts d'isolation du prototype. Dans le modèle, on fait l'hypothèse que le système est adiabatique, alors qu'en pratique, les pertes thermiques avec le milieu environnant peuvent être importantes, comme illustré sur la Figure 3.33. Ce dernier facteur est probablement prédominant devant les deux précédents.

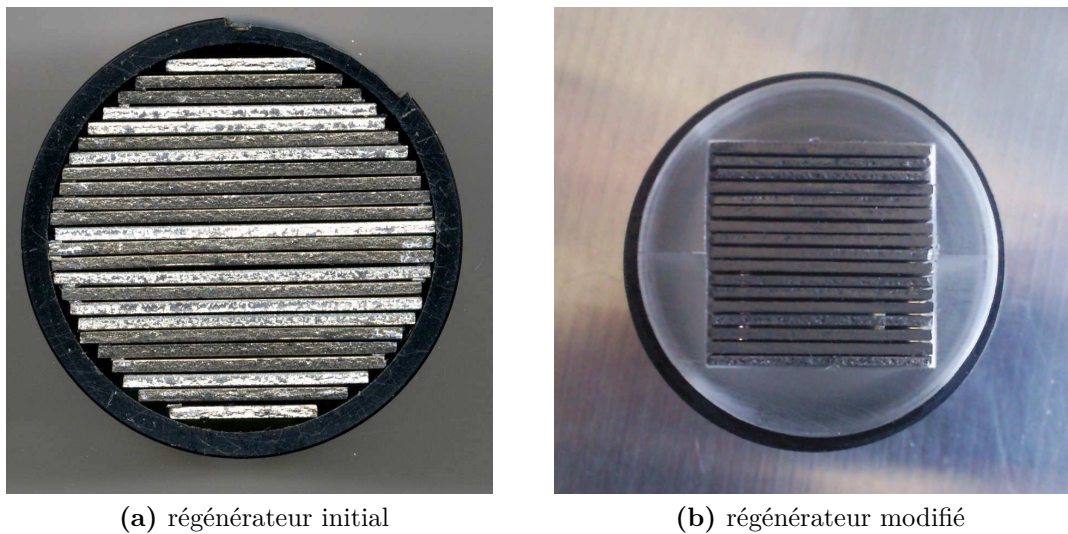


Fig. 3.32 – Amélioration de l'écoulement au sein du régénérateur [Legait, 2011].

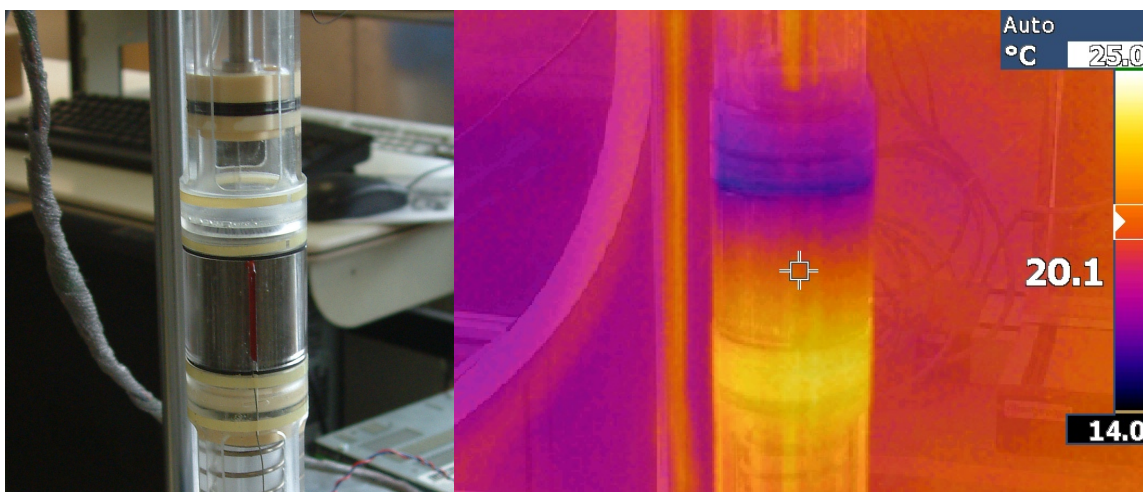


Fig. 3.33 – Photo thermique du prototype linéaire du G2Elab [Legait, 2011].

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les modèles numériques publiés antérieurement. Des modèles 1D, 2D et même 3D ont été implémentés par différents auteurs pour simuler

le fonctionnement d'un AMR. Le fonctionnement des AMR est similaire à celui des régénérateurs thermiques passifs, à la différence près que le régénérateur est le siège de l'effet magnétocalorique, qui est une source de chaleur.

Nous avons développé un modèle numérique transitoire 1D d'un AMR et l'avons implémenté par la méthode des différences finies. La validité de ce modèle a été vérifiée par plusieurs méthodes (convergence en maillage, indépendance de la solution par rapport aux conditions initiales, validation avec une solution analytique en fonctionnement passif). Le comportement du régénérateur en transitoire est bien décrit par le modèle et permet de distinguer les quatre phases du cycle de réfrigération. Une fois l'état (cycliquement) stationnaire atteint, le profil de température dans le régénérateur oscille autour d'un profil en forme de S.

Nous avons réalisé une étude paramétrique de l'AMR et avons mis en évidence l'influence de plusieurs paramètres. Bien souvent, le débit et la fréquence sont utilisés pour définir le point de fonctionnement du régénérateur. Il est préférable d'utiliser l'*Utilisation* ϕ et le *Nombre d'Unités de Transferts* NTU qui sont deux paramètres adimensionnels. Ces deux paramètres impactent fortement les performances de l'AMR. L'écart de température augmente lorsque NTU augmente et ϕ diminue. La puissance froide augmente lorsque NTU diminue et atteint un maximum pour une valeur de ϕ dans l'intervalle $0 \leq \phi \leq 2$. La conductivité thermique du solide réduit fortement la puissance et l'écart maximal de température. Nous en concluons qu'il serait intéressant de segmenter le régénérateur pour réduire sa conductivité longitudinale effective et améliorer ses performances. La conductivité thermique du fluide n'a pas d'effet significatif sur les performances du régénérateur car la diffusivité du fluide reste très faible. L'homogénéité du champ magnétique n'a pas d'effet significatif, c'est la moyenne du champ dans le régénérateur qui importe. Ce résultat est utile pour la conception des structures d'aimants, indiquant qu'il n'est pas nécessaire de concevoir une structure d'aimants créant un champ parfaitement homogène dans l'entrefer. Les performances de l'AMR sont très dépendantes du cycle de réfrigération magnétique exécuté, et sont d'autant meilleures que ce cycle s'approche d'un cycle de Brayton magnétique (aimantation et désaimantation instantanées) avec régénération.

Les résultats numériques ont été comparés aux résultats expérimentaux obtenus avec le prototype linéaire du G2Elab. On observe un bon accord qualitatif entre les simulations numériques et les mesures. Cependant, d'un point de vue quantitatif, le modèle surestime les performances du prototype d'environ 40%. Cet écart est lié à trois facteurs. L'utilisation de gadolinium de pureté inférieure à 100% conduit à un EMC plus faible qu'en théorie. Les défauts de planéité des plaques réduisent la valeur du coefficient de convection. Enfin, le facteur prédominant est le défaut d'isolation thermique du prototype, qui conduit à des pertes significatives avec le milieu environnant.

Chapitre 4

Étude des sources de champ magnétique

Sommaire

4.1	Introduction	106
4.2	Quelques notions de magnétisme	106
4.2.1	Principes de bases	106
4.2.2	Matériaux magnétiques	106
4.2.3	Sources de champ magnétique	108
4.3	Revue des sources de champ pour la réfrigération magnétique	109
4.3.1	Circuits magnétiques simples	109
4.3.2	Assemblages de type Halbach	110
4.3.3	Structures magnétiques complexes	113
4.4	Comparaison	114
4.4.1	Introduction	114
4.4.2	Méthode	115
4.4.3	Étude des différentes structures	118
4.4.4	Comparaison des performances	137
4.4.5	Discussion	140
4.5	Conclusion	140

Résumé

Dans ce chapitre nous nous intéressons à un élément capital des systèmes de réfrigération magnétique : la source de champ magnétique. Après de brefs rappels de notions de magnétisme, une revue des principales structures d'aimants utilisées pour des systèmes de réfrigération magnétique est présentée. Les structures les plus représentatives ont été modélisées en 3D pour calculer différentes grandeurs (couple, force, champ magnétique, masse, ...). Une comparaison effective de ces structures selon les critères de performances définis au Chapitre 2 est réalisée et la corrélation entre la géométrie de la structure et les performances est expliquée.

4.1 Introduction

La source de champ magnétique est un élément capital des systèmes de réfrigération magnétique, aussi bien pour leurs performances que pour leur coût. De plus, elle constitue un défi important dans la conception des systèmes de réfrigération magnétique car elle implique des phénomènes couplés, magnétiques, mécaniques et thermiques. Un grand nombre de prototypes a été réalisé avec différentes sources de champ magnétique, mais bien souvent il s'agit d'une structure basée sur un cylindre de Halbach.

4.2 Quelques notions de magnétisme

4.2.1 Principes de bases

Si un champ magnétique d'excitation \mathbf{H} est appliqué à un matériau magnétique, alors une aimantation \mathbf{M} va être induite dans celui-ci :

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H} \quad (4.1)$$

avec χ la susceptibilité magnétique du matériau, qui est généralement fonction du champ magnétique \mathbf{H} et de la température T .

L'induction \mathbf{B} générée dans le matériau est la résultante des effets du champ et de l'aimantation :

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (4.2)$$

avec μ_0 la perméabilité magnétique du vide : $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$.

En électrotechnique, on préfère généralement utiliser la polarisation \mathbf{J} plutôt que l'aimantation :

$$\mathbf{J} = \mu_0 \mathbf{M} \quad (4.3)$$

Et on utilise la perméabilité relative μ_r plutôt que la susceptibilité magnétique :

$$\mu_r = \chi + 1 \quad (4.4)$$

4.2.2 Matériaux magnétiques

Classification des matériaux magnétiques

On classe les matériaux magnétiques en trois grandes familles, en fonction de la valeur de leur perméabilité relative. Les principales propriétés des différentes familles de matériaux magnétiques sont données dans le Tableau 4.1.


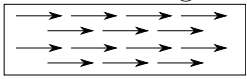
Matériaux durs et matériaux doux

La Figure 4.1 représente une courbe d'hystérésis $B(H)$. Cette courbe est caractéristique du comportement magnétique d'un matériau ferromagnétique.

On peut relever plusieurs grandeurs significatives sur le cycle hystérésis :

- l'induction à saturation B_s correspond à l'induction maximale générée par le matériau.
- l'induction rémanente B_r représente l'induction présente dans le matériau lorsqu'on annule le champ d'excitation.
- le champ coercitif H_{cB} correspond à la valeur du champ qu'il faut appliquer pour désaimanter le matériau.

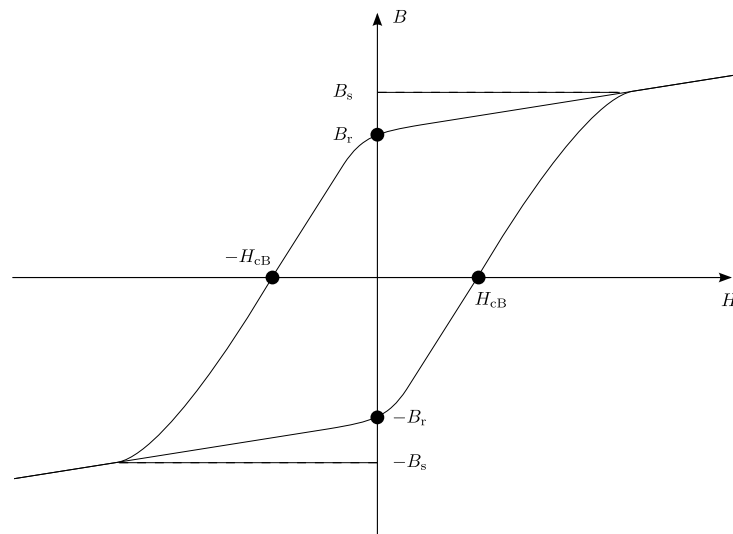
Tab. 4.1 – Classification des matériaux magnétiques.

Matériau	Diamagnétique	Paramagnétique	Ferromagnétique
Perméabilité relative μ_r	$\mu_r < 1$	$\mu_r \approx 1$	$\mu_r \gg 1$
Susceptibilité χ	-10^{-5}	10^{-3}	10^6
Exemples de matériaux	eau, cuivre, argent, ...	air, platine, aluminium, ...	fer, cobalt, nickel, ...
Structure magnétique sous l'effet d'un champ magnétique	moments magnétiques très faibles	moments désordonnés 	moments alignés 

Selon les valeurs de ces trois grandeurs, on distingue deux types de matériaux ferromagnétiques :

- les *matériaux magnétiques doux*, qui sont utilisés dans les circuits magnétiques pour leur perméabilité élevée, qui permet de bien canaliser le flux magnétique, ainsi que pour leur faible surface du cycle hystérésis qui correspond à de faibles pertes.
- les *matériaux magnétiques durs*, qui sont utilisés comme source de champ grâce à leur induction rémanente et champ coercitif élevés.

Les propriétés des matériaux magnétiques durs et doux sont détaillées dans l'Annexe E.


Fig. 4.1 – Cycle hystérésis $B(H)$.

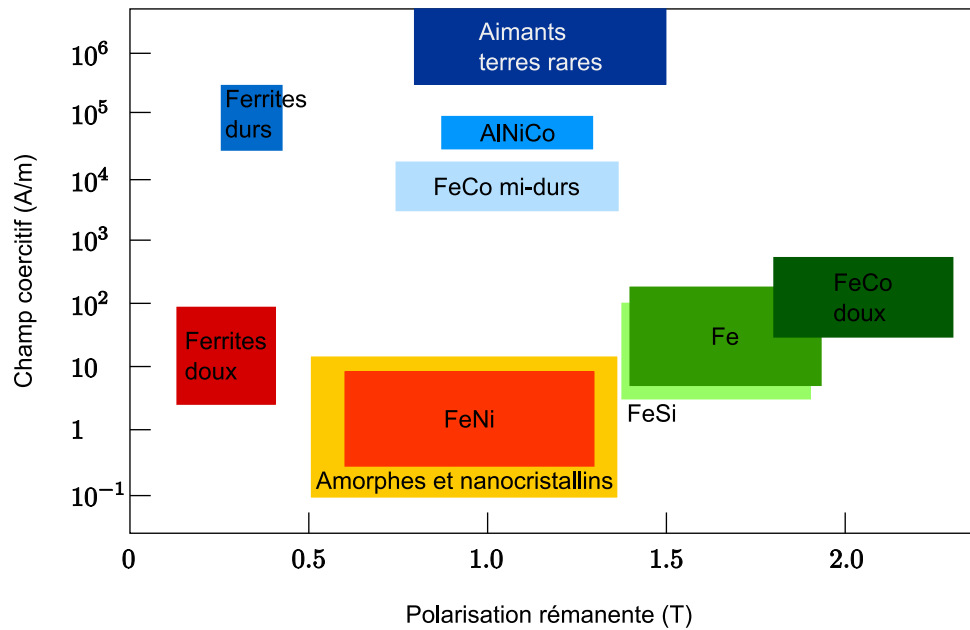


Fig. 4.2 – Les grandes classes de matériaux ferromagnétiques. Adapté de [Brissonneau, 1997].

4.2.3 Sources de champ magnétique

Il existe plusieurs types de source de champ magnétique utilisables pour la réfrigération magnétique : les électro-aimants, les bobines supraconductrices et les aimants permanents.

Électro-aimants

La première idée qui vient à l'esprit pour créer un champ magnétique variable, est l'utilisation d'un électro-aimant. Considérons un circuit magnétique composé d'un solénoïde de N tours parcouru par un courant d'intensité I et d'un noyau en matériau magnétique doux de perméabilité relative μ_r et de longueur l_c . L'induction dans un entrefer de longueur l_g est déduite du théorème d'Ampère et s'exprime¹ :

$$B = \mu_0 N I \frac{1}{l_c/\mu_r + l_g} \quad (4.5)$$

La perméabilité relative d'un matériau doux étant très grande (typiquement $1000 \leq \mu_r \leq 5000$), on peut négliger le premier terme du dénominateur. L'Équation (4.5) se simplifie :

$$B \approx \frac{\mu_0 N I}{l_g} \quad (4.6)$$

Pour obtenir une induction de 1 T dans un entrefer de 30 mm, il faut donc générer près de 24 000 ampères tours ! Si l'on considère une densité de courant dans la bobine $j_S = 3 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-2}$, cela correspond à une section de 80 cm² et conduit à des pertes joules de l'ordre de 750 W. Des pertes aussi importantes nécessiteraient un système de refroidissement pour compenser les pertes par effet joule au sein du noyau, ce qui va à l'encontre du but recherché. De plus les pertes sont considérables en comparaison aux puissances thermiques visées pour la réfrigération magnétique (la centaine de watts). C'est pourquoi les électro-aimants ne sont généralement pas utilisés dans les systèmes de réfrigération magnétique (et d'une façon plus générale, pour créer des inductions élevées dans de grands entrefers).

1. En considérant que le noyau a une section constante et qu'il n'y a pas de champ de fuites.

Bobines supraconductrices

Les bobines supraconductrices permettent de créer aisément des inductions supérieures à 10 T, et consomment peu d'énergie une fois qu'elles sont dans leur état supraconducteur. Cependant elles doivent être refroidies en continu pour rester dans l'état supraconducteur et la taille des systèmes de réfrigération est très conséquente, donc incompatible avec des applications domestiques ou des systèmes embarqués. Les bobines supraconductrices restent néanmoins envisageables pour des applications industrielles.

Aimants permanents

L'induction créée par des aimants étant constante, il est nécessaire de les déplacer pour obtenir un champ variable². La valeur de l'induction dépend de la polarisation rémanente des aimants utilisés ainsi que du circuit magnétique dans lequel ils sont placés. Dans tout ce qui va suivre, nous nous intéresserons exclusivement aux sources de champ à aimants permanents.

4.3 Revue des sources de champ pour la réfrigération magnétique

Des structures diverses et variées ont été proposées pour les systèmes de réfrigération magnétique. On peut classer ces structures en trois catégories :

- les circuits magnétiques simples, composés d'aimants permanents et de matériaux doux.
- les assemblages de type Halbach (simples ou doubles, ouverts ou fermés).
- les structures magnétiques complexes.

4.3.1 Circuits magnétiques simples

Structure de Bohigas *et al.*

Le système conçu par Bohigas *et al.* (*Technical University of Catalonia*, Espagne) est un système rotatif [Bohigas *et al.*, 2000]. Un ruban de Gd est enroulé autour d'une roue en plastique. Initialement, la source de champ était constituée de deux paires d'aimants NdFeB placées de part et d'autre de la roue (voir Figure 4.3a). Cette structure générerait une induction de seulement $B_{hf} = 0,3$ T dans un entrefer de 7 mm et aboutissait à des performances du système assez médiocres. Bohigas *et al.* ont donc conçu une autre structure d'aimants présentée sur la Figure 4.3b. Elle est constituée de deux quadruplets d'aimants associés à une pièce en matériau doux, disposés de part et d'autre de la roue et permet d'atteindre $B_{hf} = 0,95$ T dans l'entrefer.

2. On peut tout aussi bien déplacer le MCM relativement aux aimants.

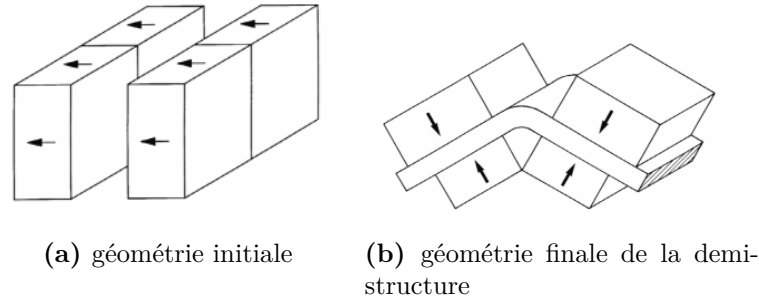


Fig. 4.3 – Géométrie de la structure d'aimants utilisée par Bohigas *et al.* [Bohigas *et al.*, 2000].

Structure de Zheng *et al.*

La structure proposée par Zheng *et al.* (*South China University of Technology*) est un aimant en C, constitué de l'assemblage d'un aimant permanent NdFeB de polarisation rémanente $J_r = 1,4\text{ T}$ et de pièces en matériau doux pour canaliser le flux dans l'entrefer [Zheng *et al.*, 2009]. L'induction moyenne calculée vaut environ $B_{hf} = 1,4\text{ T}$ dans un entrefer de 20 mm. Deux régénérateurs rectangulaires contenant des particules de Gd sont alternativement placés à l'intérieur de l'entrefer.

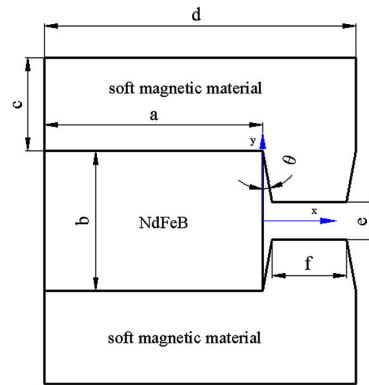


Fig. 4.4 – Géométrie de l'aimant en C de Zheng *et al.* [Zheng *et al.*, 2009].

4.3.2 Assemblages de type Halbach

Structure de Bjørk *et al.*

La structure utilisée par Bjørk *et al.* (*Technical University of Denmark*) est un cylindre de Halbach à 16 segments [Bjørk *et al.*, 2008]. Pour un cylindre de Halbach infiniment long et de variation continue de la direction de polarisation, l'induction dans l'entrefer est uniforme et vaut [Halbach, 1980] :

$$B(L_\infty) = J_r \ln\left(\frac{R_o}{R_i}\right) \quad (4.7)$$

avec R_i et R_o respectivement les rayons intérieur et extérieur du cylindre de Halbach. En pratique, la variation continue de la polarisation est difficilement réalisable et les cylindres de Halbach sont réalisés par l'assemblage d'un nombre fini de segments. La direction de polarisation des segments du cylindre de Halbach discret est identique à celle du cylindre de Halbach continu au centre du segment considéré. La discrétisation du cylindre en un nombre fini N de segments conduit à une diminution de la valeur de l'induction dans

l'entrefer [Halbach, 1980] :

$$B(N) = B(L_\infty) \frac{\sin(2\pi/N)}{2\pi/N} \quad (4.8)$$

Par ailleurs, un cylindre de Halbach réel a une longueur finie, ce qui cause des fuites du flux magnétique aux extrémités du cylindre et entraîne une diminution de l'induction moyenne dans l'entrefer, d'autant plus importante que le cylindre de Halbach est court. Les segments utilisés dans la structure de Bjørk *et al.* sont des aimants permanents NdFeB de polarisation rémanente $J_r = 1,4$ T. Leur cylindre est composé de $N = 16$ segments, le rayon intérieur vaut $R_i = 21$ mm, le rayon extérieur $R_o = 60$ mm et la longueur $L = 50$ mm.

L'induction moyenne dans l'entrefer est égale à $B_{hf} = 1,03$ T. Cette valeur d'induction est relativement faible par rapport à sa valeur théorique (1,43 T). Ceci est dû à la faible longueur du cylindre de Halbach qui conduit à un flux de fuites relativement élevé.

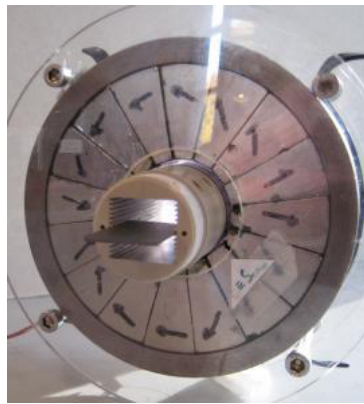


Fig. 4.5 – Géométrie du cylindre de Halbach utilisé par Bjørk *et al.* [Bjørk *et al.*, 2008].

Structure de Tura et Rowe

Tura et Rowe (*University of Victoria, Canada*) ont utilisé pour leur système de réfrigération magnétique une source de champ inventée par Leupold *et al.* [Leupold *et al.*, 1988], à savoir deux cylindres de Halbach concentriques. Le principe de fonctionnement de ce système est illustré sur la Figure 4.6. Le cylindre extérieur crée un champ magnétique dans son entrefer d'amplitude H_1 et le cylindre intérieur un champ d'amplitude H_2 . Si l'angle entre les deux cylindres est $\theta = 0^\circ$, alors le champ total dans l'entrefer est maximal et vaut $H_1 + H_2$. Lorsque l'on augmente l'angle entre les deux cylindres, le champ total diminue pour atteindre une valeur minimale $H_1 - H_2$ pour $\theta = 180^\circ$.

Les cylindres intérieurs et extérieurs sont chacun composés de $N = 8$ segments d'aimants permanents NdFeB de polarisation rémanente respective $J_{r1} = 1,2$ T et $J_{r2} = 1,27$ T [Tura et Rowe, 2007]. Les rayons intérieur et extérieur du cylindre intérieur valent $R_{i1} = 12,5$ mm et $R_{o1} = 27$ mm. Les rayons intérieurs et extérieurs du cylindre extérieur valent $R_{i2} = 30$ mm et $R_{o2} = 60$ mm.

L'induction à l'intérieur de l'entrefer varie entre $B_{lf} = 0,1$ T et $B_{hf} = 1,47$ T selon l'angle relatif entre les deux cylindres de Halbach. En théorie une telle structure devrait permettre des inductions plus élevées ($B_{hf} = 1,8$ T) mais les effets de bords dus à la longueur finie de la structure, ainsi que la segmentation des cylindres limitent l'induction dans l'entrefer.

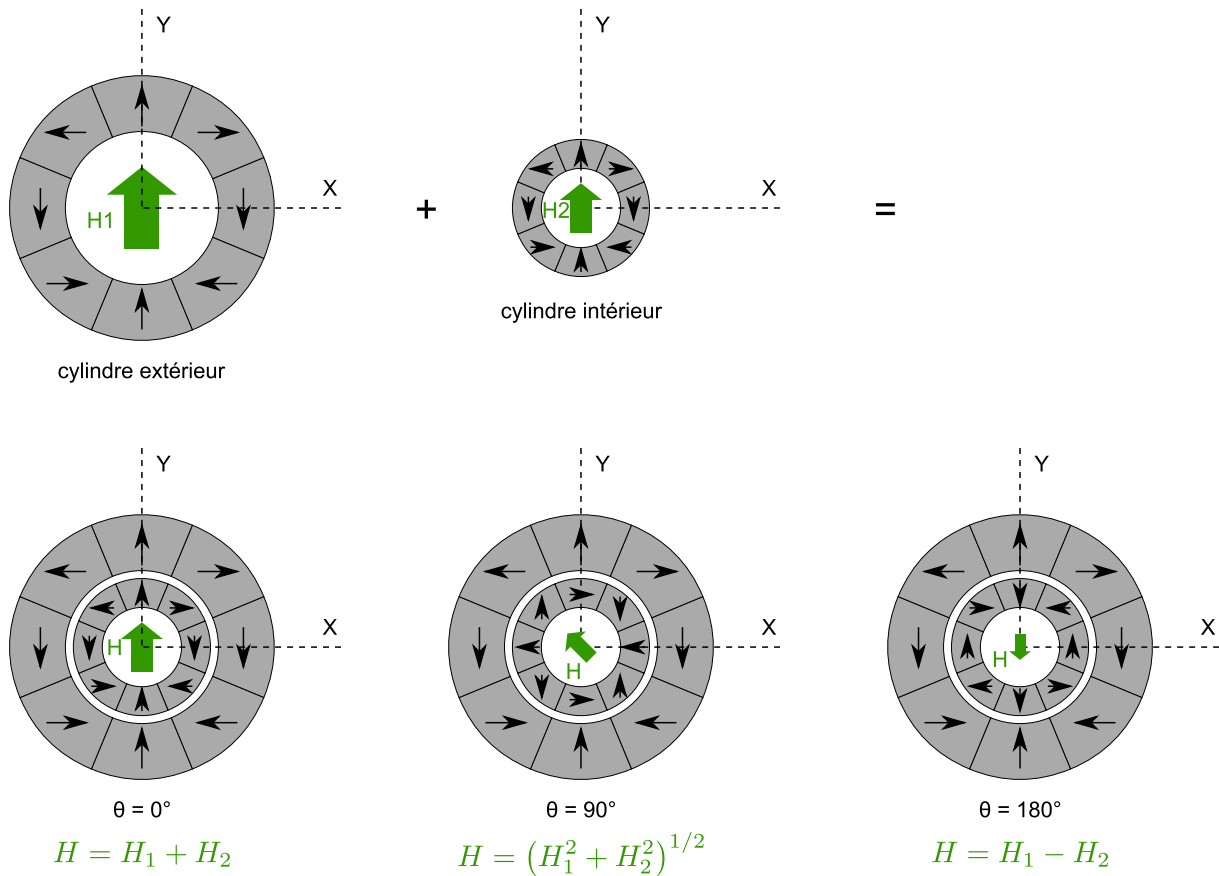


Fig. 4.6 – Principe de fonctionnement des 2 cylindres de Halbach concentriques.

Structure de Lee *et al.*

Lee *et al.* (Ames Laboratory, USA) sont partis de la structure classique du cylindre de Halbach pour concevoir leur source de champ [Lee *et al.*, 2002]. Tout d'abord, le cylindre de Halbach est construit avec un nombre fini de pavés d'aimants, ce qui facilite sa fabrication mais conduit à une diminution de 10% de l'induction dans l'entrefer (avec $N = 8$ segments). Ensuite, ils désiraient concevoir un système de réfrigération magnétique rotatif, donc ils ont réalisé une ouverture dans le cylindre de Halbach qui permet le passage d'un disque de matériau magnétocalorique mais conduit, à nouveau, à une diminution de 10% de l'induction dans l'entrefer.

En utilisant des aimants NdFeB de polarisation rémanente $J_r = 1,2$ T et des concentrateurs de flux en matériaux doux (FeVCo) une telle structure permet d'obtenir une induction maximale $B_{hf} = 1,9$ T dans un entrefer de 12,7 mm, ce qui représente une très bonne performance.

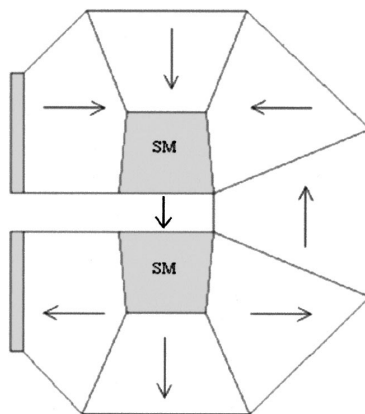


Fig. 4.7 – Géométrie du cylindre de Halbach modifié proposé par Lee *et al.* [Lee *et al.*, 2002].

Structure de Vasile et Muller

Le système conçu par Vasile (INSA Strasbourg, France) et Muller (Cooletch Applications, France) est un système rotatif [Vasile et Muller, 2006]. Il s'agit d'un cylindre de Halbach avec une ouverture pour permettre la rotation d'un disque. La structure composée d'aimants permanents NdFeB de polarisation rémanente $J_r = 1,47$ T. Des pièces en matériau doux (FeVCo) sont ajoutées pour compenser l'ouverture de la structure et pour concentrer le flux dans l'entrefer. Cette structure permet d'obtenir une induction théorique $B_{hf} = 1,49$ T dans un entrefer de 20 mm.

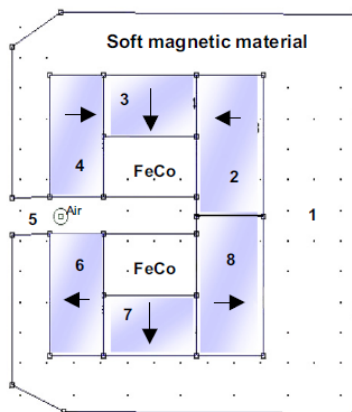


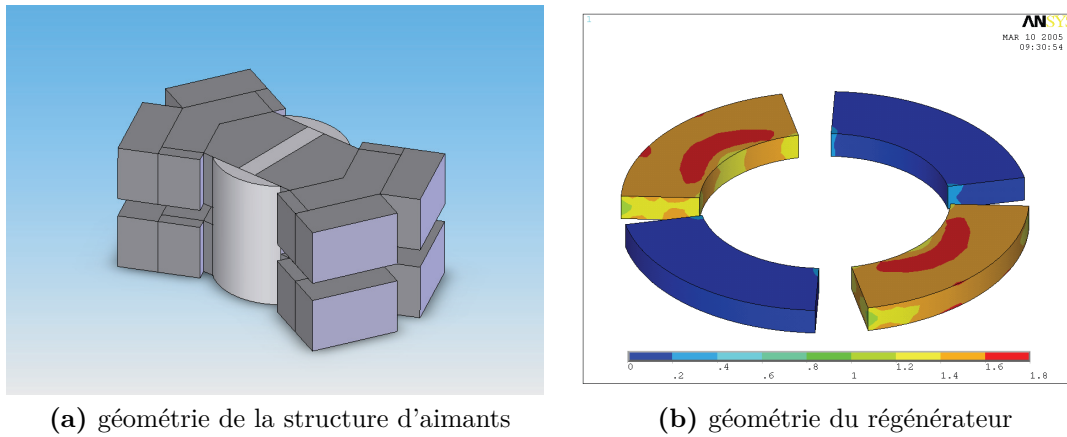
Fig. 4.8 – Géométrie de l'aimant en C utilisée par Vasile et Muller [Vasile et Muller, 2006].

4.3.3 Structures magnétiques complexes

Structure de Zimm *et al.*

Un système de réfrigération magnétique rotatif a été conçu et réalisé par Astronautics Corporation of America en 2007 [Zimm *et al.*, 2007]. La structure de la source de champ est détaillée dans le brevet déposé par Astronautics [Chell et Zimm, 2006]. Il s'agit d'une structure d'aimants avec deux entrefers en V, composée d'un assemblage d'aimants permanents NdFeB de sections rectangulaires, trapézoïdales ou pentagonales et de pièces en fer³. Cette structure permet d'obtenir une induction $B_{hf} = 1,5$ T dans les deux entrefers de hauteur 18,55 mm.

3. De telles formes sont moins chères à fabriquer que des pièces circulaires.



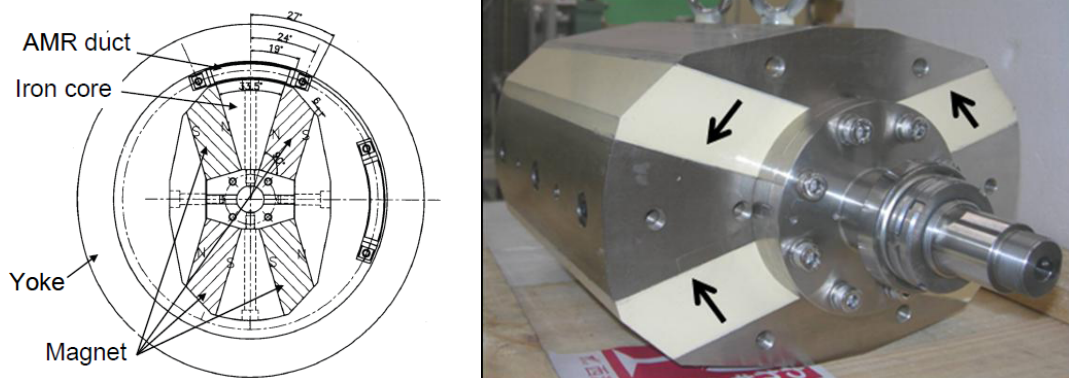
(a) géométrie de la structure d'aimants

(b) géométrie du régénérateur

Fig. 4.9 – Système conçu par Zimm *et al.* [Zimm *et al.*, 2007].

Structure de Okamura *et al.*

Chubu Electric et Toshiba (Japon) se sont associés pour concevoir en 2005 une première source de champ magnétique rotative pour des applications en réfrigération magnétique [Okamura *et al.*, 2006]. La structure était très proche d'une machine tournante à aimants permanents mais ses performances étaient relativement moyennes (induction maximale dans l'entrefer $B_{hf} = 0,77$ T et couple résistant maximal $\Gamma_{max} = 52$ N · m). Les performances ont été nettement améliorées en utilisant un rotor de structure plus complexe (de type dipolaire à concentration de flux), ainsi qu'une culasse feuilletée (pour limiter les courants induits) [Okamura *et al.*, 2007]. L'induction moyenne dans l'entrefer de la nouvelle structure vaut $B_{hf} = 1,1$ T pour un entrefer de 20 mm.

**Fig. 4.10** – Géométrie de la structure d'aimants de Okamura *et al.* [Okamura *et al.*, 2007].

4.4 Comparaison

4.4.1 Introduction

Objectifs

Les structures d'aimants présentées précédemment ont toutes été proposées pour des systèmes de réfrigération magnétique et la plupart d'entre elles ont été réalisées. Mais la question qui se pose est de savoir quelle est la meilleure structure. Le peu d'informations sur les structures et leur nature différente (mesure, simulation) rendent leur comparaison difficile, voire impossible. Récemment Bjørk *et al.* ont proposé un critère unique de

performance pour classer les structures d'aimants [Bjørk *et al.*, 2009]. Ce critère était directement lié à la puissance froide par unité de volume d'aimants, mais ne prenait pas en compte les forces et couples des structures. Housseem Bouchekara *et al.* ont étudié les forces et couples magnétostatiques dans différentes structures, sans considérer la puissance froide [Bouchekara *et al.*, 2009]. Ces deux approches sont donc incomplètes mais complémentaires. Nous avons donc décidé de réaliser une comparaison de différentes structures selon un jeu de paramètres représentatifs de leur performance.

Structures étudiées

Parmi les structures présentées précédemment, six d'entre elles ont été considérées représentatives et ont été modélisées. Elles sont toutes représentées sur la Figure 4.11. Les informations présentes dans les articles, ainsi que les correspondances avec différents auteurs ont permis de modéliser la géométrie exacte de certaines structures (Bjørk *et al.*, Tura et Rowe, Okamura *et al.*). Pour d'autres, des informations étaient manquantes et la géométrie est seulement similaire (Lee *et al.*, Zheng *et al.*, Zimm *et al.*).

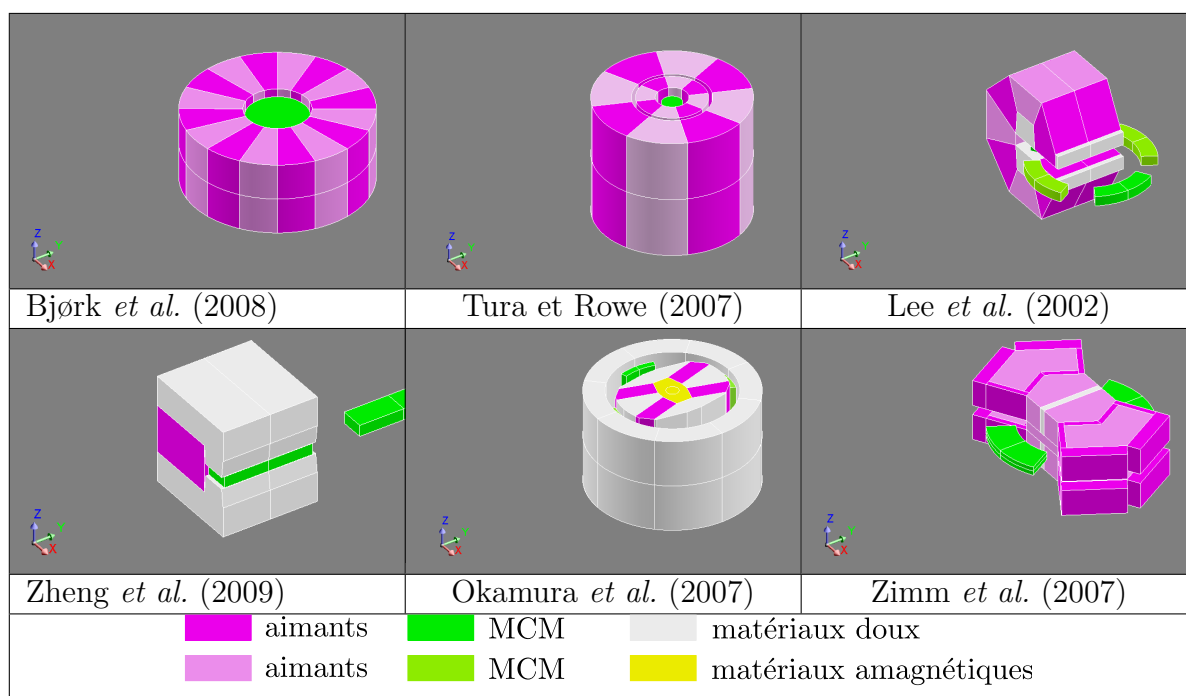


Fig. 4.11 – Structures d'aimants étudiées.

4.4.2 Méthode

Modélisation

Les six structures ont été modélisées sous FLUX[®] qui est un logiciel de modélisation électromagnétique par éléments finis. Toutes ont été décrites en 3D afin de prendre en compte les effets de bord et le champ démagnétisant. Les résolutions ont été réalisées en multi-statique. Dans FLUX[®], les aimants ont été représentés par le modèle de matériau suivant :

$$B = \mu_0 \mu_r H + J_r \quad (4.9)$$

avec μ_r la perméabilité relative et J_r la polarisation rémanente.

Les pièces polaires sont représentées par le modèle de Frölich :

$$B = \mu_0 H + \frac{2J_s}{\pi} \arctan\left(\frac{\pi(\mu_{ri} - 1)\mu_0 H}{2J_s}\right) \quad (4.10)$$

avec μ_{ri} la perméabilité relative initiale et J_s la polarisation à saturation.

Dans le cas général, les propriétés magnétiques du gadolinium dépendent de la température. Cependant, si l'on utilise des courbes d'aimantation dépendantes de la température, alors les conclusions des simulations ne sont valables que pour un cycle de réfrigération donné. Afin d'obtenir des conclusions plus générales nous avons modélisé le gadolinium par un matériau isotrope de perméabilité relative $\mu_r = 2$. Cette approche est validée par les résultats de Farid Allab, qui a montré que la perméabilité relative du gadolinium ne dépendait plus de la température pour des inductions de l'ordre du Tesla (voir Figure 4.12). Le modèle de matériau utilisé pour le gadolinium est donc :

$$B = \mu_0 \mu_r H \quad (4.11)$$

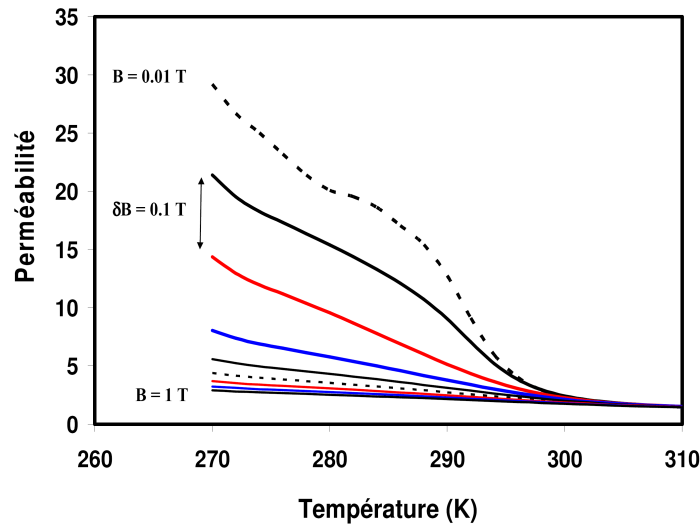


Fig. 4.12 – Évolution de la perméabilité relative du gadolinium avec la température et le champ magnétique [Allab, 2008].

Calcul des performances

Pour comparer les six structures d'aimants, nous utilisons les cinq critères de performance définis au Chapitre 2 :

- Efficacité
- Faible coût (prix par unité de puissance froide)
- Compacité (densité volumique de puissance froide)
- Puissance spécifique élevée (densité massique de puissance froide)
- Longue durée de vie (forces et couple magnétostatiques)

Nous avons défini précédemment le COP_{mag} pour représenter l'efficacité du système comme :

$$COP_{\text{mag}} = \frac{\dot{Q}_{\text{mcm}}}{\dot{W}_{\text{mec}}} \quad (4.12)$$

avec \dot{Q}_{mcm} la puissance moyenne absorbée par le MCM durant sa désaimantation et \dot{W}_{mec} la puissance mécanique nécessaire pour déplacer le MCM. Pour un matériau du second

ordre tel que le gadolinium, l'EMC est proportionnel au champ magnétique à la puissance 2/3 [Oesterreicher et Parker, 1984] donc la puissance moyenne absorbée au cours de la désaimantation s'écrit :

$$\dot{Q}_{\text{mcm}} = f \rho_s V_s c_{\text{ps}} \left(\frac{\partial T}{\partial H^{2/3}} \right) \left(\langle H_{\text{hf}}^{2/3} \rangle_V - \langle H_{\text{lf}}^{2/3} \rangle_V \right) \quad (4.13)$$

Dans l'Équation (4.13), f représente la fréquence du cycle, T la température et H le champ magnétique. ρ_s , V_s et c_{ps} sont respectivement la densité, le volume et la capacité calorifique massique du MCM. Les indices H_{hf} et H_{lf} sont respectivement le champ magnétique maximal et minimal auquel est soumis le MCM. L'opérateur $\langle \rangle_V$ représente la moyenne volumique dans le MCM. Dans le cas d'un mouvement linéaire, la puissance mécanique s'écrit :

$$\dot{W}_{\text{mec}} = f \int F_x dx \quad (4.14)$$

avec F_x la composante de la force selon le déplacement dx . Dans le cas d'un mouvement rotatif, la puissance mécanique devient :

$$\dot{W}_{\text{mec}} = f \int \Gamma_z d\theta \quad (4.15)$$

avec Γ_z le couple selon l'axe z et $d\theta$ le déplacement angulaire.

Pour tous les calculs, la fréquence a été fixée à $f = 0,5$ Hz qui est une valeur standard pour le fonctionnement des prototypes. Les résultats dépendent fortement de cette valeur mais la dépendance étant la même pour tous les systèmes, la comparaison reste valide quelle que soit la fréquence. Nous avons supposé que les systèmes ne récupèrent pas d'énergie mécanique lorsque les forces et couples sont moteurs donc \dot{W}_{mec} a été calculée durant la phase de désaimantation (*i.e.* lorsque les forces et couples sont résistants).

Propriétés physiques et économiques

Afin de permettre une comparaison effective des différentes structures, un bloc massif de Gadolinium a été modélisé pour toutes les structures (ce qui correspond à une porosité $\varepsilon = 0$), même si initialement, un autre matériau était utilisé et si la géométrie du régénérateur était différente (plaques parallèles, empilement de sphères, ...). La capacité calorifique massique et l'EMC du Gadolinium ont été fixés constants et respectivement égal à $230 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ et $3,8 \text{ K} \cdot \text{T}^{-2/3}$.

Le prix des différents matériaux (incluant l'élaboration et la mise en forme) a été estimé d'après les coûts des matières premières indiqués sur le site web du *U.S. Geological Survey* [U.S. Geological Survey, 2009]. La masse volumique des matériaux a été fixée à la valeur donnée par le *CRC Handbook of Chemistry and Physics* à 20°C [Lide, 2008]. Toutes ces propriétés sont résumées dans le Tableau 4.2.

Enfin, la densité volumique de puissance correspond au ratio de la puissance froide sur le volume total du système. Ce dernier tient compte du volume nécessaire au déplacement du régénérateur (ou de la structure d'aimants) mais les actionneurs ne sont pas pris en compte.

Tab. 4.2 – Propriétés physiques et économiques des matériaux.

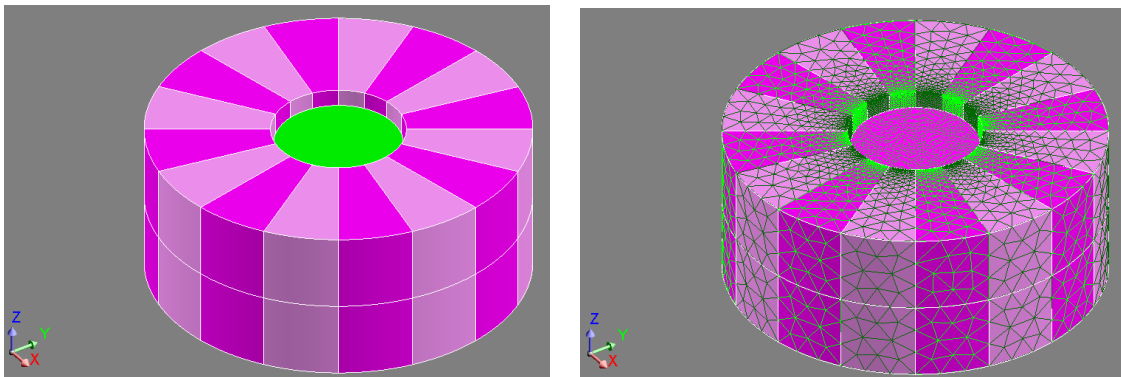
Matériau	Masse volumique ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)	Prix ($\text{€} \cdot \text{kg}^{-1}$)
Gd	7900	130
NdFeB	7500	100
Fe	7850	1
FeCoV	8200	80

4.4.3 Étude des différentes structures

Les grandeurs intermédiaires nécessaires aux calculs des critères de performance sont données pour chaque structure. L'évolution de la force (mouvement linéaire) ou du couple (mouvement rotatif) et du champ magnétique moyen à l'intérieur du régénérateur est calculée pour chaque structure. Les critères de performances des six structures sont comparés à la fin de cette section.

Structure de Bjørk *et al.*

Le cylindre de Halbach utilisé par Bjørk *et al.* a été modélisé sous FLUX[®] avec un régénérateur cylindrique massif. La géométrie et le maillage utilisés sont donnés sur la Figure 4.13. Les polarisations des segments du cylindre de Halbach sont orientées pour que l'induction au centre de l'entrefer soit colinéaire à l'axe X. Le maillage est constitué de 617 009 éléments volumiques du premier ordre.

**Fig. 4.13** – Géométrie et maillage de la structure de Bjørk *et al.*.

Les isovaleurs d'induction sont données pour différentes positions du régénérateur sur la Figure 4.16. On voit nettement une diminution de l'induction lorsque le régénérateur s'éloigne de l'entrefer, ainsi que des effets de concentration de flux sur les arêtes du cylindre de Halbach.

L'évolution de la force et du champ magnétique moyen dans le régénérateur est présentée sur la Figure 4.14. Initialement au centre de l'entrefer ($z = 0$ mm) le régénérateur est soumis à un champ magnétique maximal $\mu_0 H_{\text{lf}} = 0,78$ T. Lorsqu'il est éloigné du cylindre de Halbach, le champ magnétique diminue et atteint une valeur minimale $\mu_0 H_{\text{lf}} = 0,02$ T en position finale ($z = 85$ mm).

Initialement, la composante de la force selon le déplacement F_z est nulle. Elle s'oppose à l'éloignement du régénérateur de l'entrefer donc elle est négative. En valeur absolue, elle croît lorsque z augmente et passe par une valeur maximale $F_{\text{max}} = 421$ N lorsque le régénérateur est à demi sorti de l'entrefer ($z = 25$ mm). Lorsque z continue de croître, F_z diminue et tend vers 0.

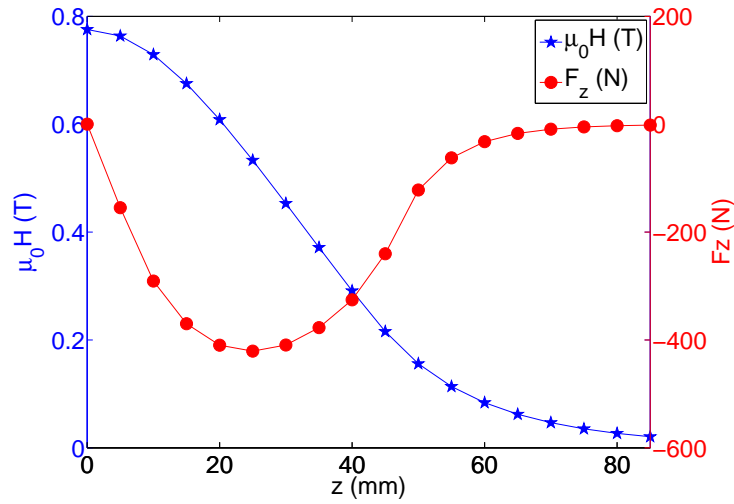


Fig. 4.14 – Évolution de la force et du champ moyen en fonction de la position.

Tab. 4.3 – Résultats intermédiaires pour la structure de Bjørk *et al.*.

\dot{Q}_{mcm} (W)	\dot{W}_{mec} (W)	Encombrement (m ³)	Masse (kg)	Prix (€)
134	7,67	$6,76 \cdot 10^{-4}$	4,11	423

Il est possible de calculer analytiquement la force s'exerçant sur le régénérateur afin de valider les résultats numériques. Lorsqu'on déplace le régénérateur dans un champ extérieur \mathbf{H}_0 , chaque élément de volume de celui-ci est soumis à une force :

$$d\mathbf{F} = \frac{1}{2} \nabla (\mathbf{J} \cdot \mathbf{H}_0) \quad (4.16)$$

avec \mathbf{J} la polarisation de chaque élément, donnée par la relation :

$$\mathbf{J} = \mu_0 (\mu_r - 1) \mathbf{H} \quad (4.17)$$

Pour avoir un ordre de grandeur de la force, on peut faire l'hypothèse que le champ démagnétisant est nul, donc que le champ \mathbf{H} interne au régénérateur est égal au champ extérieur \mathbf{H}_0 . Sous cette hypothèse, et en supposant une perméabilité relative constante, la force élémentaire devient :

$$d\mathbf{F} = \frac{1}{2} \mu_0 (\mu_r - 1) \nabla (\mathbf{H}_0^2) \quad (4.18)$$

La composante de la force selon z s'exprime donc :

$$dF_z = \frac{1}{2} \mu_0 (\mu_r - 1) \frac{\partial (\mathbf{H}_0^2)}{\partial z} \quad (4.19)$$

Dans une première approximation, on peut supposer que le champ magnétique est invariant selon x et y , ce qui permet de définir la force totale sur le régénérateur selon :

$$F_z = \frac{1}{2} \mu_0 (\mu_r - 1) \pi R_{\text{AMR}}^2 \int_0^{L_{\text{AMR}}} \frac{\partial (\mathbf{H}_0^2)}{\partial z} dz \quad (4.20)$$

avec $H_0(z)$ la valeur du champ magnétique sur l'axe de révolution du régénérateur. En utilisant le profil de champ magnétique obtenu par simulation numérique $H_0(z)$, on peut

déterminer l'évolution de la force F_z en fonction de la position du centre du régénérateur. La Figure 4.15 présente la comparaison de la force F_z calculée semi-analytiquement (avec l'Équation (4.20)) avec celle obtenue numériquement (par la méthode des travaux virtuels). Il y a une bonne corrélation entre les deux résultats. Le calcul semi-analytique nous permet de retrouver l'allure de la force en fonction de la position du régénérateur, ainsi que son ordre de grandeur. La différence entre le calcul numérique et semi-analytique est principalement due à l'approximation d'un champ démagnétisant nul.

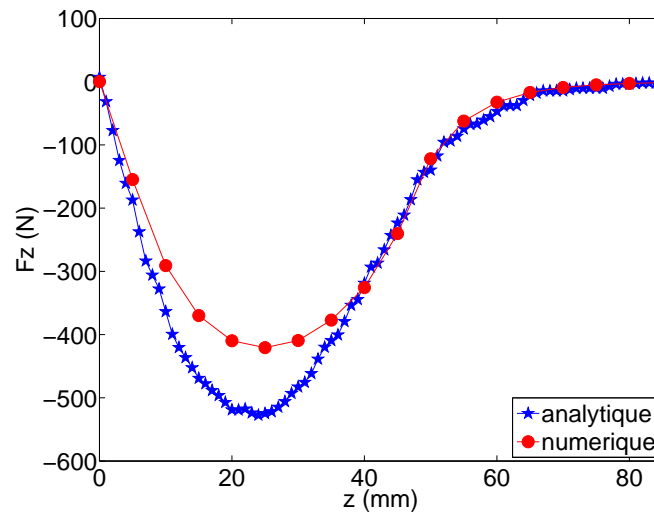
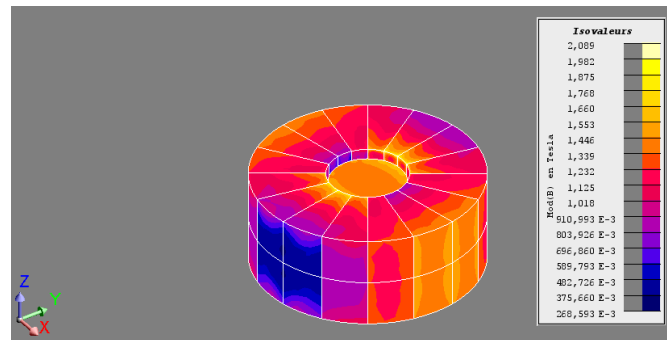
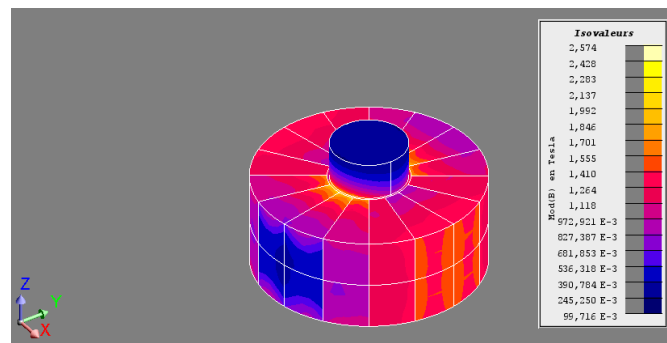


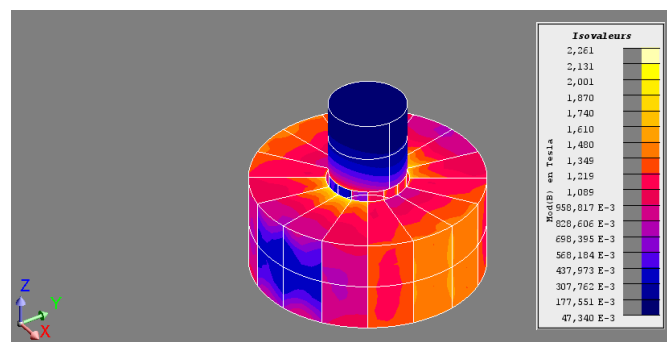
Fig. 4.15 – Calcul numérique et semi-analytique de la force F_z .



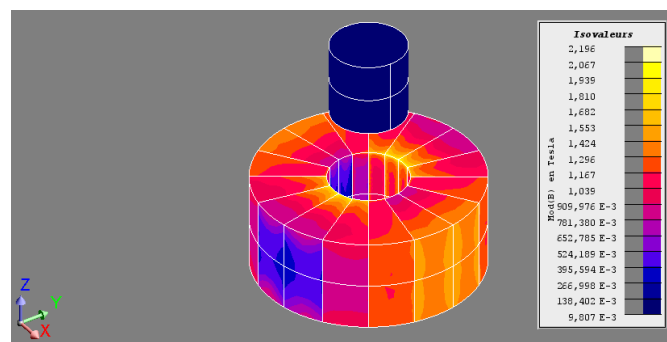
(a) $z = 0$ mm



(b) $z = 25$ mm



(c) $z = 50$ mm



(d) $z = 85$ mm

Fig. 4.16 – Induction pour la structure de Bjørk *et al.*.

Structure de Tura et Rowe

La structure réalisée par Tura et Rowe consiste en deux cylindres de Halbach concentriques. Afin de créer un champ magnétique alternatif à l'intérieur du régénérateur, le cylindre de Halbach intérieur tourne et le cylindre extérieur ainsi que le régénérateur restent fixes. Les polarisations des segments du cylindre de Halbach extérieur sont orientées pour que l'induction au centre de son entrefer soit colinéaire à X. En position initiale ($\theta = 0^\circ$), les polarisations des cylindres intérieur et extérieur sont alignées. La géométrie et le maillage utilisés sont donnés sur la Figure 4.17. Le maillage est constitué de 335 856 éléments volumiques du premier ordre.

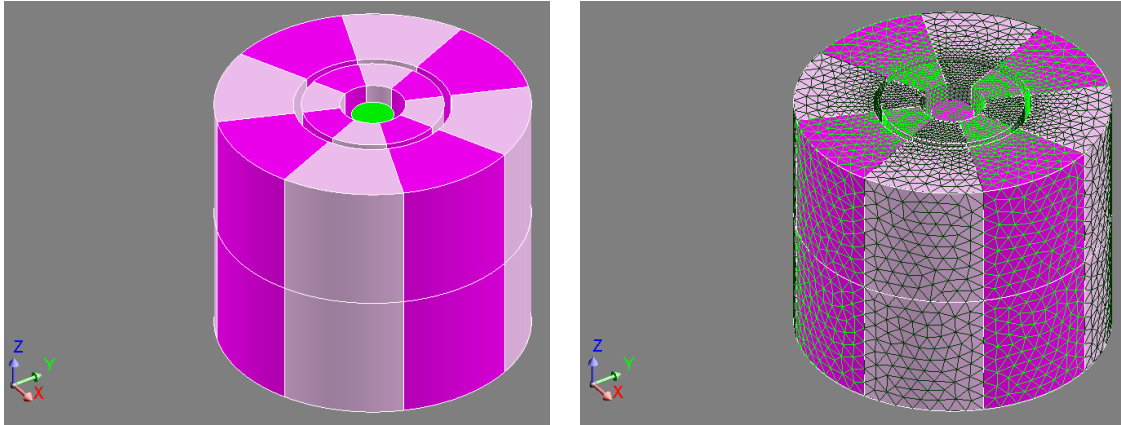


Fig. 4.17 – Géométrie et maillage de la structure de Tura et Rowe.

Les isovaleurs d'induction sont données pour différentes positions du régénérateur sur la Figure 4.19. Initialement les polarisations des cylindres intérieur et extérieur sont alignées ($\theta = 0^\circ$) et l'induction est maximale dans le régénérateur. Lorsque le cylindre intérieur tourne, l'induction diminue jusqu'à une valeur très faible, lorsque les polarisations des cylindres intérieur et extérieur sont en opposition ($\theta = 180^\circ$).

L'évolution du couple et du champ magnétique moyen dans le régénérateur est présentée sur la Figure 4.18. Lorsque les polarisations des cylindres intérieur et extérieur sont alignées ($\theta = 0^\circ$), les contributions des deux cylindres de Halbach s'additionnent et le champ magnétique à l'intérieur du régénérateur est maximal et vaut $\mu_0 H_{hf} = 0,96$ T. Lorsque le cylindre intérieur tourne, le champ magnétique décroît et atteint une valeur minimale $\mu_0 H_{hf} = 0,09$ T lorsque les polarisations des deux cylindres sont opposées ($\theta = 180^\circ$). Puis le cylindre intérieur tourne pour revenir à sa position initiale et le champ magnétique croît pour revenir à sa valeur initiale.

Le couple a une évolution sinusoidale, avec des discontinuités lorsque les segments du cylindre intérieur croisent les segments du cylindre extérieur. Le couple est initialement nul ($\theta = 0^\circ$), devient résistant lorsque le cylindre intérieur tourne et passe par un maximum (en valeur absolue) $\Gamma_{\max} = 6,86$ N · m pour $\theta = 90^\circ$. Il diminue puis revient à zéro pour $\theta = 180^\circ$, qui correspond à une position d'équilibre instable (polarisation en opposition). Ensuite le couple devient moteur, passe par un maximum $\Gamma_{\max} = 6,86$ N · m pour $\theta = 270^\circ$, puis il revient à zéro pour $\theta = 360^\circ$.

L'allure du couple est en accord avec la solution analytique donnée par Ni Mhiochain *et al.* pour deux cylindres de Halbach concentriques, segmentés et de longueur finie [Ni Mhiochain *et al.*, 1999]. Ce couple est un effet de second ordre, lié à la longueur finie des cylindres de Halbach et à leur segmentation. En effet, pour un cylindre de Halbach idéal (*i.e.* dont la direction de polarisation varie de façon continue) et de longueur infinie, le champ magnétique est uniforme à l'intérieur de l'entrefer et nul à l'extérieur du cylindre, ce qui conduit à un couple nul.

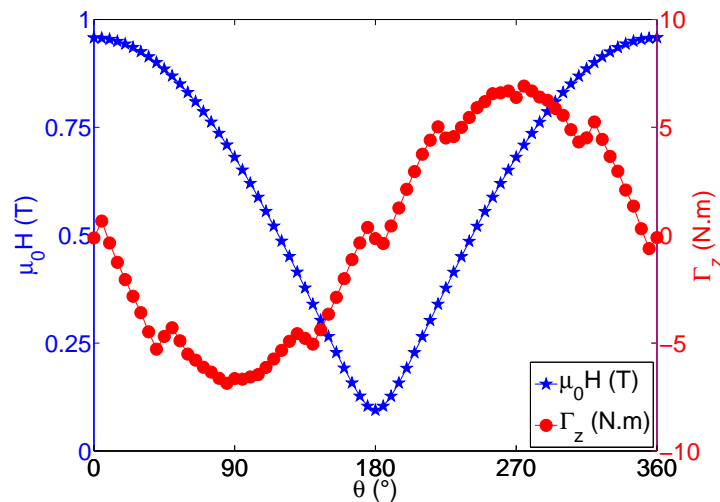


Fig. 4.18 – Évolution de la force et du champ moyen en fonction de la position.

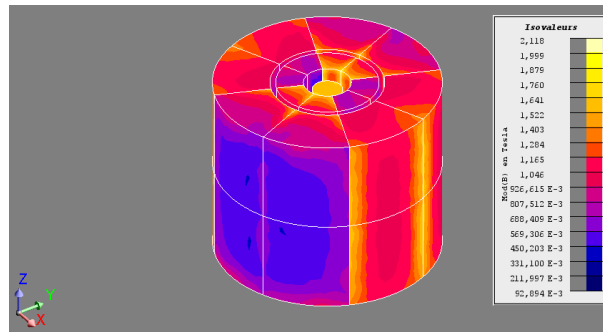
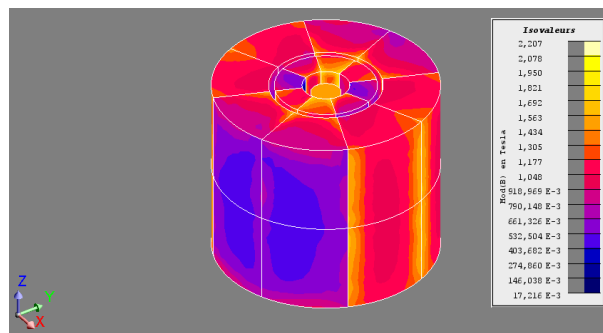
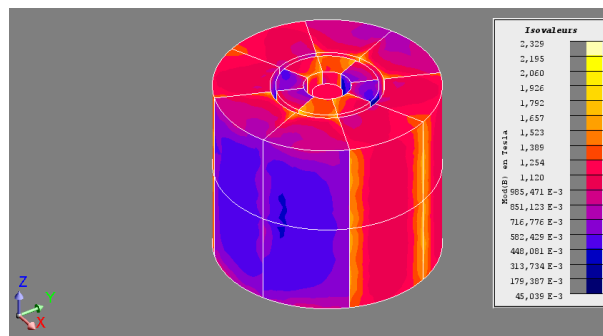
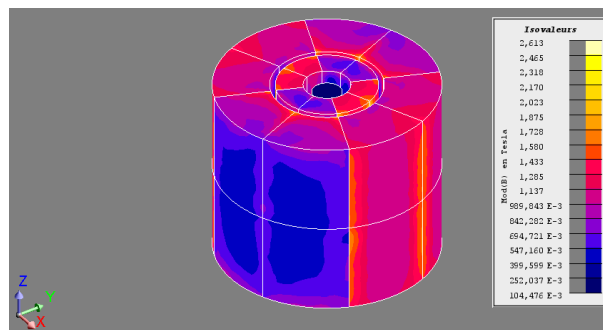
Par contre si l'on considère un cylindre extérieur segmenté et de longueur finie, le champ magnétique n'est plus uniforme. Dans ce cas, les segments du cylindre intérieur vont subir des couples qui ne vont plus se compenser et la résultante $\vec{\Gamma}$ sera non nulle. Si les centres des deux cylindres de Halbach sont confondus, alors le plan Oxy passant par ce centre est un plan de symétrie et seule la composante Γ_z du couple est non nulle. Ni Mhiochain *et al.* démontrent que le couple s'exprime :

$$\Gamma_z = a_0 \sin(\theta) + \sum_{k=1}^{\infty} a_n \sin(n\theta) \quad (4.21)$$

avec n un coefficient lié au nombre N de segments des cylindres de Halbach par la relation $n = kN \pm 1$. Le fondamental du couple est lié à la longueur finie des cylindres de Halbach et les harmoniques sont liées à leur segmentation. Le calcul des coefficients a_n est complexe, par conséquent, aucune comparaison quantitative n'est présentée dans cette thèse.

Tab. 4.4 – Résultats intermédiaires pour la structure de Tura et Rowe.

\dot{Q}_{mcm} (W)	\dot{W}_{mec} (W)	Encombrement (m ³)	Masse (kg)	Prix (€)
48	3,13	$1,13 \cdot 10^{-3}$	7,84	789

(a) $\theta = 0^\circ$ (b) $\theta = 45^\circ$ (c) $\theta = 90^\circ$ (d) $\theta = 180^\circ$ **Fig. 4.19** – Induction pour la structure de Tura et Rowe.

Structure de Lee *et al.*

Lee *et al.* ont suggéré l'ouverture d'une fente dans un cylindre de Halbach afin de permettre un mouvement de rotation du MCM. N'ayant pas d'informations sur le régénérateur, nous avons modélisé quatre segments de disque de gadolinium, mais un disque continu pourrait tout aussi bien être utilisé. La géométrie et le maillage utilisés sont donnés sur la Figure 4.20. Le maillage est constitué de 442 508 éléments volumiques du premier ordre.

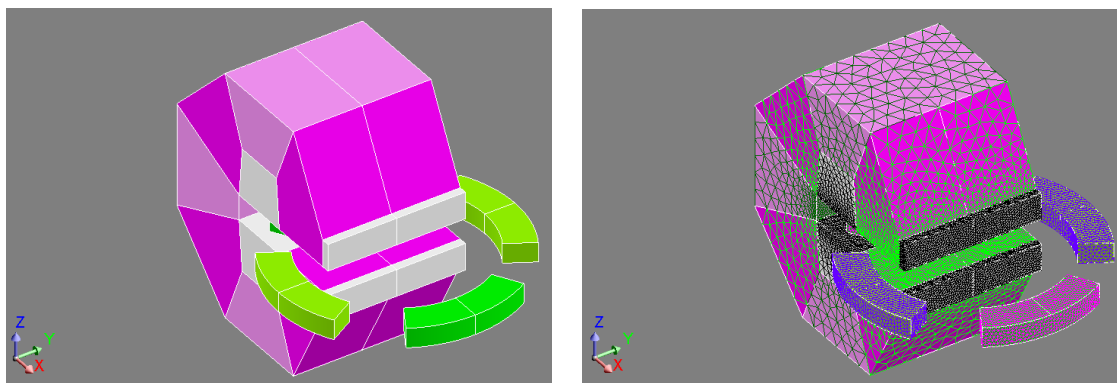


Fig. 4.20 – Géométrie et maillage de la structure de Lee *et al.*

Les isovaleurs d'induction sont données pour différentes positions des régénérateurs sur la Figure 4.23. Si l'on considère le régénérateur initialement au centre de l'entrefer, on voit que l'induction est maximale en position initiale ($\theta = 0^\circ$), puis diminue lorsqu'il s'éloigne de l'entrefer.

L'évolution du couple et du champ magnétique moyen dans le régénérateur sont présentés sur la Figure 4.21. Le régénérateur initialement au centre de l'entrefer ($\theta = 0^\circ$) est soumis à un champ magnétique maximal $\mu_0 H_{\text{hf}} = 1,07 \text{ T}$ qui diminue lorsque le régénérateur s'éloigne de l'entrefer pour atteindre une valeur minimale $\mu_0 H_{\text{hf}} = 0,02 \text{ T}$ en position finale ($\theta = 180^\circ$).

Le couple total est alternatif en raison de l'alternance de régénérateurs entrant dans l'entrefer (et soumis à un couple moteur) et de régénérateurs quittant l'entrefer (et soumis à un couple résistant). Il y a une compensation partielle des couples résistants et moteurs pour $35^\circ \leq \theta \leq 55^\circ$ mais l'ensemble des régénérateurs subit quand même un couple maximal $\Gamma_{\text{max}} = 2,89 \text{ N.m}$ pour des angles $\theta = 15^\circ$ et $\theta = 75^\circ$.

Tab. 4.5 – Résultats intermédiaires pour la structure de Lee *et al.*

\dot{Q}_{mcm} (W)	\dot{W}_{mec} (W)	Encombrement (m^3)	Masse (kg)	Prix (€)
112	0,726	$8,63 \cdot 10^{-3}$	6,09	599

De même que pour le calcul de la force présenté pour la structure de Bjørk *et al.*, il est possible de calculer analytiquement le couple s'exerçant sur les régénérateurs afin de valider les résultats numériques. Lorsque l'on déplace le régénérateur dans un champ extérieur \mathbf{H}_0 , chaque élément de volume de celui-ci est soumis à un couple :

$$d\Gamma = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \theta} (\mathbf{J} \cdot \mathbf{H}_0) \quad (4.22)$$

En faisant l'hypothèse d'un champ démagnétisant nul et en supposant que le champ

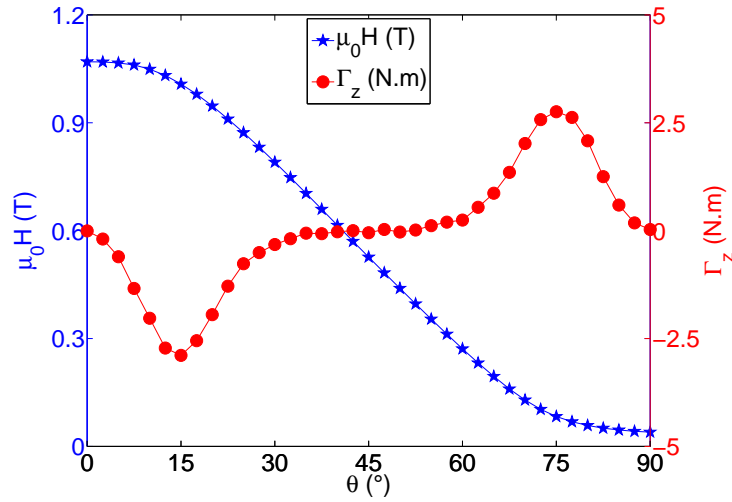


Fig. 4.21 – Évolution de la force et du champ moyen en fonction de la position.

magnétique est invariant selon r et z , le couple total sur chaque régénérateur vaut :

$$\Gamma_z = \frac{1}{2} \mu_0 (\mu_r - 1) S_{AMR} \int_{-\theta_{AMR}/2}^{\theta_{AMR}/2} \frac{\partial (\mathbf{H}_0^2)}{\partial \theta} d\theta \quad (4.23)$$

avec S_{AMR} et θ_{AMR} respectivement la section et l'angle d'ouverture de chaque régénérateur et $H_0(z)$ la valeur du champ magnétique sur le rayon moyen des régénérateurs. La Figure 4.22 présente la comparaison du couple Γ_z calculé semi-analytiquement (avec l'Équation (4.23)) et celui obtenu numériquement. Il y a une très bonne corrélation entre les deux résultats.

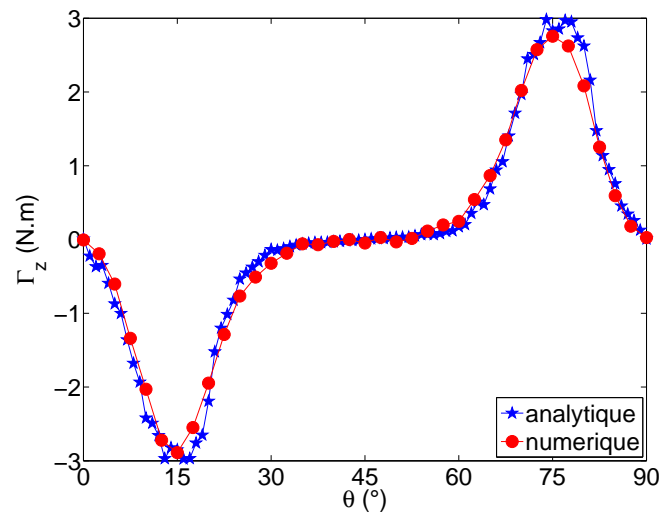


Fig. 4.22 – Calcul numérique et semi-analytique du couple Γ_z .

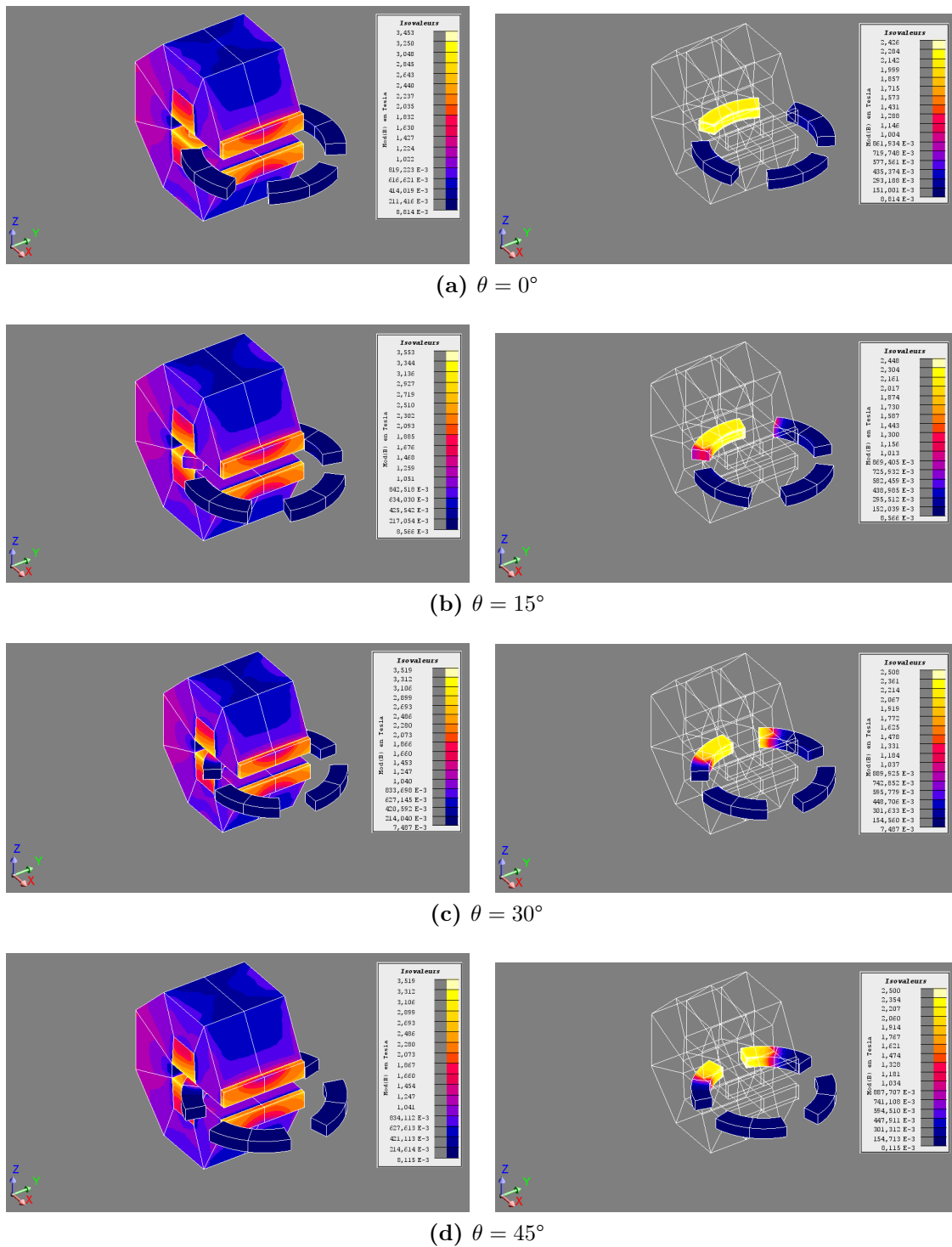


Fig. 4.23 – Induction pour la structure de Lee *et al.*.

Structure de Zheng *et al.*

Zheng *et al.* ont utilisé un aimant en C dans leur système de réfrigération magnétique. La géométrie et le maillage utilisés sont donnés sur la Figure 4.24. Le flux magnétique créé par l'aimant est canalisé par une culasse et par des concentrateurs de flux. Deux régénérateurs fonctionnent en opposition de phase pour compenser les forces qui s'exercent sur chaque régénérateur d'une part, et pour extraire une puissance froide en continu d'autre part. Le maillage est constitué de 2 460 456 éléments volumiques du premier ordre, ce qui peut sembler important mais est en fait imposé par la longueur relativement élevée de la structure ($L = 160$ mm).

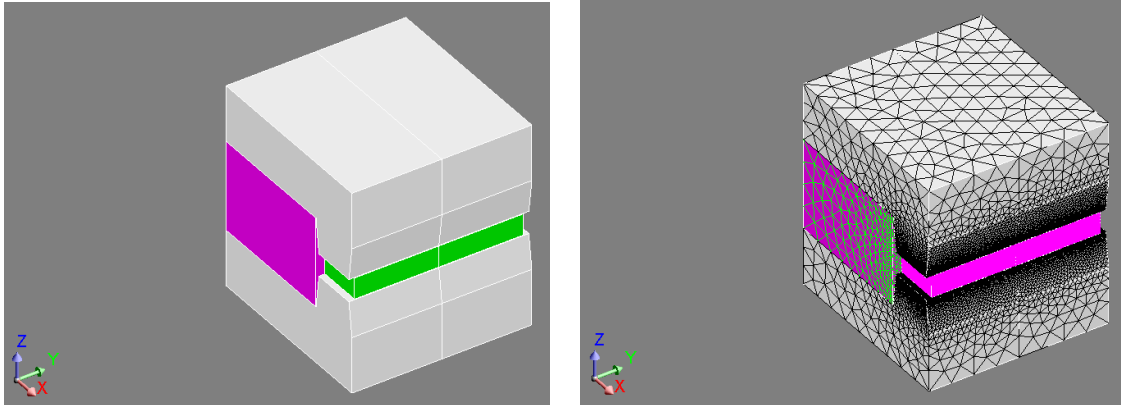


Fig. 4.24 – Géométrie et maillage de la structure de Zheng *et al.*.

Les isovaleurs d'induction sont données pour différentes positions des régénérateurs sur la Figure 4.27. Si l'on considère le régénérateur initialement au centre de l'entrefer, on voit que l'induction est maximale en position initiale ($y = -230$ mm), puis diminue progressivement lorsqu'il s'éloigne de l'entrefer.

L'évolution de la force et du champ magnétique moyen dans le régénérateur est présentée sur la Figure 4.25. Le régénérateur 1 (initialement dans l'entrefer) est soumis à un champ magnétique maximal $\mu_0 H_{\text{hf}} = 0,68$ T en position initiale ($y = -230$ mm). Cette valeur décroît lorsque le régénérateur s'éloigne pour atteindre $\mu_0 H_{\text{hf}} = 0,01$ T en position finale ($y = 0$ mm).

Initialement, F_y la composante de la force selon le déplacement est nulle. Elle devient résistante lorsque le régénérateur 1 quitte l'entrefer et passe par une valeur maximale (en valeur absolue) $F_{\text{max}} = 165$ N en $y = -175$ mm, *i.e.* lorsque le régénérateur 2 commence à entrer dans le champ créé par la structure d'aimant. La force diminue puis est quasi-nulle pour $-140 \leq y \leq -90$ mm car les forces exercées sur les deux régénérateurs (résistante pour le premier et motrice pour le second) se compensent. Puis la force totale augmente car la force d'attraction du régénérateur 2 prédomine. Elle passe à nouveau par une valeur maximale $F_{\text{max}} = 165$ N en $y = -55$ mm (c'est normal de par la symétrie du système). Cette force décroît pour atteindre zéro lorsque le régénérateur 2 se trouve au centre de l'entrefer ($y = 0$ mm).

Tab. 4.6 – Résultats intermédiaires pour la structure de Zheng *et al.*.

\dot{Q}_{mcm} (W)	\dot{W}_{mec} (W)	Encombrement (m ³)	Masse (kg)	Prix (€)
574	9,94	$5,20 \cdot 10^{-3}$	37,7	1411

De la même façon que pour la structure de Bjørk *et al.*, il est possible de calculer analytiquement la force exercée sur les régénérateurs. Si l'on suppose que le gradient de

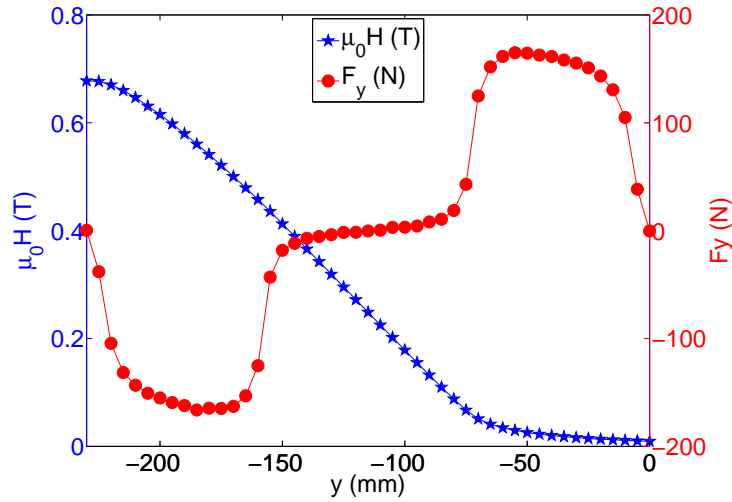


Fig. 4.25 – Évolution de la force et du champ moyen en fonction de la position.

champ est nul uniquement selon y , alors la force sur un régénérateur s'exprime :

$$F_y = \frac{1}{2} \mu_0 (\mu_r - 1) S_{AMR} \int_0^{L_{AMR}} \frac{\partial (\mathbf{H}_0^2)}{\partial y} dy \quad (4.24)$$

avec $H_0(y)$ la valeur du champ magnétique sur l'axe du régénérateur. La Figure 4.26 présente la comparaison de la force F_z calculée semi-analytiquement (avec l'Équation (4.26)) et celle obtenue numériquement. On retrouve bien l'allure et l'ordre de grandeur de la force calculée numériquement.

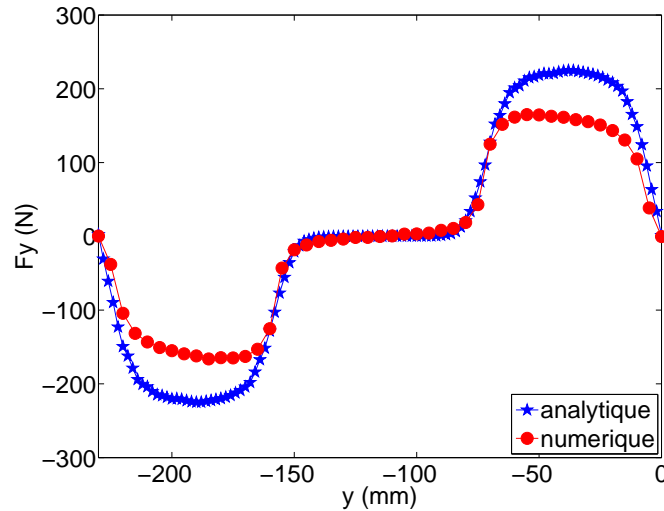
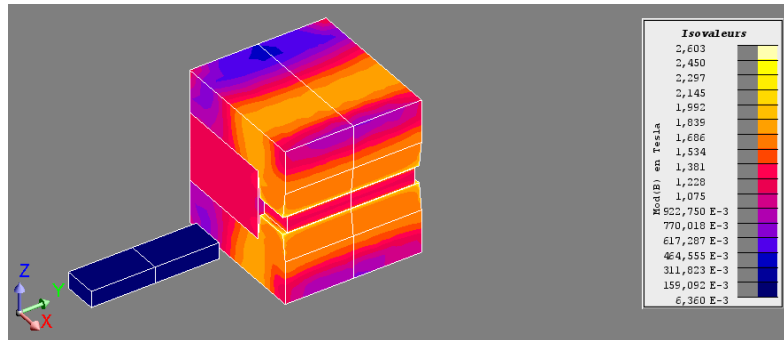
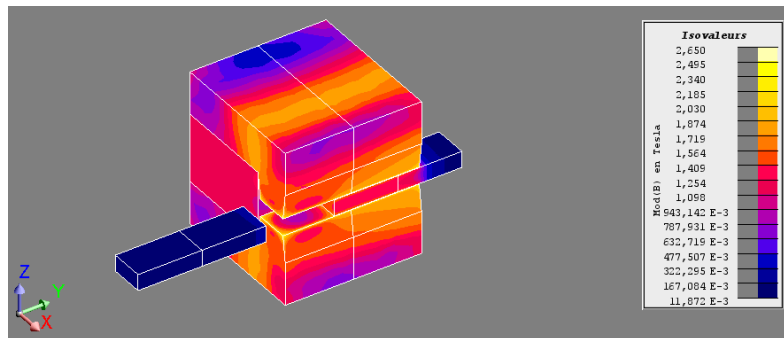
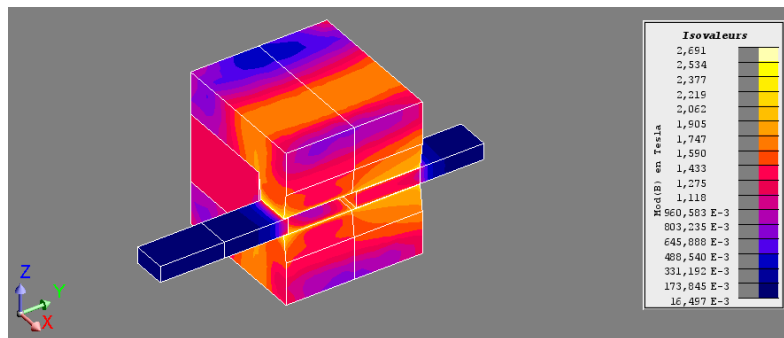
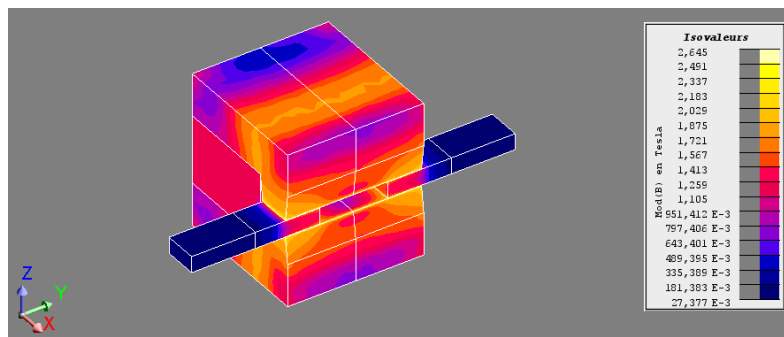


Fig. 4.26 – Calcul numérique et semi-analytique de la force F_y .

(a) $y = -230$ mm(b) $y = -175$ mm(c) $y = -150$ mm(d) $y = -115$ mmFig. 4.27 – Induction pour la structure de Zheng *et al.*.

Structure de Okamura *et al.*

La structure réalisée par Okamura *et al.* est très similaire à un moteur bipolaire. Le rotor est constitué de deux pôles à concentration de flux, et quatre régénérateurs sont placés en quadrature au stator. Une culasse permet de fermer le circuit magnétique. La géométrie et le maillage utilisés sont donnés sur la Figure 4.28. Le maillage est constitué de 980 921 éléments volumiques du premier ordre. Comme pour la structure de Zheng *et al.*, c'est la longueur de la structure qui impose un nombre élevé d'éléments ($L = 240$ mm).

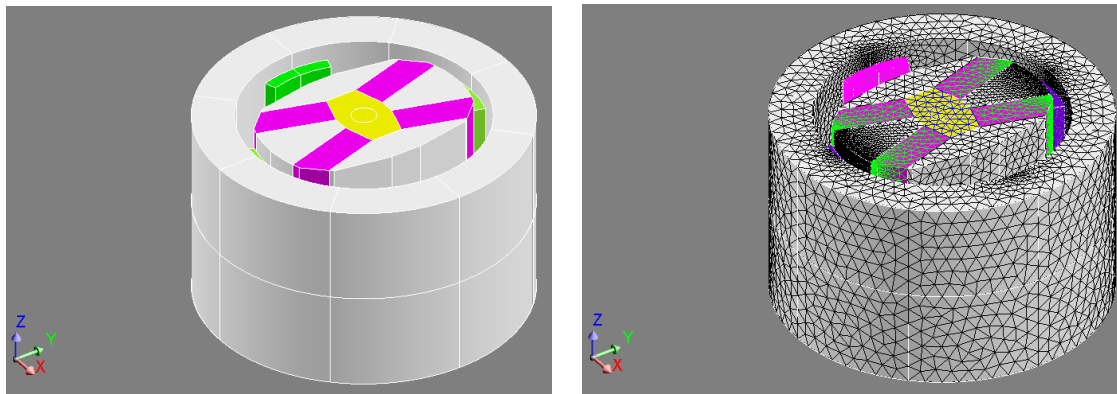


Fig. 4.28 – Géométrie et maillage de la structure de Okamura *et al.*.

Les isovaleurs d'induction sont données pour différentes positions du rotor sur la Figure 4.31. Initialement le rotor est placé en face du régénérateur 1 ($\theta = 0^\circ$) dans lequel l'induction est maximale. Lorsque le rotor tourne, l'induction dans le régénérateur 1 diminue jusqu'à une valeur très faible lorsque le rotor et le régénérateur 1 sont en quadrature ($\theta = 90^\circ$).

L'évolution du couple et du champ magnétique moyen dans le régénérateur sont présentés sur la Figure 4.29. Initialement ($\theta = 0^\circ$) le champ magnétique dans le régénérateur 1 est maximal et vaut $\mu_0 H_{\text{hf}} = 0,57$ T. Il décroît lorsque le rotor tourne et atteint $\mu_0 H_{\text{hf}} = 0,01$ T lorsque le rotor est en quadrature ($\theta = 90^\circ$).

Le rotor subit un couple alternatif dont la forme est proche d'un trapèze. Le couple est nul lorsque le rotor est situé en face du régénérateur 1 et devient résistant lorsque le rotor tourne et s'éloigne du régénérateur 1. En valeur absolue, le couple augmente et passe par une valeur maximale $\Gamma_{\text{max}} = 167,9$ N.m en $\theta = 30^\circ$. Le couple diminue ensuite pour repasser par une valeur nulle en $\theta = 45^\circ$ (le couple moteur dû au régénérateur 2 compense le couple résistant dû au régénérateur 1). Le couple devient ensuite moteur car le couple moteur dû au régénérateur 2 est prépondérant, puis le couple passe par une valeur maximale $\Gamma_{\text{max}} = 167,9$ N.m en $\theta = 60^\circ$ (ce qui correspond à la symétrie du système). Il retombe à zéro lorsque le rotor est en face du régénérateur 2 ($\theta = 90^\circ$).

Tab. 4.7 – Résultats intermédiaires pour la structure de Okamura *et al.*.

\dot{Q}_{mcm} (W)	\dot{W}_{mec} (W)	Encombrement (m ³)	Masse (kg)	Prix (€)
2230	87,7	$3,02 \cdot 10^{-2}$	183	3772

De la même façon que pour la structure de Lee *et al.*, il est possible de calculer analytiquement le couple exercé sur le rotor en faisant l'hypothèse que le champ magnétique est invariant selon r et z . La Figure 4.30 présente la comparaison du couple Γ_z calculé analytiquement et celui obtenu numériquement. Le calcul semi-analytique permet bien de retrouver l'évolution du couple en fonction de la position angulaire, ainsi que son ordre de grandeur.

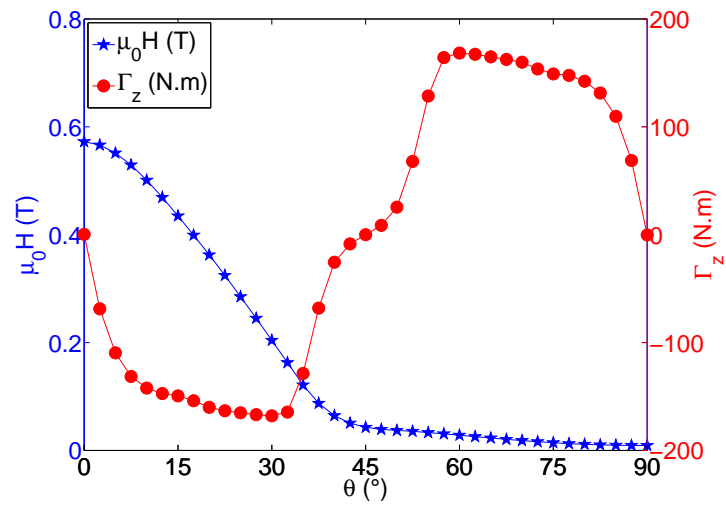


Fig. 4.29 – Évolution du couple et du champ moyen en fonction de la position.

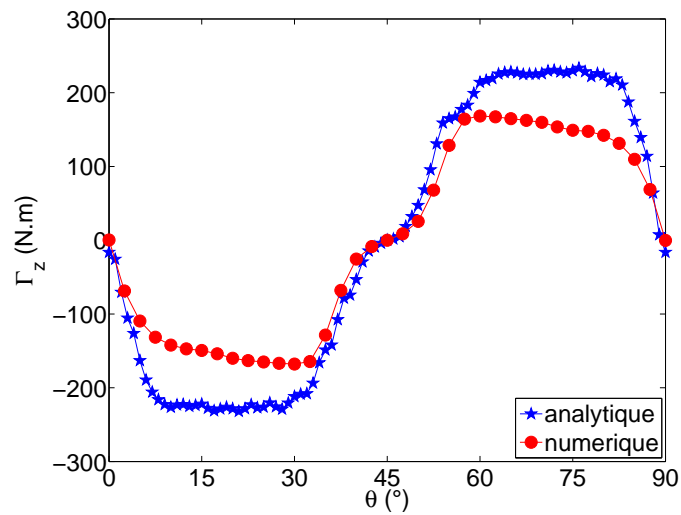
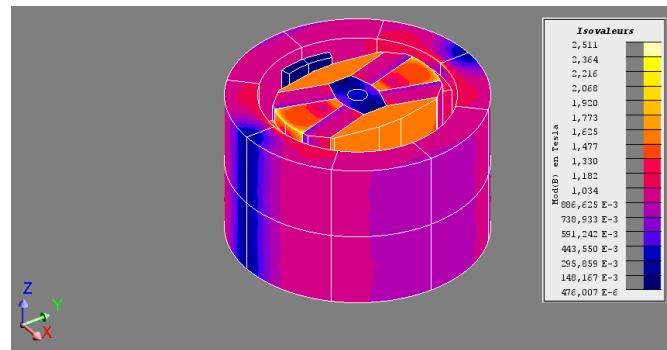
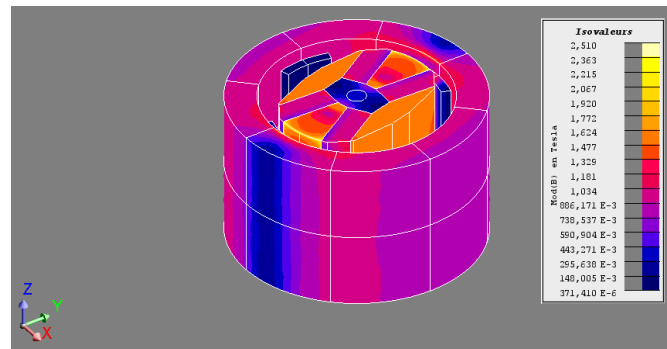


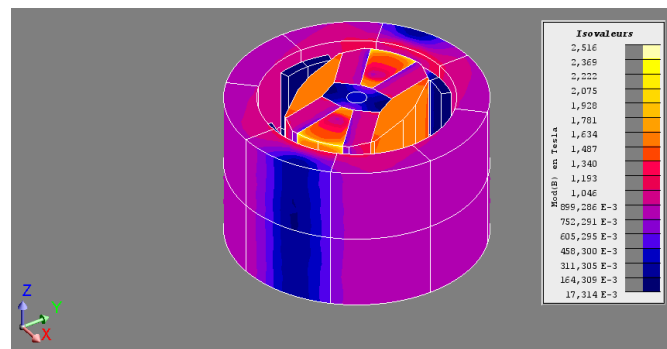
Fig. 4.30 – Calcul numérique et semi-analytique du couple Γ_z .



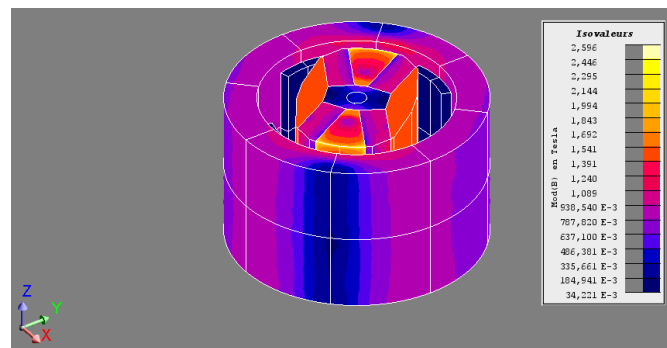
(a) $\theta = 0^\circ$



(b) $\theta = 15^\circ$



(c) $\theta = 30^\circ$



(d) $\theta = 45^\circ$

Fig. 4.31 – Induction pour la structure de Okamura *et al.*.

Structure de Zimm *et al.*

La structure réalisée par Zimm *et al.* est un assemblage complexe d'aimants permanents dont les directions de polarisation sont données sur la Figure 4.32. Le flux est canalisé dans deux entrefers en forme de V et revient à travers une pièce polaire (pièce n°162 sur la figure extraite du brevet de Chell et Zimm). Cette structure est conçue pour tourner et aimanter alternativement des régénérateurs en forme d'arc de cercle. Le maillage utilisé est présenté sur la Figure 4.33. Il comporte 1 269 863 éléments volumiques du premier ordre. C'est la taille de la structure qui impose un aussi grand nombre d'éléments ($R = 190$ mm, $L = 119$ mm).

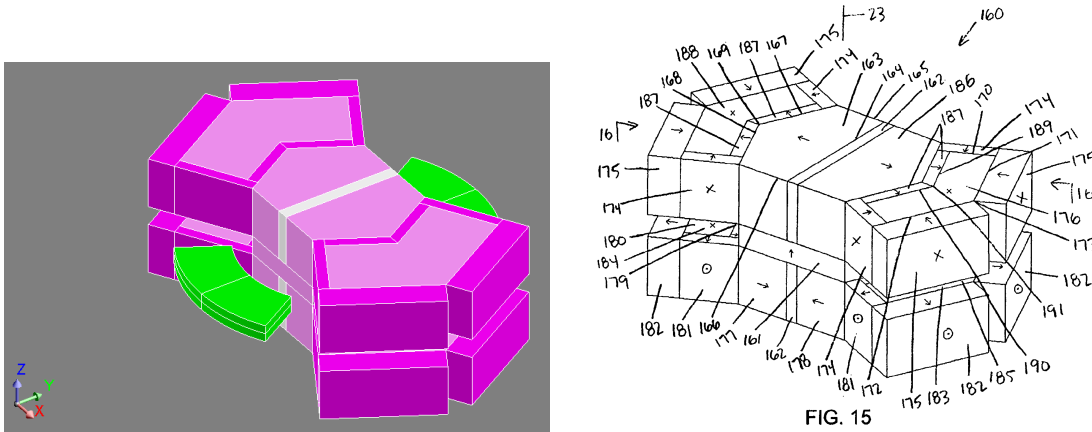


Fig. 4.32 – Géométrie de la structure réalisée par Zimm *et al.*.

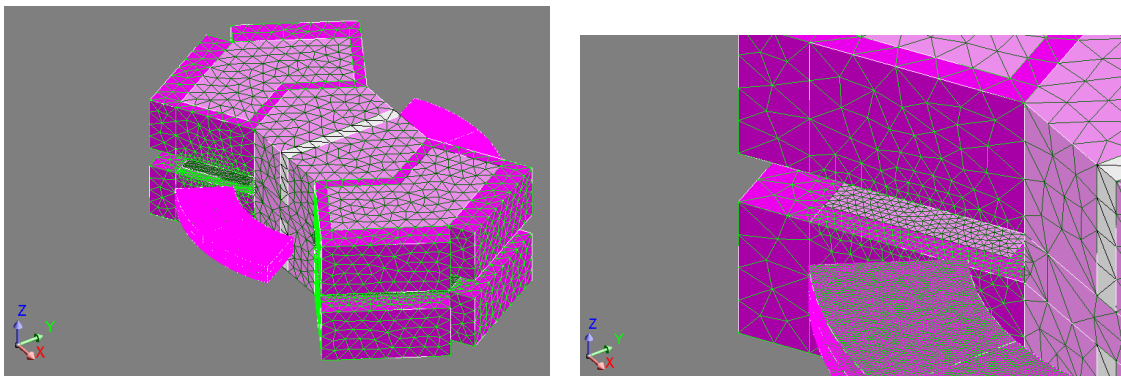


Fig. 4.33 – Maillage de la structure réalisée par Zimm *et al.*.

Les isovaleurs d'induction sont données pour différentes positions du rotor sur la Figure 4.36. Initialement le rotor est placé en face du régénérateur 1 ($\theta = 0^\circ$) dans lequel l'induction est maximale. Lorsque le rotor tourne, l'induction dans le régénérateur 1 diminue jusqu'à une valeur très faible lorsque le rotor et le régénérateur 1 sont en quadrature ($\theta = 90^\circ$).

L'évolution du couple et du champ magnétique moyen dans le régénérateur sont présentés sur la Figure 4.34. Le champ magnétique dans un régénérateur est maximal lorsqu'il est placé dans l'entrefer ($\theta = 0^\circ$) et vaut $\mu_0 H_{hf} = 0,72$ T. Il décroît progressivement pour atteindre $\mu_0 H_{hf} = 0,04$ T lorsque $\theta = 90^\circ$. L'allure du couple est identique à celle de la structure de Lee *et al.*. Le rotor subit un couple alternatif avec pour valeur maximale $\Gamma_{\max} = 59,9$ N.m en $\theta = 15^\circ$ et $\theta = 75^\circ$. Le couple est quasiment nul pour $25^\circ \leq \theta \leq 65^\circ$.

Comme précédemment, il est possible de calculer analytiquement le couple exercé sur le rotor en faisant l'hypothèse que le champ magnétique est invariant selon r et z . La

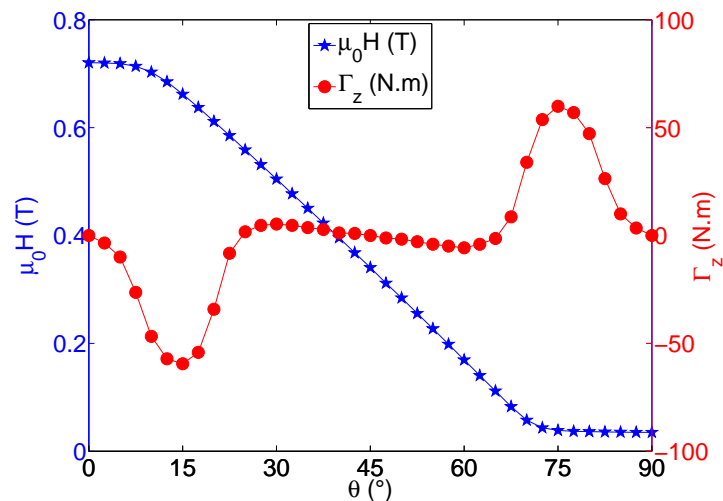


Fig. 4.34 – Évolution du couple et du champ moyen en fonction de la position.

Tab. 4.8 – Résultats intermédiaires pour la structure de Zimm *et al.*.

\dot{Q}_{mcm} (W)	\dot{W}_{mec} (W)	Encombrement (m ³)	Masse (kg)	Prix (€)
975	11,4	$1,18 \cdot 10^{-2}$	44,5	4449

Figure 4.35 présente la comparaison du couple Γ_z calculé analytiquement et celui obtenu numériquement. Les calculs numériques et semi-analytiques donnent la même allure et le même ordre de grandeur du couple en fonction de la position angulaire.

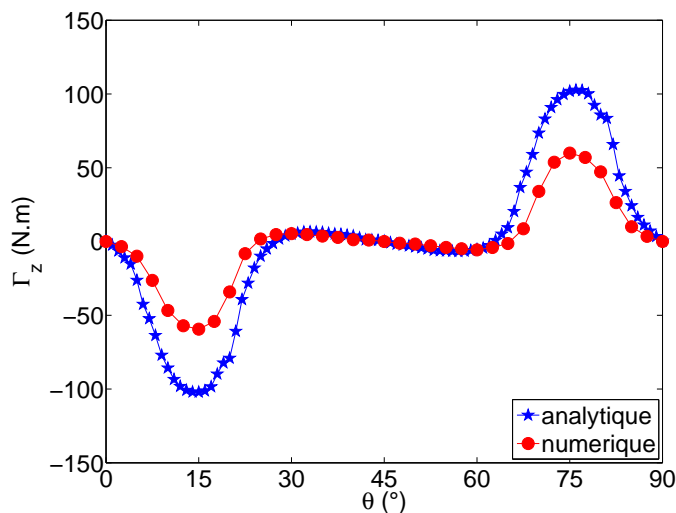
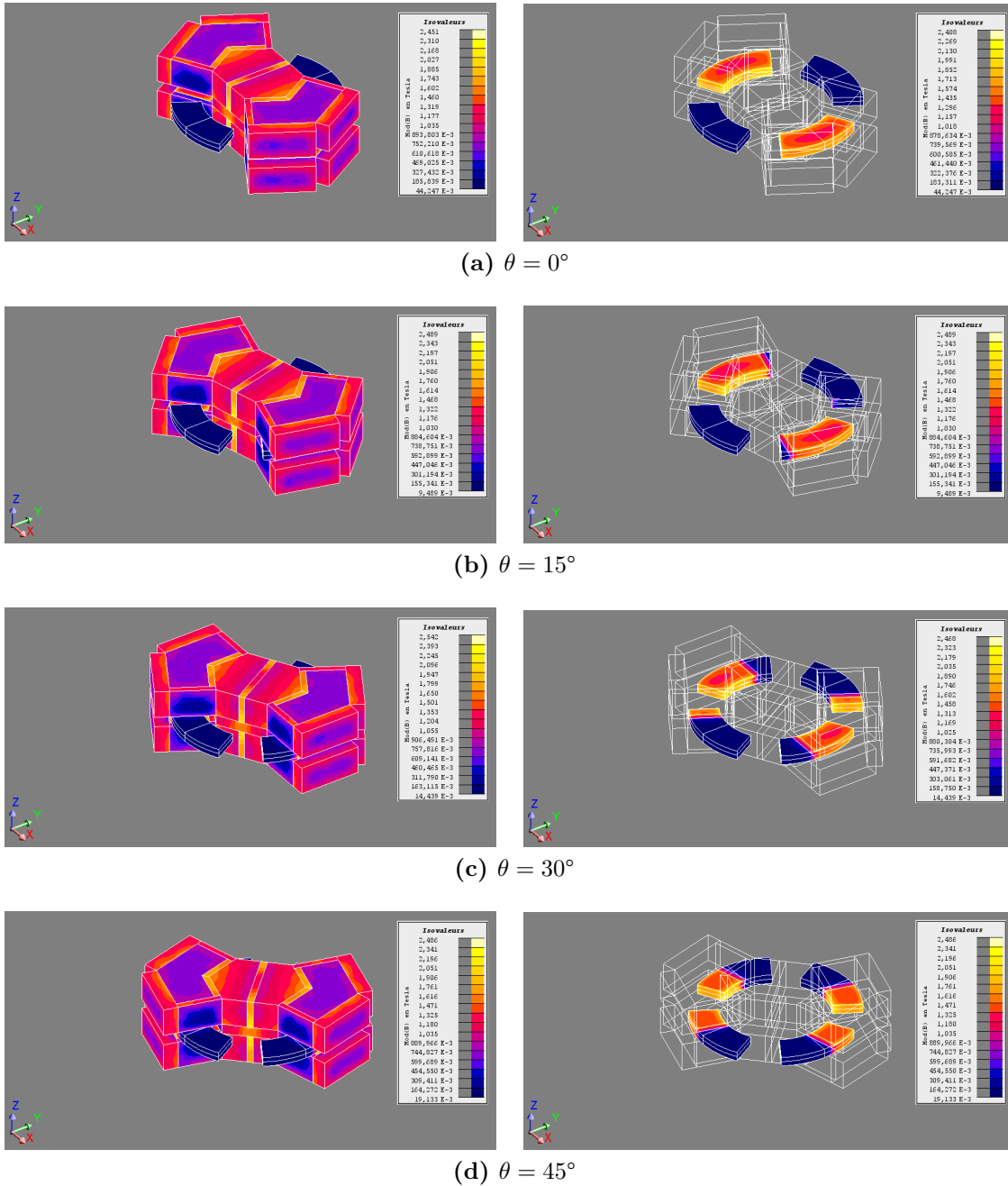


Fig. 4.35 – Calcul numérique et semi-analytique du couple Γ_z .

Fig. 4.36 – Induction pour la structure de Lee *et al.*.

4.4.4 Comparaison des performances

Les cinq critères de performance présentés précédemment ont été calculés pour chaque structure et sont résumés dans le Tableau 4.9. Pour pouvoir comparer les structures rotatives et linéaires, les couples ont été ramenés à des forces, en les divisant par leur bras de levier (*i.e.* le rayon moyen du rotor). Afin de permettre une comparaison plus aisée des différentes structures entre elles, ces critères sont tracés sous la forme de diagramme radar sur la Figure 4.37. L'inverse du coût par unité de puissance et l'inverse de la force maximale sont représentés, de telle sorte que plus la surface de la figure est grande, meilleures sont les performances.

Tab. 4.9 – Performances des différentes structures.

Structure	COP_{mag} (-)	Coût ($\text{€} \cdot \text{W}^{-1}$)	Densité mass. de puissance ($\text{W} \cdot \text{kg}^{-1}$)	Densité vol. de puissance ($\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$)	F_{max} (N)
Bjørk <i>et al.</i>	17,4	3,16	32,5	$19,8 \cdot 10^4$	-421
Tura et Rowe	15,3	16,4	6,12	$4,24 \cdot 10^4$	-348
Lee <i>et al.</i>	154	5,35	18,4	$13,0 \cdot 10^4$	-55
Zheng <i>et al.</i>	57,7	2,46	15,2	$11,0 \cdot 10^4$	-165
Okamura <i>et al.</i>	25,4	1,69	12,1	$7,38 \cdot 10^4$	-1291
Zimm <i>et al.</i>	85,9	4,56	21,9	$8,24 \cdot 10^4$	-508

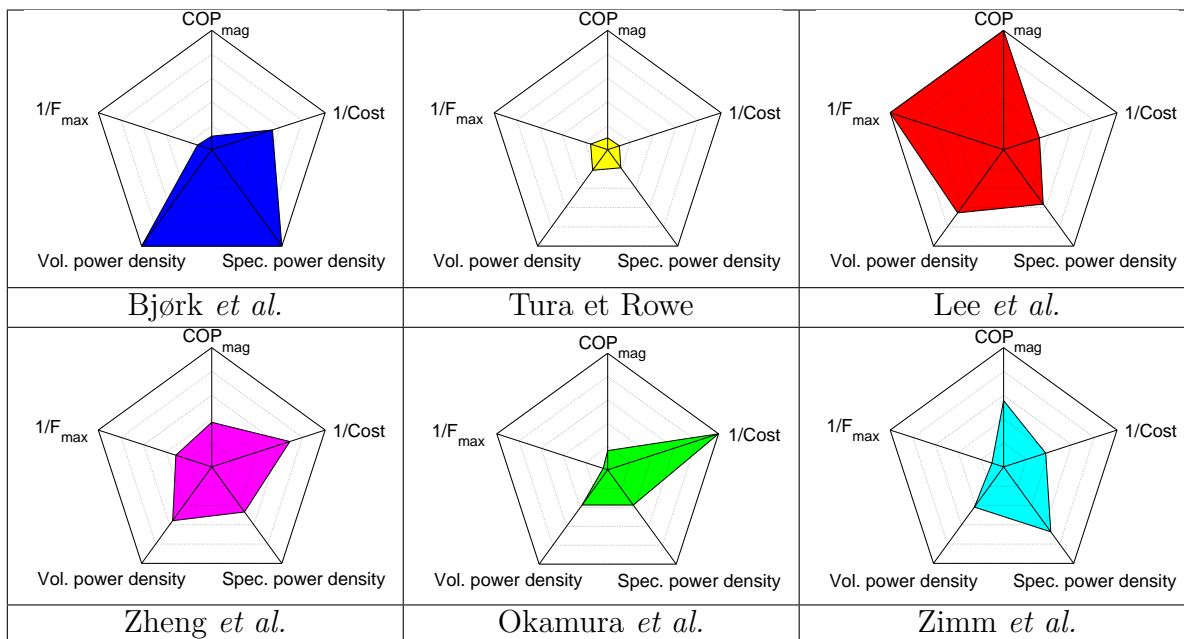


Fig. 4.37 – Comparaison des performances des différentes structures.

On peut noter que certaines structures se distinguent des autres par un très bon résultat pour un ou plusieurs critères. Cependant, aucune structure ne réunit tous les critères de performance. Deux critères sont assez simples à analyser, à savoir la densité massique et la densité volumique de puissance. La densité massique de puissance est égale au ratio de la puissance froide sur la masse totale. Et la puissance froide est proportionnelle au produit de la masse de matériau magnéto-calorique par la variation de champ magnétique

à la puissance $2/3$:

$$\text{specific power density} = \frac{\dot{Q}_{\text{mcm}}}{m_{\text{tot}}} \propto \frac{m_{\text{Gd}}}{m_{\text{tot}}} \times \Delta H^{2/3} \quad (4.25)$$

La plupart des structures ont des variations de champ magnétique relativement proches (autour du Tesla) alors que la masse de Gadolinium peut varier d'un rapport 1 à 5 selon les structures. Au final, la densité massique de puissance est donc proportionnelle à la masse relative de Gadolinium dans la structure (ratio de la masse de gadolinium sur la masse totale) comme illustré sur la Figure 4.38. De la même façon, la densité volumique de puissance est proportionnelle au volume relatif de gadolinium dans les structures, comme illustré sur la Figure 4.39.

La structure la plus compacte selon ces deux critères est celle de Bjørk *et al.*. On peut noter que la structure de Lee *et al.* est plus compacte que les structures de Zheng *et al.* et Okamura *et al.*, alors qu'elle contient une masse relative (respectivement un volume relatif) de gadolinium plus faible. Ceci est lié à la variation de champ très élevée que permet cette structure, qui aboutit à une puissance froide élevée.

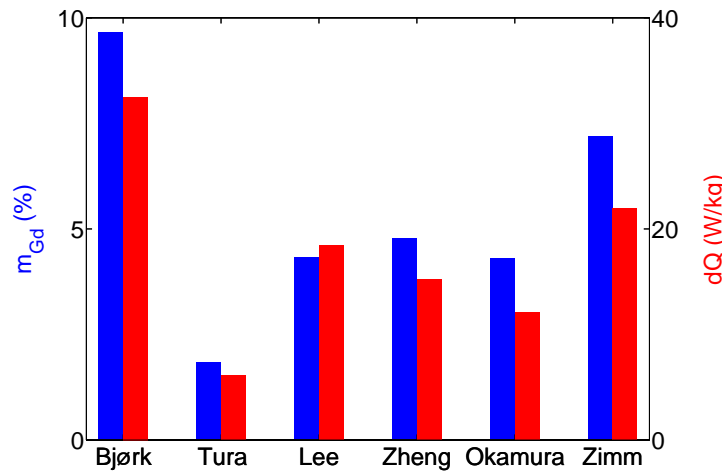


Fig. 4.38 – Corrélation entre la masse relative de Gadolinium et la densité massique de puissance.

L'inverse du coût par unité de puissance froide est proportionnel à la puissance froide divisée par le coût total de la structure. Comme expliqué précédemment, la puissance froide est proportionnelle à la masse de gadolinium. Le coût est, quant à lui, inversement proportionnel à la quantité de fer dans la structure. L'inverse du coût par unité de puissance froide est donc tout d'abord proportionnel à la masse relative de fer dans la structure comme mis en évidence sur la Figure 4.40.

$$\text{cost effectiveness} = \frac{\dot{Q}_{\text{mcm}}}{\text{€}} = \frac{\dot{Q}_{\text{mcm}}}{m_{\text{tot}}} \times \frac{m_{\text{tot}}}{\text{€}} \propto m_{\text{Gd}}^* \times m_{\text{Fe}}^* \quad (4.26)$$

Les structures de Okamura *et al.* et de Zheng *et al.* sont les moins chères grâce à l'utilisation d'une quantité importante de fer. Ensuite, le coût est proportionnel à la masse relative de gadolinium, donc le classement des structures restantes est le même que celui de la densité massique de puissance, comme illustré sur la Figure 4.41.

La force maximum dépend à la fois de l'amplitude du champ magnétique et de sa variation spatiale. Les meilleures structures pour ce critère sont celles qui utilisent plusieurs régénérateurs positionnés de telle sorte que les forces ou couples moteurs compensent les

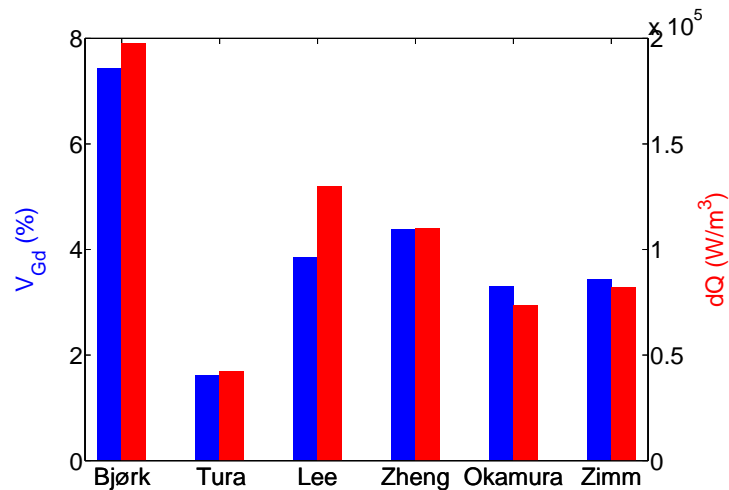


Fig. 4.39 – Corrélation entre le volume relatif de Gadolinium et la densité volumique de puissance.

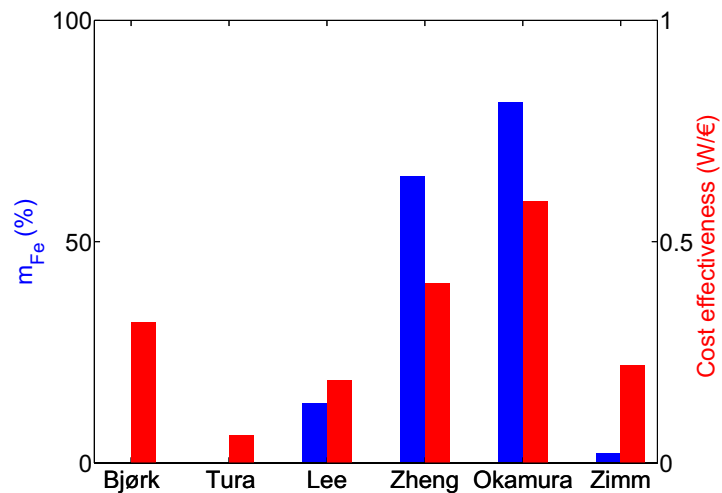


Fig. 4.40 – Corrélation entre la masse relative de fer et le prix des structures.

forces ou couples résistants. La structure qui réalise au mieux la compensation est celle de Lee *et al.*, suivie par la structure de Zheng *et al.*. Toutes les autres structures sont soumises à des forces ou couples relativement importants mais il est possible d'améliorer leur géométrie pour assurer une meilleure compensation.

Le dernier critère de performance est le coefficient de performance magnétique. Il est proportionnel au ratio de la puissance froide sur la puissance mécanique. Une structure performante selon ce critère nécessite une faible puissance mécanique, une masse de gadolinium importante et une variation de champ magnétique élevée. La structure la plus performante par rapport au COP_{mag} est celle de Lee *et al.* car elle remplit ces trois conditions, en particulier elle nécessite une très faible puissance mécanique. La seconde structure est celle de Zimm *et al.* suivie par celle Zheng *et al.* car ces deux structures contiennent une masse importante de gadolinium. Les trois structures restantes obtiennent des COP_{mag} relativement faibles à cause de leur puissance mécanique élevée.

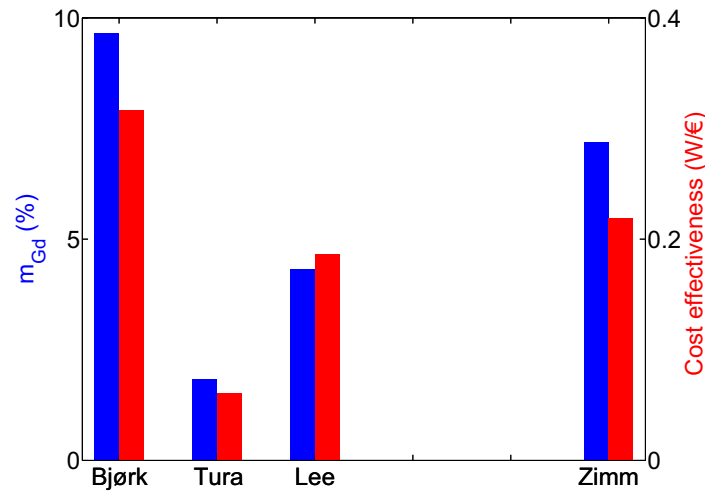


Fig. 4.41 – Corrélation entre la masse relative de Gadolinium et le prix des structures.

4.4.5 Discussion

La comparaison des six structures présentées dans ce rapport donne des informations sur le potentiel de structures classiques en vue d'une application de réfrigération magnétique. Cependant, il faut rappeler que ces résultats ont été obtenus pour des géométries non complètement optimisées. Par ailleurs, certaines informations manquaient pour modéliser la géométrie exacte de certaines structures, il est donc possible que les résultats ne reflètent pas leurs performances réelles.

Enfin, il ne nous a pas semblé approprié de réaliser un classement global des structures. En effet, la pondération des cinq critères de performance est difficile, et dépend surtout de l'application visée. Par exemple, la densité massique (respectivement volumique) de puissance et le COP_{mag} sont primordiaux pour des applications embarquées. Pour des applications domestiques, c'est plutôt le coût qui est le critère principal. Le critère de force maximale doit, quant à lui, être vu comme un critère tout ou rien. Une structure dont les forces maximales (alternatives) dépassent un certain seuil est inenvisageable car elle conduira *in fine* à une rupture mécanique.

4.5 Conclusion

Ce chapitre a permis de faire le bilan des différentes sources de champ magnétique pour des applications en réfrigération magnétique. Les électro-aimants ne sont pas envisageables en raison de l'intensité du courant nécessaire pour créer des inductions proches du Tesla. Les bobines supraconductrices nécessitent des systèmes de refroidissement encombrants et, si elles restent une possibilité pour des applications industrielles de grande échelle, ne sont pas envisageables pour des applications domestiques. Ce sont donc les structures d'aimants permanents qui sont utilisées dans les systèmes de réfrigération magnétique domestiques.

Des structures diverses et variées ont été proposées pour les systèmes de réfrigération magnétique, mais on peut regrouper ces structures en trois catégories : les circuits magnétiques simples, les assemblages de type Halbach et les structures magnétiques complexes. Une revue non exhaustive de certaines structures est réalisée, accompagnée de détails sur leur géométrie et leur principe de fonctionnement. Le peu d'informations disponibles sur les structures et leur nature différente (mesure, simulation) rendait leur comparai-

son difficile, voire impossible. C'est pourquoi nous avons modélisé les structures les plus représentatives en 3D avec le logiciel FLUX[®].

Nous avons ensuite réalisé des simulations magnétostatiques et calculé les cinq critères de performances définis au Chapitre 2. Ces résultats permettent une comparaison effective des structures d'aimants étudiées. Nous avons mis en évidence que les structures les plus compactes étaient celles contenant la masse relative de MCM la plus importante. Les structures les moins chères sont premièrement celles contenant la masse relative de fer la plus importante, puis celles contenant la masse relative de MCM la plus importante. La force maximum et le COP_{mag} sont fortement liés à la géométrie de la structure. Certaines structures compensent mieux les forces motrices et résistantes que d'autres. Enfin, on peut conclure qu'aucune des structures d'aimants étudiées ne remplit les cinq critères de performance et il est donc nécessaire de concevoir une nouvelle structure d'aimants. Cette problématique fera l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 5

Vers la conception d'un système de réfrigération magnétique

Sommaire

5.1	Introduction	144
5.2	Analyse des prototypes précédents du G2Elab	144
5.2.1	Démonstrateur	144
5.2.2	Prototype rotatif	147
5.2.3	Prototype linéaire	150
5.3	Conception d'une source de champ performante	151
5.3.1	Génération d'un champ magnétique intense	151
5.3.2	Génération d'un champ variable	155
5.3.3	Minimisation des forces magnétostatiques	155
5.3.4	Prise en compte du champ démagnétisant	156
5.3.5	Géométrie optimale	165
5.4	Conclusion	171

Résumé

Ce chapitre est consacré à la conception des systèmes de réfrigération magnétique. Les prototypes précédemment réalisés au G2Elab sont présentés, ainsi que leur analyse critique. Ce chapitre tente de répondre à plusieurs questions importantes pour les systèmes de réfrigération magnétique. Comment générer un champ magnétique intense et variable ? Comment compenser les forces magnétiques ? Quel est l'effet du champ démagnétisant dans les régénérateurs ? Toutes ces questions sont traitées pour aboutir in fine à la détermination de la géométrie optimale de l'entrefer.

5.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la conception des systèmes de réfrigération magnétique. Le cahier des charges dépend de l'application visée, et la puissance nécessaire peut varier fortement comme on peut le voir dans le Tableau 5.1. Nous nous intéressons dans ce chapitre à la conception d'un système de réfrigération magnétique destiné à un réfrigérateur domestique de plus forte puissance. Le cahier des charges est typiquement :

- puissance froide $\dot{Q}_{\text{cold}} = 300 \text{ W}$
- température des sources $T_{\text{hot}} = 35^\circ\text{C}$, $T_{\text{cold}} = 5^\circ\text{C}$ (*i.e.* un écart de température utile $\Delta T = 30^\circ\text{C}$)
- fréquence de fonctionnement $f = 4 \text{ Hz}$

Tab. 5.1 – Les applications potentielles de la réfrigération magnétique [Nikly et Muller, 2007].

Application	Puissance [W]	Écart de température [K]	Poids maximal [kg]	Prix d'un compresseur dans un système conventionnel [US\$]
réfrigérateur domestique	100	48	10	50
climatisation domestique	3000	40	20	100
climatisation automobile	6000	50	20	250

5.2 Analyse des prototypes précédents du G2Elab

5.2.1 Démonstrateur

Ce démonstrateur a été conçu et réalisé par Pierre Clot en 2002, pour démontrer la faisabilité d'un réfrigérateur magnétique et valider les premiers résultats numériques [Clot, 2002] [Clot *et al.*, 2003]. Sa géométrie est présentée sur la Figure 5.1. La source de champ est un cylindre de Halbach dont les dimensions sont détaillées dans le Tableau 5.2. Elle permet de créer un champ $\mu_0 H_0 = 0,8 \text{ T}$ dans un entrefer de 30 mm. Le régénérateur est constitué de plaques parallèles et sa géométrie est détaillée dans le Tableau 5.3. Un vérin pneumatique déplace alternativement le régénérateur dans l'entrefer et une pompe péristaltique est synchronisée sur le mouvement du vérin, pour faire circuler le fluide à l'intérieur du régénérateur.

Ce démonstrateur a permis de mettre en évidence certains phénomènes physiques et aidé à la compréhension générale de la réfrigération magnétique et du cycle AMR. La Figure 5.2 présente l'évolution temporelle de la température aux extrémités d'une plaque du régénérateur. À l'état stationnaire, l'écart maximal de température obtenu est d'environ $\Delta T = 7 \text{ K}$.

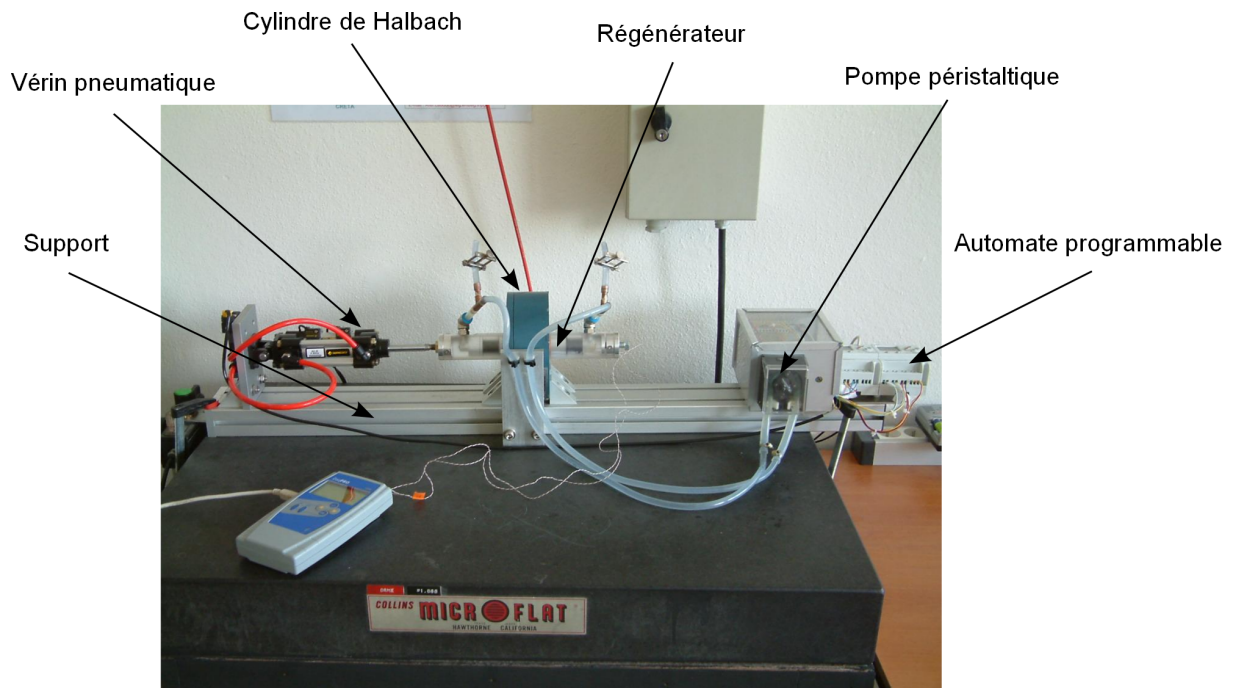
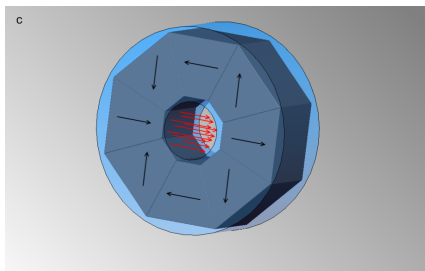


Fig. 5.1 – Photo du démonstrateur du G2Elab.

Tab. 5.2 – Source de champ magnétique du démonstrateur.



Source de champ	
Type	cylindre de Halbach
Nombre de segments N	8
Aimants	NdFeB
Rayon intérieur r_i	22,5 mm
Rayon extérieur r_o	77,5 mm
Longueur L	50 mm
Volume d'aimants V_{mag}	$8,64 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3$
Champ dans l'entrefer $\mu_0 H_0$	0,8 T

Tab. 5.3 – Régénérateur du démonstrateur.



Régénérateur	
Type	plaques parallèles
Nombre de plaques N_p	24
MCM	Gd
Épaisseur des plaques b_s	1 mm
Largeur moyenne des plaques a	24 mm
Hauteur du canal de fluide b_f	0,12 mm
Longueur du régénérateur L	50 mm
Section du régénérateur A_c	$7,07 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$
Volume du régénérateur V	$3,53 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3$
Volume de MCM V_s	$2,82 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3$
Porosité effective ε	0,15

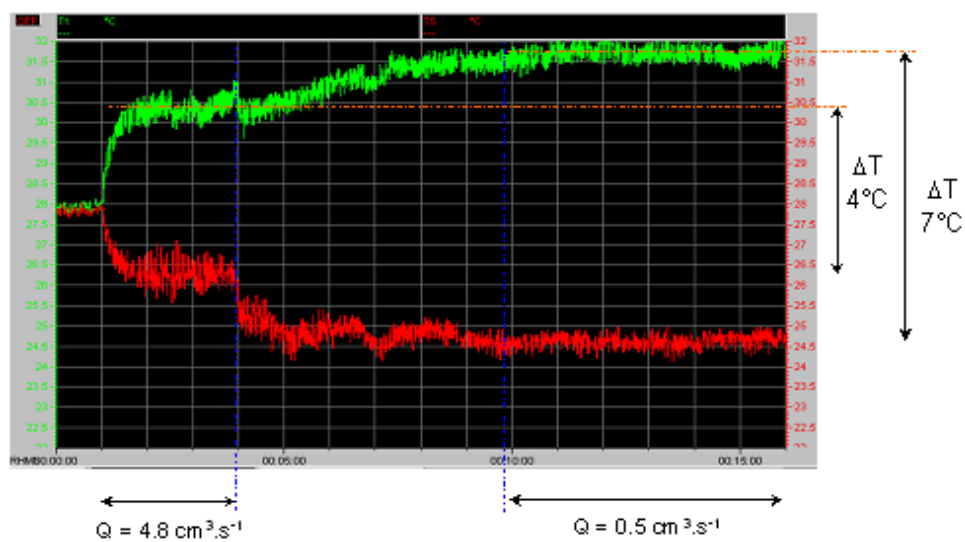


Fig. 5.2 – Résultats expérimentaux du démonstrateur ($f = 0,36 \text{ Hz}$) [Clot, 2002].

5.2.2 Prototype rotatif

Un second prototype a été conçu par Farid Allab [Allab, 2008] puis réalisé par Cédric Dupuis et Housseem Bouchekara en 2009 [Dupuis, 2009] [Bouchekara, 2008]. Il s'agit d'un prototype rotatif dont l'objectif était de réaliser un dispositif complet, afin de mettre en évidence et de résoudre tous les problèmes pratiques liés à la réalisation et au fonctionnement. Sa géométrie est présentée sur la Figure 5.3. La source de champ est similaire à celle d'un moteur électrique. Le rotor est constitué d'un aimant massif et le stator regroupe les régénérateurs et une culasse pour la fermeture du circuit magnétique. Les dimensions de la source de champ sont données dans le Tableau 5.4. Elle permet de créer un champ moyen $\mu_0 H_0 = 0,59 \text{ T}$ dans deux entrefers de 22 mm chacun.

Le circuit hydraulique est composé de quatre régénérateurs identiques (R1, R2, R3 et R4). Chaque régénérateur est constitué de plaques parallèles de gadolinium et sa géométrie est détaillée dans le Tableau 5.5. Une pompe et un jeu d'électrovannes permet de faire circuler le fluide dans le circuit hydraulique, depuis les régénérateurs jusqu'aux échangeurs chaud et froid.

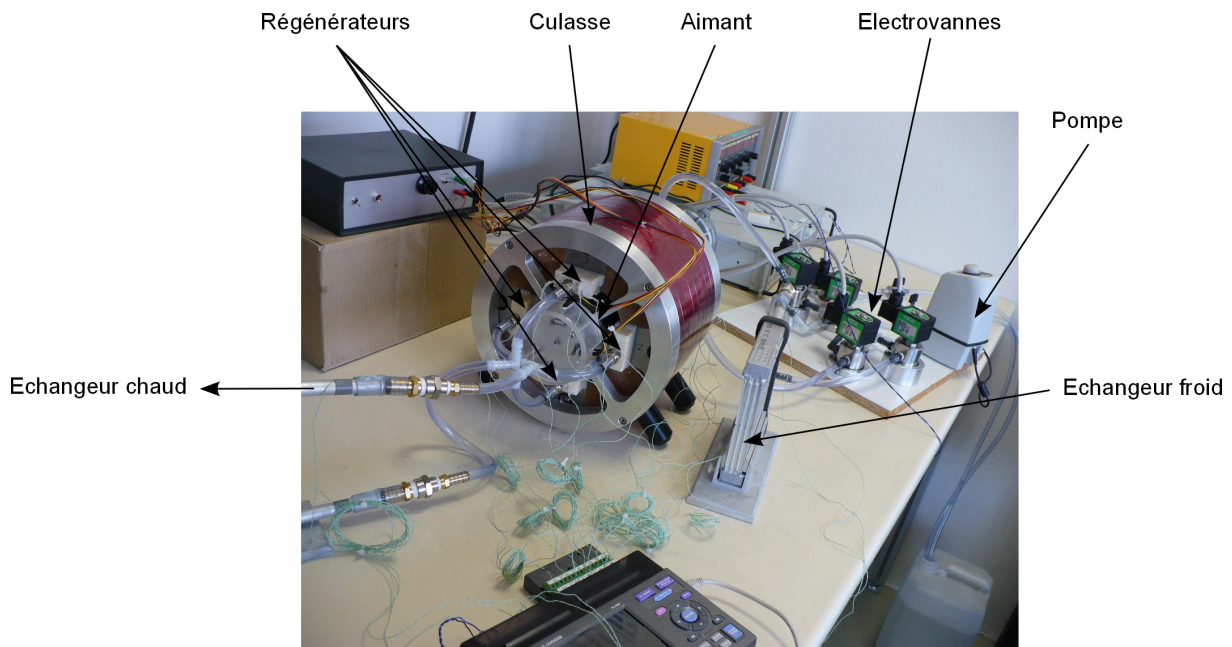
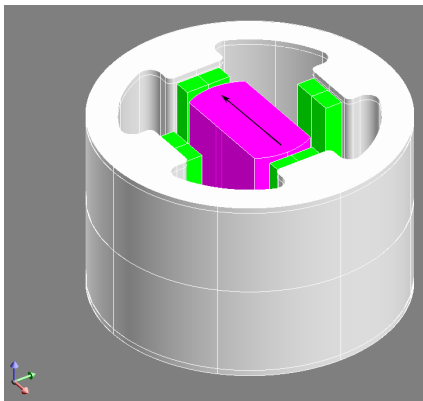
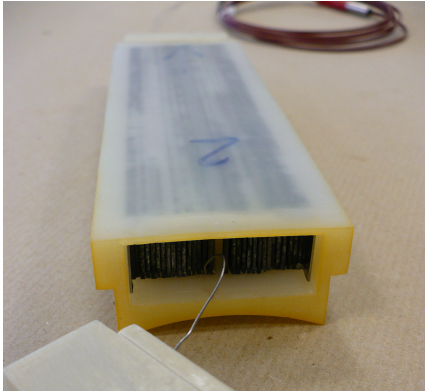


Fig. 5.3 – Photo du prototype rotatif du G2Elab.

Tab. 5.4 – Source de champ magnétique du prototype rotatif.



Source de champ	
Type	moteur
Nombre de pôles	2
Aimants	NdFeB
Longueur L	150 mm
Volume d'aimants V_{mag}	$3,85 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3$
Volume de la culasse V_{fer}	$1,96 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$
Champ dans l'entrefer $\mu_0 H_0$	0,59 T

Tab. 5.5 – Régénérateur du prototype rotatif.

Régénérateur modifié	
Type	plaques parallèles
Nombre de plaques N_p	26
MCM	Gd
Épaisseur des plaques b_s	1 mm
Largeur moyenne des plaques a	15 mm
Hauteur du canal de fluide b_f	0,5 mm
Longueur du régénérateur L	150 mm
Section du régénérateur A_c	$5,46 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$
Volume du régénérateur V	$8,19 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3$
Volume de MCM V_s	$5,85 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3$
Porosité effective ε	0,286

La Figure 5.4 résume les principales difficultés rencontrées lors de l'utilisation du prototype rotatif. Un des tout premiers problèmes a été les forces magnétiques s'exerçant sur les matériaux magnétocaloriques, pouvant aller jusqu'à 320 N, et répercutées sur les fourreaux. À l'usage, les fourreaux ont fini par casser et ont été remplacés par des fourreaux plus épais [Dupuis, 2009]. Un deuxième problème soulevé dans le chapitre précédent est la distribution non uniforme de l'écoulement due à un défaut d'espacement des plaques du régénérateur. Pour pallier à ce problème, des rails en plastique ont été fabriqués pour maintenir les plaques à leur position [Legait, 2011]. Un troisième problème de taille a été le couple alternatif subi par l'arbre du moteur, à cause du passage devant les pôles saillants du stator, et atteignant près de $60 \text{ N} \cdot \text{m}$ sur l'arbre du moteur. Pour résoudre ce problème, un compensateur de couple a été mis au point et a permis de réduire le couple à une valeur de $13 \text{ N} \cdot \text{m}$ [Boucekara, 2008]. Enfin, lors des tout premiers essais, il s'est avéré que les plaques de gadolinium s'oxydaient et un anti-corrosif (Noxal) a été ajouté à l'eau par la suite [Dupuis, 2009].

La Figure 5.5 présente l'évolution temporelle de la température aux extrémités d'une plaque du régénérateur modifié R1. L'écart de température à l'état stationnaire est de $\Delta T = 9,1 \text{ K}$, ce qui reste relativement modeste au vu des dimensions du prototype.

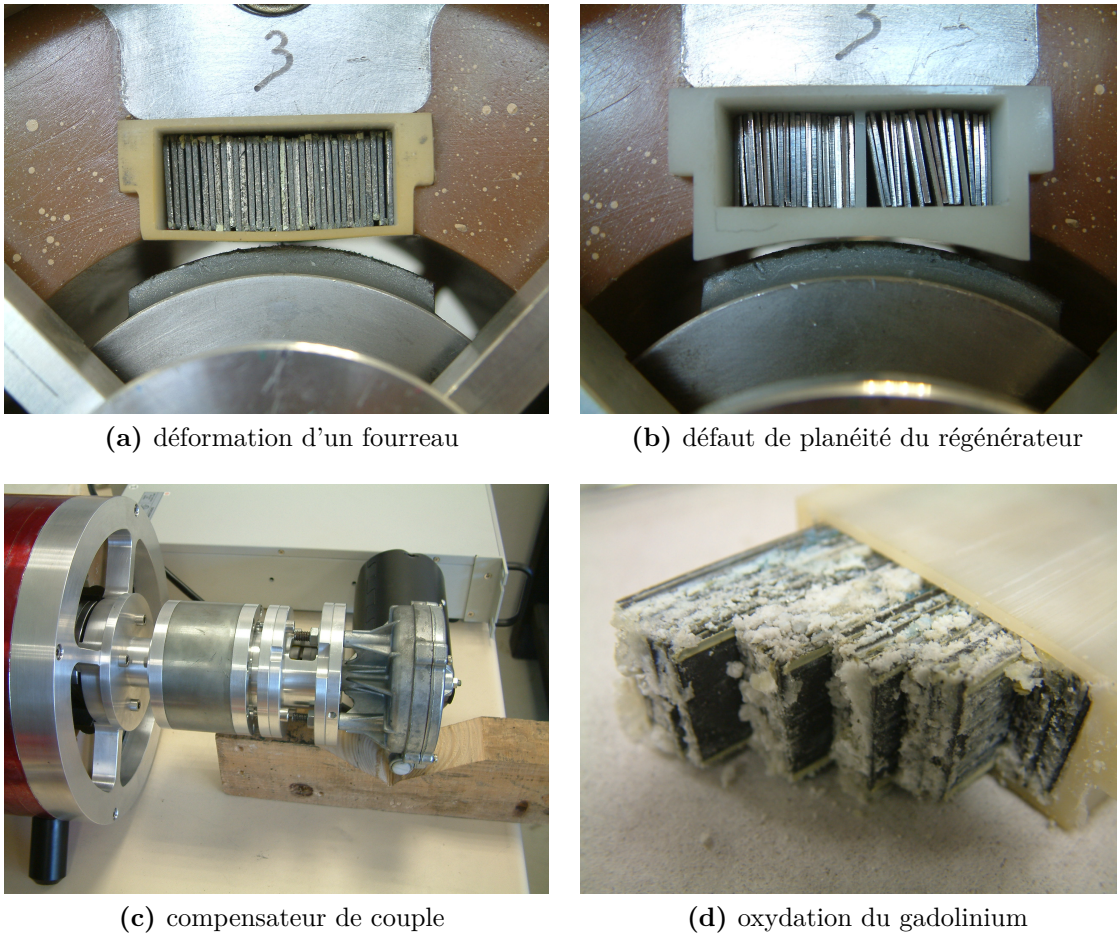


Fig. 5.4 – Problèmes rencontrés avec le prototype rotatif.

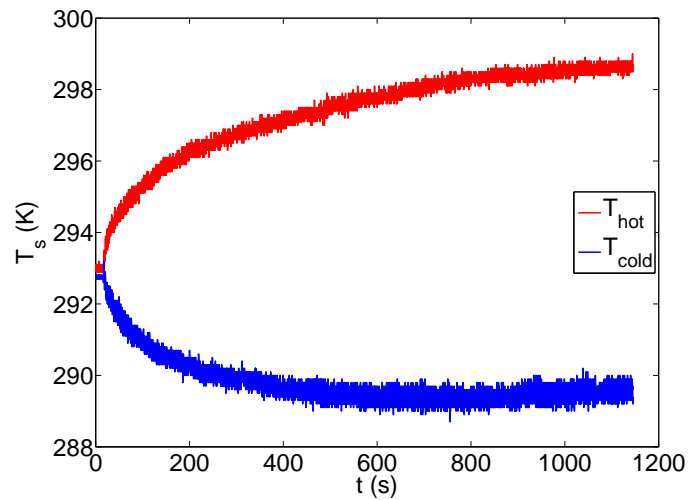


Fig. 5.5 – Résultats expérimentaux du prototype rotatif ($\dot{m} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$, $f = 0,33 \text{ Hz}$) [Legait, 2011].

5.2.3 Prototype linéaire

Un troisième prototype a été conçu et réalisé par Cédric Dupuis en 2009 [Dupuis, 2009], avec pour objectif de tester les performances de différents matériaux et régénérateurs au sein d'un système de réfrigération. C'est pourquoi ce dispositif a été réalisé de façon à ce que les paramètres de fonctionnement puissent être modifiés de façon simple mais précise, et que le régénérateur nécessite une faible quantité de matériaux magnéto-caloriques.

La géométrie du prototype linéaire est présentée sur la Figure 5.6. La source de champ est identique à celle du démonstrateur (se reporter au Tableau 5.2). Le régénérateur est similaire à celui du démonstrateur mais a été modifié par Ulrich Legait pour améliorer l'uniformité de l'écoulement [Legait, 2011]. Sa géométrie est détaillée dans le Tableau 5.6. Un moteur pas à pas est relié aux pistons et permet de faire circuler le fluide à l'intérieur du régénérateur. Un moteur linéaire déplace alternativement le cylindre de Halbach à proximité du régénérateur.

Plusieurs régénérateurs ont été testés avec ce dispositif. La Figure 5.7 présente l'évolution temporelle de la température aux extrémités d'une plaque du régénérateur obtenue avec du gadolinium. À l'état stationnaire, l'écart de température est $\Delta T = 11,6$ K, ce qui est une bonne performance compte tenu de la faible longueur du régénérateur ($L = 50$ mm).

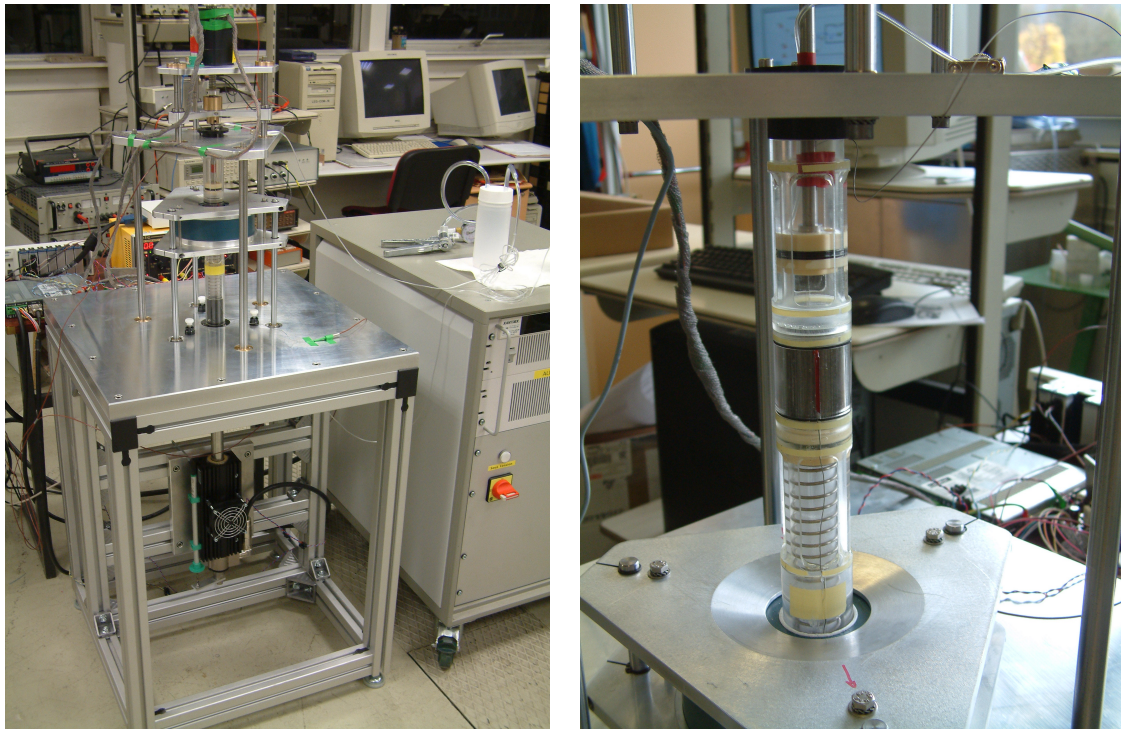
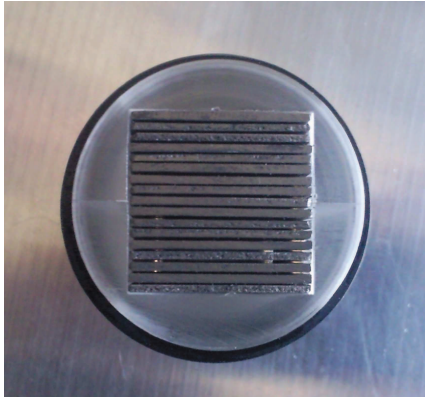
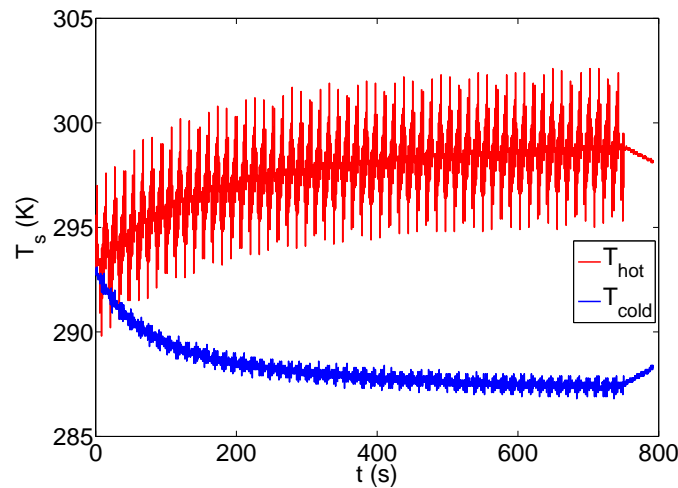


Fig. 5.6 – Photos du prototype linéaire du G2Elab.

Tab. 5.6 – Régénérateur du prototype linéaire.

Régénérateur modifié	
Type	plaques parallèles
Nombre de plaques N_p	17
MCM	Gd
Épaisseur des plaques b_s	1 mm
Largeur des plaques a	22 mm
Hauteur du canal de fluide b_f	0,3 mm
Longueur du régénérateur L	50 mm
Section du régénérateur A_c	$4,84 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$
Volume du régénérateur V	$2,42 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3$
Volume de MCM V_s	$1,87 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3$
Porosité effective ε	0,227

**Fig. 5.7** – Résultats expérimentaux du prototype linéaire ($\dot{m} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$, $f = 0,42 \text{ Hz}$) [Legait, 2011].

5.3 Conception d'une source de champ performante

En vue d'une application en réfrigération magnétique, une source de champ doit remplir trois objectifs. Elle doit permettre de créer un champ magnétique variable dans le matériau magnéto-calorique, d'amplitude élevée, tout en réduisant les forces et couples magnétiques. En plus de ces objectifs, une structure d'aimants est soumise à des contraintes de masse, volume et prix.

5.3.1 Génération d'un champ magnétique intense

Introduction

Le premier objectif que doivent remplir les structures d'aimants pour la réfrigération magnétique est de produire un champ magnétique d'amplitude élevée dans un grand volume d'entrefer. Or il est très difficile d'obtenir des champs magnétiques intenses dans de grands entrefers avec des aimants permanents. Les seules structures permettant d'atteindre des inductions supérieures ou égales à la polarisation rémanente des aimants sont les assemblages de type cylindres de Halbach ou les structures avec concentrateurs de flux,

que nous présenterons au paragraphe suivant.

Un premier point à considérer pour la conception d'une structure d'aimants est la position des aimants par rapport à l'entrefer (voir Figure 5.8). En effet, il est préférable de placer les aimants le plus près possible de l'entrefer pour limiter le flux de fuite.

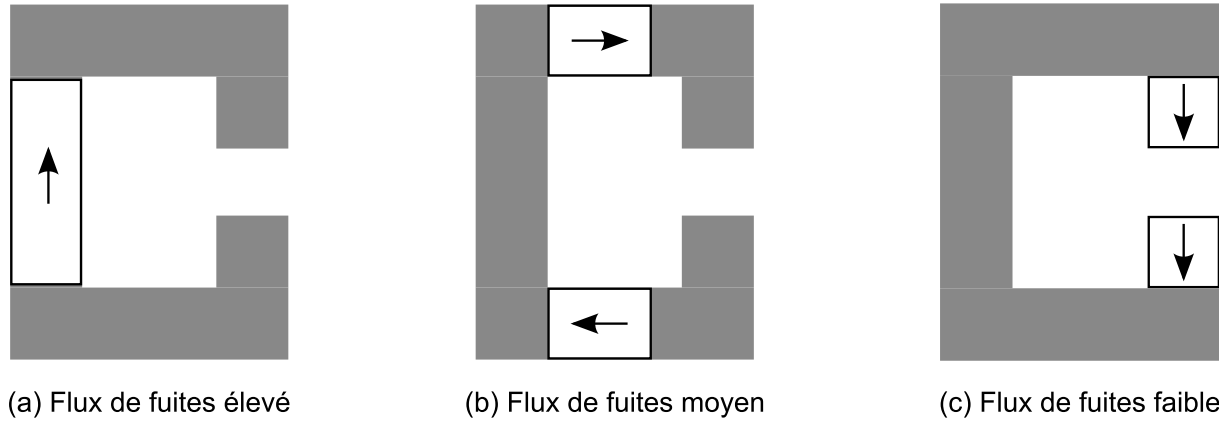


Fig. 5.8 – Agencement des aimants dans le circuit magnétique, d'après [Parker, 1990].

Un autre point important à considérer est le matériau magnétocalorique lui-même. En effet, dans le chapitre précédent, nous avons réalisé toutes les simulations avec du gadolinium, pour lequel l'effet magnétocalorique est proportionnel à la variation de champ magnétique à la puissance $n = 2/3$. Mais la valeur de cet exposant varie selon le matériau comme on peut le voir sur la Figure 5.9. On note que pour les différents matériaux considérés, l'exposant est toujours compris dans l'intervalle $0,4 \leq n \leq 1$. Par conséquent, il faut favoriser les grands volumes d'entrefer plutôt que les champs magnétiques élevés, en terme d'efficacité. Dans toute la suite, nous nous intéresserons au produit du volume d'entrefer par le module du champ magnétique, ce qui est sensiblement différent des études où l'on cherche à maximiser l'énergie magnétique (donc le produit du volume d'entrefer par le module du champ magnétique *au carré*).

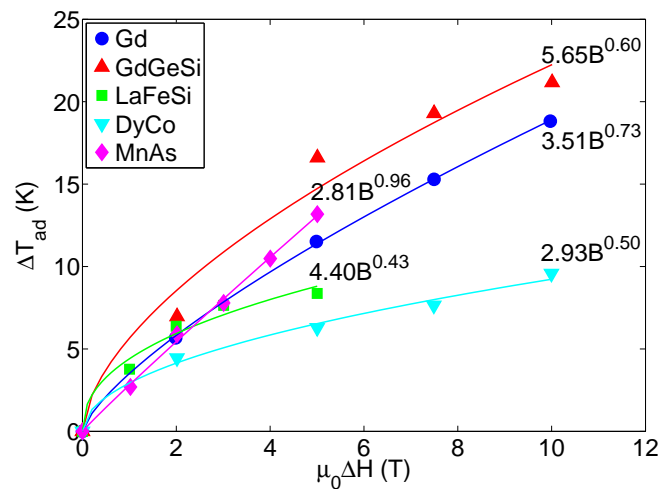


Fig. 5.9 – Effet magnétocalorique pour différents matériaux en fonction de la variation de champ appliqué. Données extraites de [Gschneidner Jr. *et al.*, 2005].

Assemblages de type Halbach

Nous avons vu dans le chapitre précédent différentes variantes du cylindre de Halbach (cylindre de Halbach simple, cylindre de Halbach double, cylindre de Halbach avec ouverture). Toutes ces structures permettent d'atteindre des champs magnétiques élevés dans l'entrefer mais nécessitent une grande quantité d'aimants. Abele a montré qu'il était possible de réduire considérablement la masse d'aimants nécessaire, en utilisant une structure de type Halbach associée à une culasse pour la fermeture du flux [Abele, 1993]. Abele classe les structures d'aimants en trois groupes, qui sont représentés sur la Figure 5.10 : sans culasse, avec culasse et hybride (dans les structures hybrides, le flux se referme à la fois par l'air et par la culasse). Pour un volume d'aimant et d'entrefer fixé, les structures hybrides sont celles qui génèrent le champ dans l'entrefer le plus élevé.

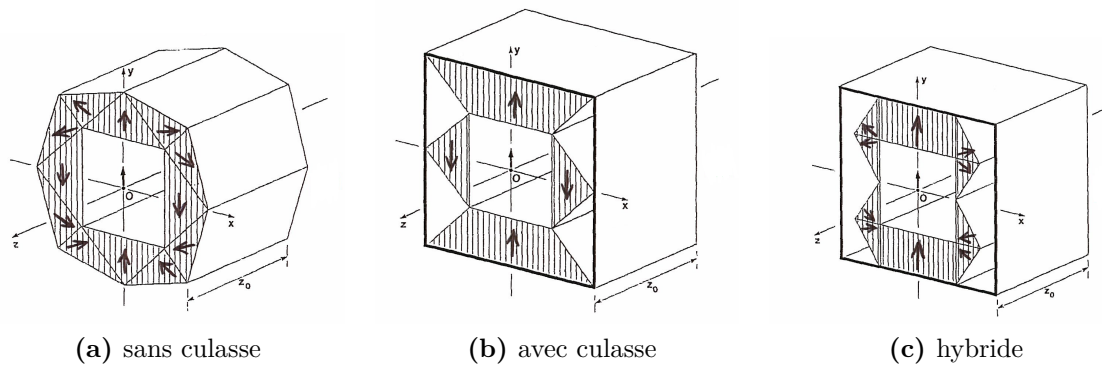


Fig. 5.10 – Classification de Abele [Abele, 1993].

Concentrateurs de flux

Une autre solution pour créer des champs magnétiques d'amplitude élevée consiste à utiliser des concentrateurs de flux. Un concentrateur de flux magnétique permet d'augmenter l'intensité du champ magnétique en réduisant la section de passage du flux, *i.e.* son fonctionnement est similaire à celui d'un tube Venturi en mécanique des fluides. Considérons comme référence le circuit magnétique simple présenté sur la Figure 5.11a et le concentrateur de flux de la Figure 5.11b.

Si on fait l'hypothèse que le champ de fuite est nul, alors on peut calculer simplement le champ magnétique dans l'entrefer en appliquant le théorème d'Ampère et l'équation de Maxwell-Thomson (conservation du flux). Pour le circuit magnétique simple, le champ dans l'entrefer vaut :

$$\mu_0 H_0 = J_r \frac{y_{\text{mag}}}{y_0 + y_{\text{mag}}} \quad (5.1)$$

Pour le circuit magnétique avec concentrateur de flux, le champ dans l'entrefer vaut :

$$\mu_0 H'_0 = J_r \frac{y_{\text{mag}}}{y_0 + y_{\text{mag}} \sin(\theta)} \quad (5.2)$$

On cherche à créer un champ intense dans un grand volume volume d'entrefer tout en minimisant le volume d'aimants nécessaire. On définit donc un facteur de mérite :

$$K = \frac{\mu_0 H_0 V_0}{J_r V_{\text{mag}}} \quad (5.3)$$

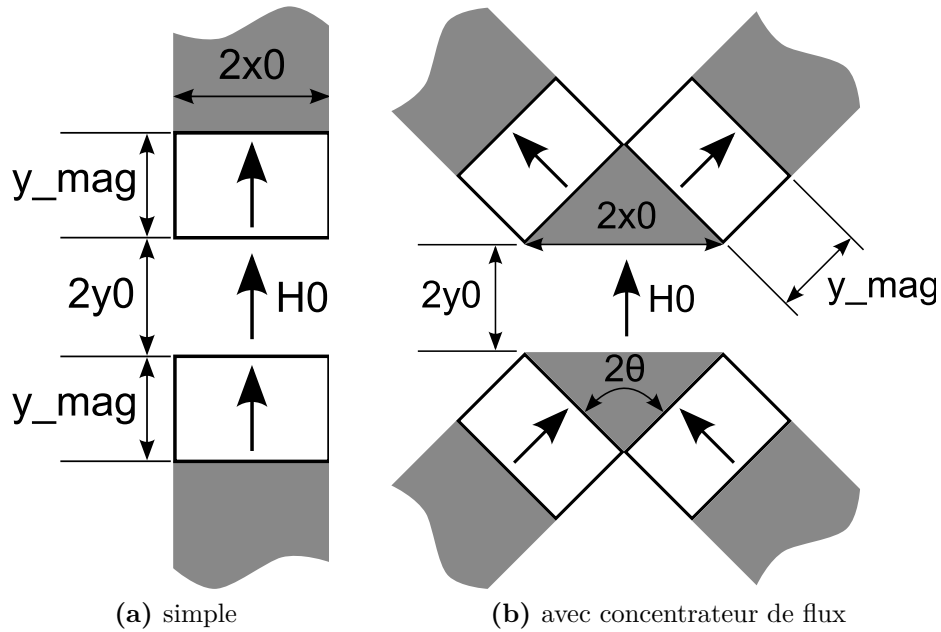


Fig. 5.11 – Circuit magnétique.

Pour déterminer si la géométrie du concentrateur de flux apporte une amélioration par rapport au circuit de référence, on définit le facteur de concentration :

$$FC = \frac{K'}{K} \quad (5.4)$$

La Figure 5.12 présente la valeur de FC en fonction de l'angle d'ouverture θ du concentrateur et du ratio y_{mag}/y_0 . La structure avec concentrateur de flux est plus performante que la structure de référence si $FC \geq 1$. On remarque que cette condition n'est jamais vérifiée. Par conséquent la structure avec concentrateur de flux est toujours moins performante. Cependant, elle sera utilisée pour pouvoir atteindre les écarts de température nécessaires pour les systèmes de réfrigération.

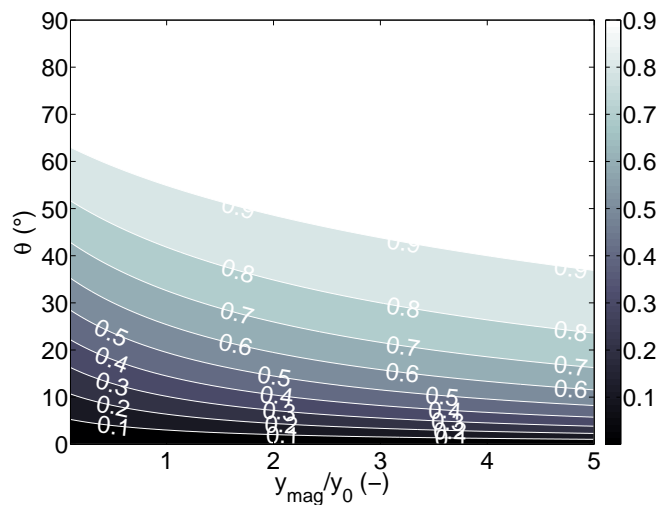


Fig. 5.12 – Calcul du facteur de concentration FC pour différents concentrateurs de flux.

5.3.2 Génération d'un champ variable

Puisqu'un cycle de réfrigération magnétique consiste en des aimantations et désaimantations successives d'un matériau magnétocalorique, il est nécessaire de créer un champ magnétique variable. Pour cela il y a deux possibilités : utiliser des sources de flux variable, ou déplacer la structure d'aimants par rapport au matériau magnétocalorique (ou l'inverse).

Skomski et Coey présentent plusieurs sources de flux variable illustrées sur la Figure 5.13 [Skomski et Coey, 1999]. La première structure consiste en deux cylindres de Halbach concentriques et son fonctionnement a déjà été détaillé dans le Chapitre 4 [Leupold *et al.*, 1988]. La deuxième structure est composée de barreaux aimantés rotatifs. Lorsque les polarisations des aimants sont alignées, le champ au centre des aimants est quasi-nul. A l'inverse, lorsque les polarisations des aimants sont orientées comme représenté sur la Figure 5.13b, le champ au centre des aimants est maximal [Cugat *et al.*, 1994]. La troisième structure est appelée "pied magnétique". Elle consiste à faire tourner le barreau aimanté central. Lorsque la polarisation du barreau est dirigée à la perpendiculaire de l'entrefer, comme représenté sur la Figure 5.13b, le champ est maximal dans la pièce située en dessous du "pied magnétique" (*steel base*). Lorsque la polarisation du barreau est parallèle à l'entrefer, le flux magnétique circule uniquement dans les pièces polaires entourant le barreau et le champ dans la pièce située en dessous du "pied magnétique" est quasi-nul [Bearnann, 1983].

Si le principe de fonctionnement de ces structures est séduisant, elles possèdent néanmoins un inconvénient majeur : elles nécessitent l'utilisation d'une grande quantité d'aimants pour générer un champ élevé dans un grand volume d'entrefer. C'est pourquoi nous avons retenu la seconde solution, qui consiste à déplacer la structure d'aimants par rapport au matériau magnétocalorique, pour générer un champ magnétique variable.

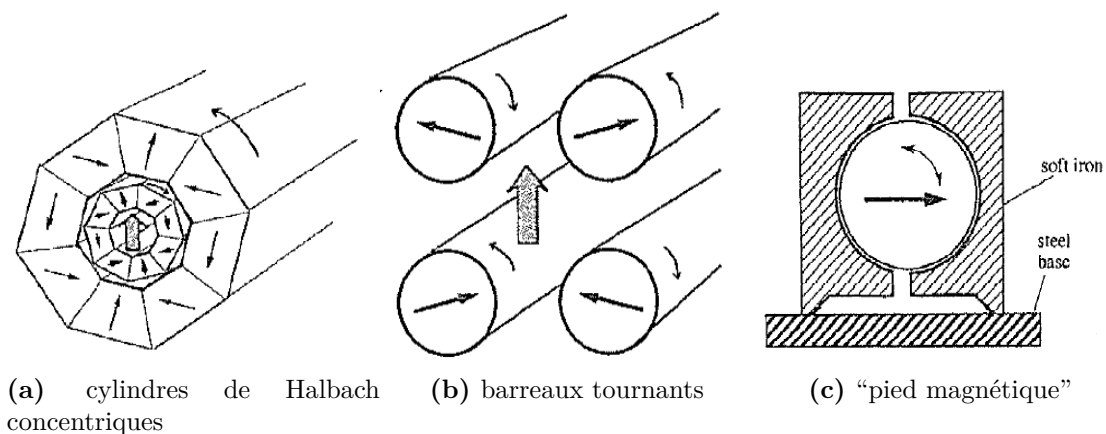


Fig. 5.13 – Sources de champ variable à aimants permanents [Skomski et Coey, 1999].

5.3.3 Minimisation des forces magnétostatiques

Pour que le système de réfrigération magnétique soit performant, il est nécessaire de bien compenser les forces et les couples apparaissant lors du déplacement de la structure d'aimants (ou des régénérateurs). Pour réaliser cette compensation, plusieurs méthodes sont possibles :

- Conception de façon à réduire la variation de réluctance du circuit magnétique. Cette solution consiste à orienter le flux magnétique d'un circuit à un autre. Elle

est assez complexe à mettre en oeuvre.

- Compensation de l'énergie magnétostatique par une autre forme d'énergie (énergie potentielle de pesanteur, énergie potentielle d'un ressort, énergie cinétique, ...). Cette compensation passive est intéressante mais est très dépendante du cycle de réfrigération utilisé. Par conséquent, elle ne peut pas être optimale sur toute la plage de fonctionnement d'un système de réfrigération magnétique [Rowe et Barclay, 2002b].
- Système rotatif avec un régénérateur continu. Ce type de système a déjà été envisagé pour la réfrigération magnétique mais il rend la conception et la réalisation du circuit hydraulique assez complexe [Sarlah *et al.*, 2006].
- Structure avec plusieurs régénérateurs en déphasage. Cette solution consiste à compenser les forces motrices et résistantes s'exerçant sur plusieurs régénérateurs. C'est cette dernière solution que nous avons retenue car elle peut être réalisée indépendamment du circuit magnétique et laisse donc plus de liberté dans la conception de celui-ci.

5.3.4 Prise en compte du champ démagnétisant

Introduction

Un phénomène souvent négligé dans la caractérisation des matériaux magnétocaloriques et pour la conception des systèmes de réfrigération magnétique est le champ démagnétisant. Lorsqu'un matériau ferromagnétique est placé dans un champ magnétique extérieur, celui-ci s'aimante. Chaque moment magnétique qui compose le matériau est soumis au champ magnétique extérieur mais aussi au champ des moments magnétiques voisins. Ce dernier est appelé *champ démagnétisant* car il s'oppose à la direction de polarisation (voir Figure 5.14) [Brissonneau, 1997]. L'intensité du champ démagnétisant est proportionnelle à la polarisation \mathbf{J} et à la forme du matériau :

$$\mathbf{H}_d = -N_d \frac{\mathbf{J}}{\mu_0} \quad (5.5)$$

avec N_d le *coefficient de champ démagnétisant*, qui dépend de la forme du matériau. Le champ interne \mathbf{H} au matériau (parfois appelé champ effectif) est alors égal à la somme du champ extérieur \mathbf{H}_0 et du champ démagnétisant \mathbf{H}_d :

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_d \quad (5.6)$$

Considérons un matériau dont la loi d'aimantation est linéaire :

$$\mathbf{J} = \mu_0 \chi \mathbf{H} \quad (5.7)$$

$$\mathbf{J} = \mu_0 (\mu_r - 1) \mathbf{H} \quad (5.8)$$

On peut alors écrire :

$$\mathbf{J} = \mu_0 (\mu_r - 1) (\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_d) \quad (5.9)$$

$$\mathbf{J} = \mu_0 (\mu_r - 1) \mathbf{H}_0 - \mu_0 (\mu_r - 1) N_d \frac{\mathbf{J}}{\mu_0} \quad (5.10)$$

$$\mathbf{J} = \mu_0 \mathbf{H}_0 \frac{(\mu_r - 1)}{1 + (\mu_r - 1) N_d} \quad (5.11)$$

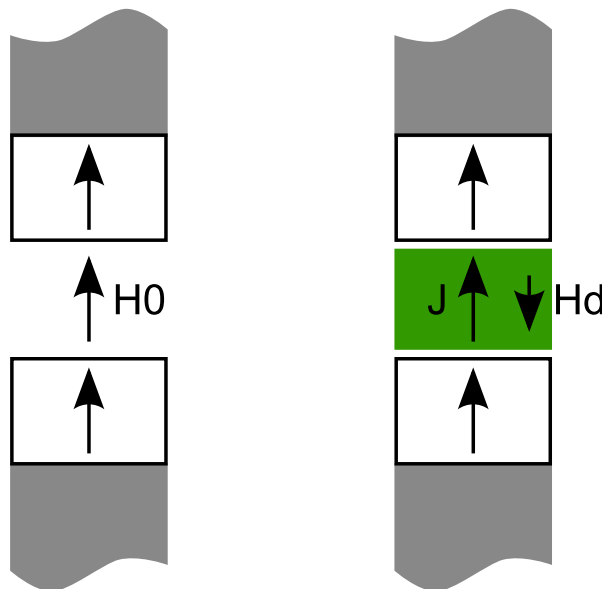


Fig. 5.14 – Illustration du champ démagnétisant au sein d'un matériau.

Au final on obtient :

$$\mathbf{H}_d = -\mathbf{H}_0 \frac{(\mu_r - 1) N_d}{1 + (\mu_r - 1) N_d} \quad (5.12)$$

Cela signifie que dans un matériau ayant une perméabilité $\mu_r = 1$, la polarisation est nulle. Le champ démagnétisant est donc nul et le champ interne au matériau est égal au champ extérieur. Dans un matériau ayant une perméabilité $\mu_r \gg 1$, le champ démagnétisant est quasiment égal au champ extérieur et le champ interne au matériau est quasiment nul. Dans les autres cas, il faut considérer la valeur du coefficient de champ démagnétisant N_d et de la perméabilité relative μ_r .

Dans le cas particulier où le champ démagnétisant est très faible on obtient :

$$\mathbf{J} = \mu_0 \chi \mathbf{H}_0 \quad (5.13)$$

Le coefficient de champ démagnétisant N_d est un tenseur d'ordre trois qui peut s'écrire :

$$N_d = \begin{bmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{bmatrix} \quad (5.14)$$

On peut trouver dans la littérature des expressions analytiques des coefficients N_x , N_y et N_z , sous l'hypothèse que l'aimantation dans le matériau est uniforme. Le champ démagnétisant est calculé en utilisant la moyenne volumique de l'aimantation. On parle de champ démagnétisant *magnétométrique*. Ces expressions analytiques sont données dans l'Annexe F pour plusieurs formes simples. Les résultats obtenus pour l'ellipsoïde quelconque, le cylindre et le prisme rectangulaire sont présentés au paragraphe suivant. La somme de ces trois coefficients est toujours constante :

$$N_x + N_y + N_z = 1 \quad (5.15)$$

Coefficient de champ démagnétisant pour des géométries simples

Ellipsoïde. L'ellipsoïde de révolution est la forme de référence pour le calcul du champ démagnétisant. En effet, dans un ellipsoïde de révolution soumis à un champ extérieur uniforme, le champ et l'aimantation sont uniformes. Le coefficient de champ démagnétisant a été déterminé pour un ellipsoïde quelconque par Osborn [Osborn, 1945] et est tracé sur la Figure 5.15 pour différents ratios géométriques ($c \geq b \geq a$).

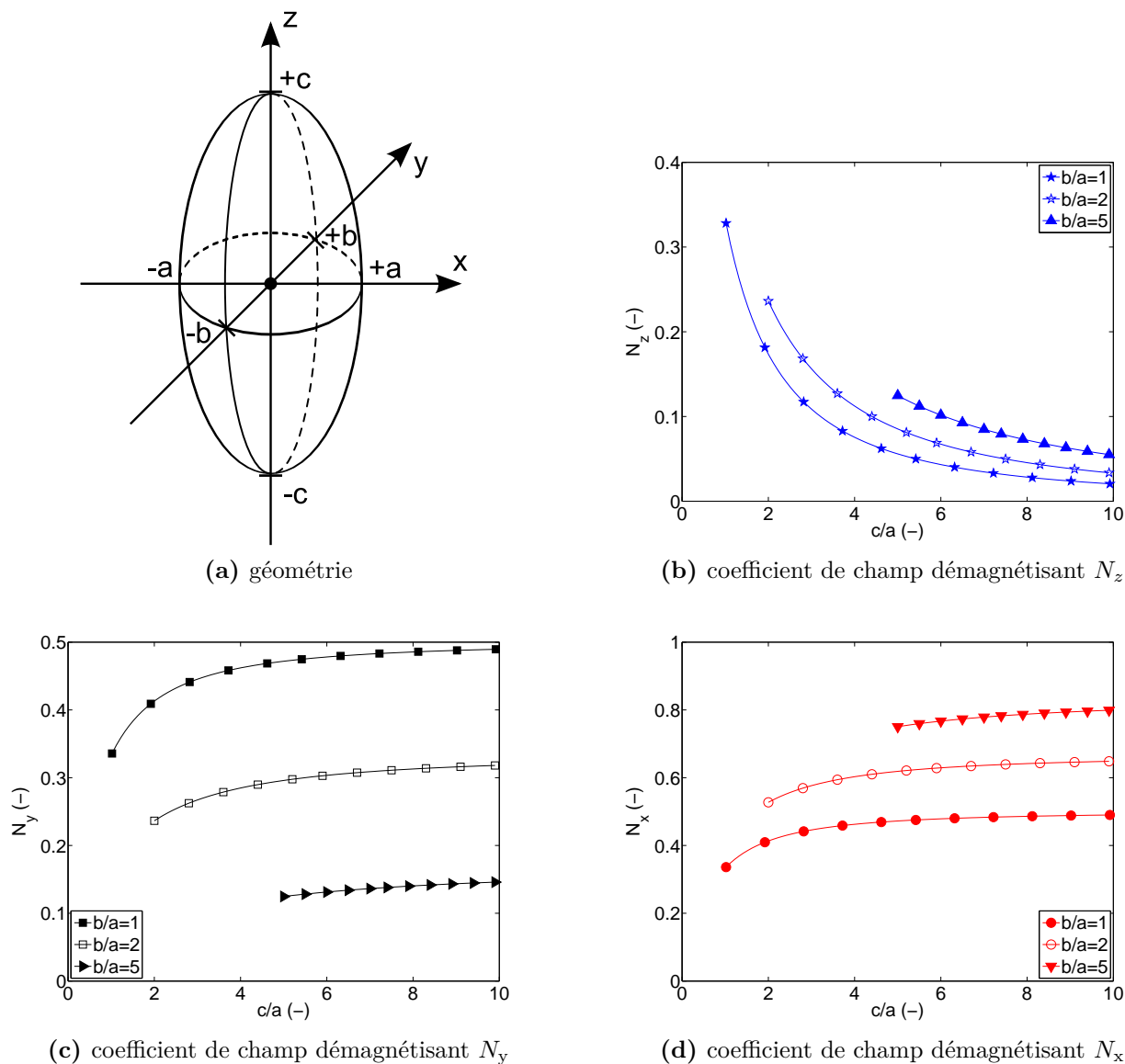


Fig. 5.15 – Ellipsoïde.

Cylindre. La valeur du coefficient de champ démagnétisant dans un cylindre a été déterminée par Chen *et al.* [Chen *et al.*, 1991], [Chen *et al.*, 2006] et est tracée sur la Figure 5.16 pour différents ratios géométriques.

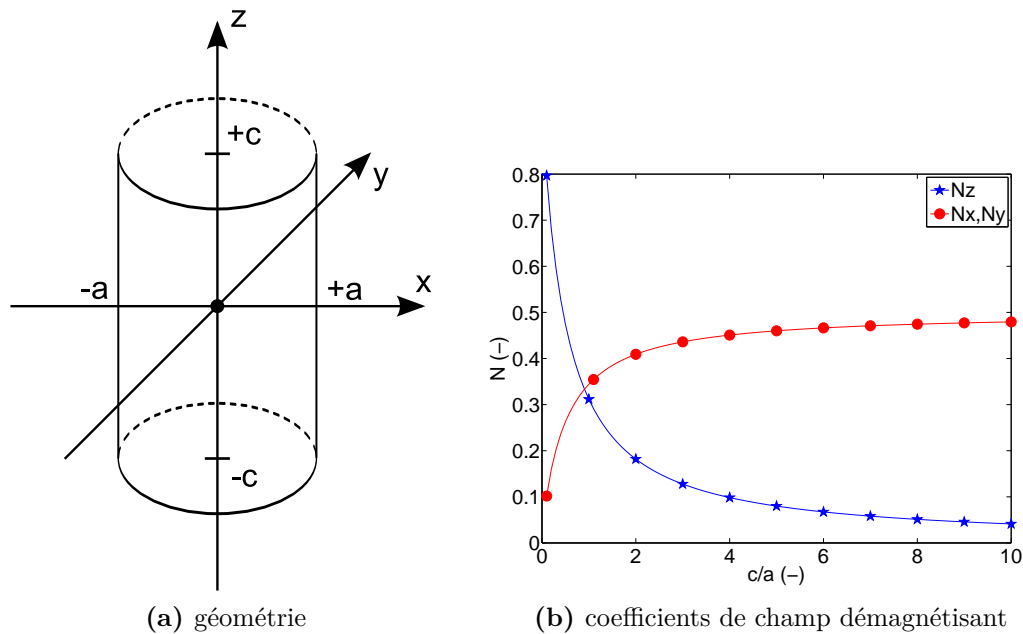


Fig. 5.16 – Cylindre.

Prisme rectangulaire. Aharoni a déterminé une expression analytique du coefficient de champ démagnétisant dans un prisme rectangulaire [Aharoni, 1998]. Quelques résultats sont présentés sur la Figure 5.17.

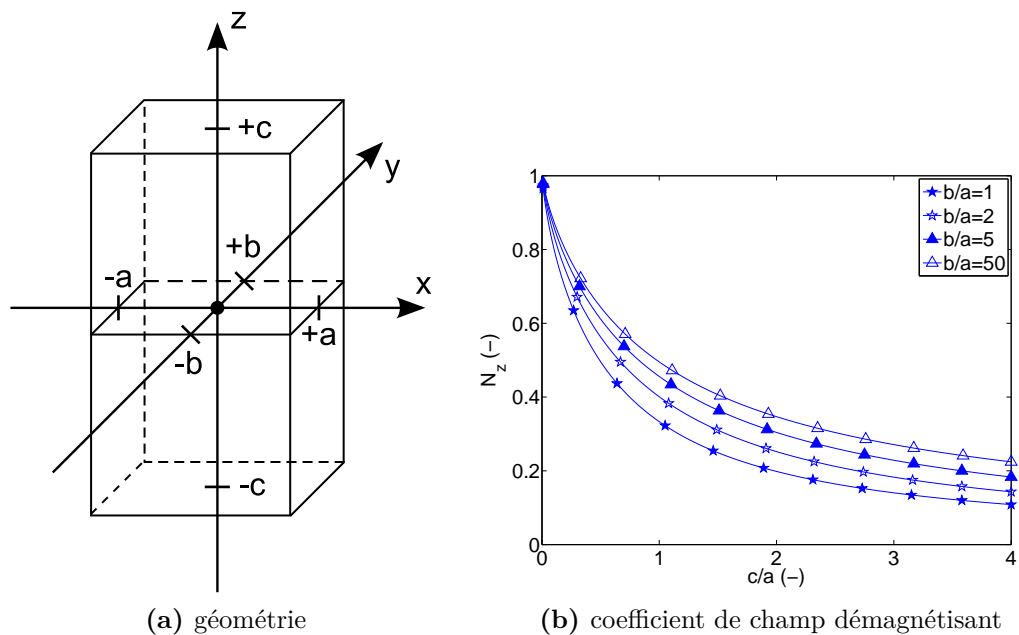


Fig. 5.17 – Prisme rectangulaire.

Réseau “d’objets”

Dans la littérature, on peut trouver le calcul du coefficient de champ démagnétisant pour d’autres géométries (par exemple pour des géométries à symétrie de révolution [Soda *et al.*, 2009]) mais nous préférons nous intéresser ici à un sujet très peu étudié, à savoir le calcul du champ démagnétisant dans des réseaux d’objets. En effet, les régénérateurs peuvent avoir des formes complexes (plaques parallèles, empilement de sphères, réseaux

de cylindres, nid d'abeilles, ...) et il n'existe pas de solution analytique au champ démagnétisant dans de telles structures. C'est pourquoi nous avons étudié ces structures par simulation numérique sous FLUX[®].

Un champ extérieur uniforme \mathbf{H}_0 est imposé selon une direction principale. Le calcul du champ moyen \mathbf{H} dans le volume du matériau nous permet de déduire le coefficient de champ démagnétisant (selon la direction du champ extérieur) :

$$N_d = \frac{1}{(\mu_r - 1)} \frac{H_0 - H}{H} \quad (5.16)$$

Plaques parallèles. Nous avons modélisé un réseau de 10 plaques parallèles de gadolinium ($1 \text{ mm} \times 20 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$) avec différents espacements et un champ extérieur uniforme $\mu_0 H_0 = 1 \text{ T}$ appliqué selon l'axe x . Les géométries modélisées sont données sur la Figure 5.18 et les inductions obtenues par simulation sont présentées sur la Figure 5.19. On remarque que le champ dans une plaque n'est pas homogène. Le champ démagnétisant est plus intense au centre de la plaque.

La Figure 5.20 expose l'évolution du coefficient de champ démagnétisant en fonction de la porosité du régénérateur. On note une diminution de N_d avec la porosité. Pour une porosité nulle, N_d est celui calculé par Aharoni avec le bloc massif. Pour une porosité proche de 100%, N_d est celui calculé par Aharoni avec une seule plaque. Tant que la porosité est inférieure à 30%, N_d est très proche de celui du bloc massif.

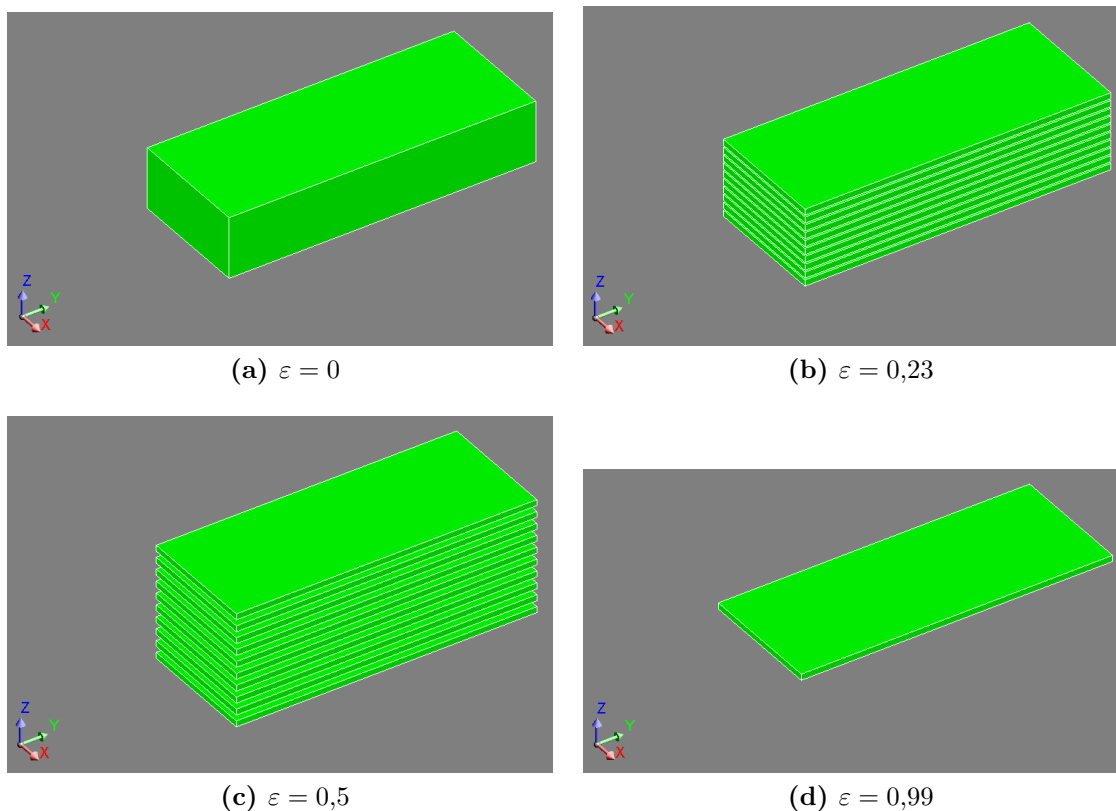


Fig. 5.18 – Géométrie d'un régénérateur à plaques parallèles dans un entrefer rectangulaire.

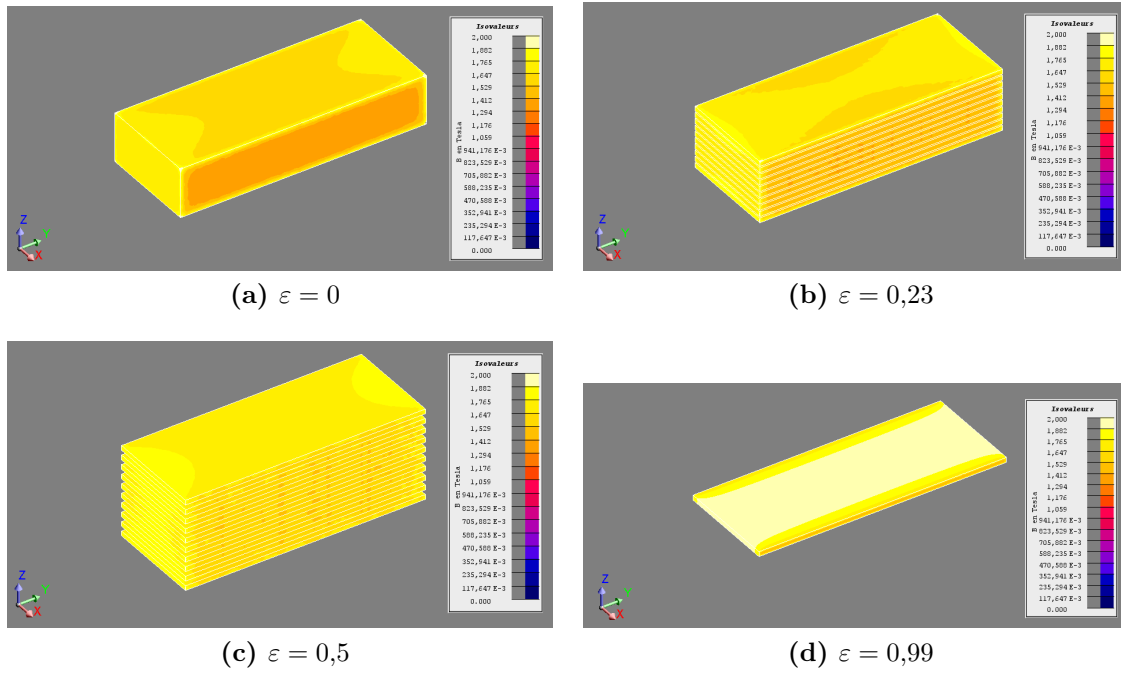


Fig. 5.19 – Isovaleurs de l'induction d'un régénérateur à plaques parallèles dans un entrefer rectangulaire. Un champ extérieur uniforme \mathbf{H}_0 est appliqué suivant la l'axe x .

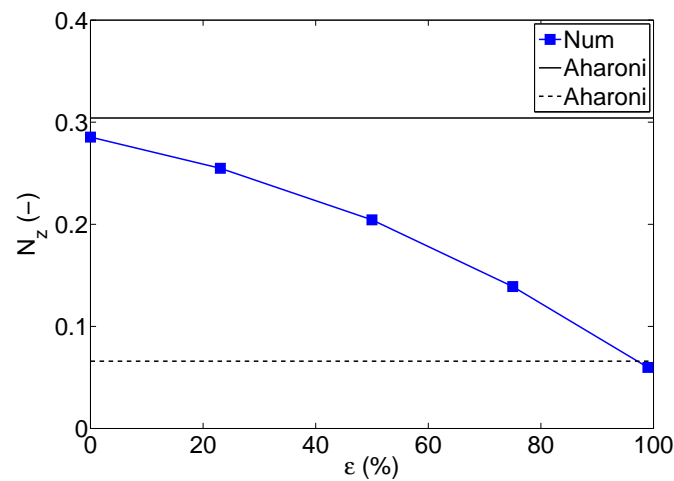


Fig. 5.20 – Évolution du coefficient de champ démagnétisant avec la porosité, pour un régénérateur à plaques parallèles.

Empilements de sphères. Nous avons modélisé un empilement de 265 sphères de gadolinium (de diamètre $d_p = 6$ mm) avec différents espacements et un champ extérieur uniforme $\mu_0 H_0 = 1$ T appliqué selon l'axe x . Les géométries modélisées sont données sur la Figure 5.21 et les inductions obtenues par simulation sont présentées sur la Figure 5.22. On remarque que le champ est uniforme dans la sphère, comme prévu. Dans le cas de l'empilement de sphères, le champ n'est plus uniforme car l'aimantation induite dans chaque sphère modifie le champ des sphères voisines. Nous nous limitons pour cette géométrie à une étude qualitative, car nous avons été confrontés à des problèmes de maillage, empêchant un calcul précis du coefficient de champ démagnétisant.

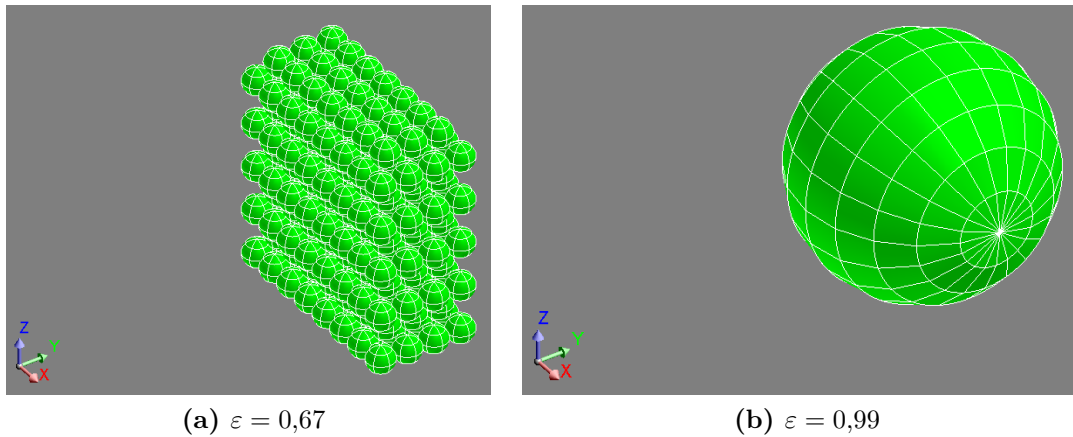


Fig. 5.21 – Géométrie d'un régénérateur en empilement de sphères dans un entrefer rectangulaire.

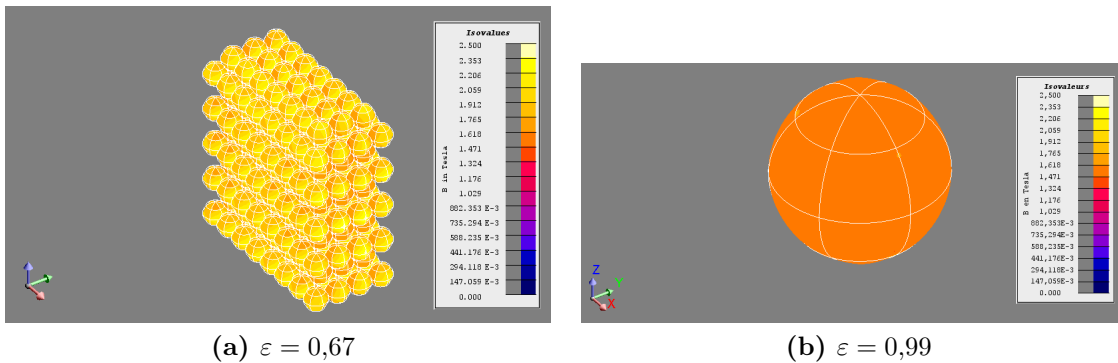


Fig. 5.22 – Isovaleurs de l'induction d'un régénérateur en empilement de sphères dans un entrefer rectangulaire. Un champ extérieur uniforme \mathbf{H}_0 est appliqué suivant la l'axe x .

Réseaux de cylindres. Nous avons modélisé un réseau de 18 cylindres de gadolinium (de diamètre $d = 10$ mm et de longueur $L = 100$ mm) avec différents espacements et un champ extérieur uniforme $\mu_0 H_0 = 1$ T appliqué selon l'axe x . Les géométries modélisées sont données sur la Figure 5.23 et les inductions obtenues par simulation sont présentées sur la Figure 5.24. On remarque que le champ dans un cylindre isolé n'est pas homogène. Le champ démagnétisant est plus intense au centre du cylindre. Dans le cas d'un réseau de cylindre, le champ magnétique est d'autant plus inhomogène que les cylindres sont proches. L'aimantation induite dans chaque cylindre modifie les champs des cylindres voisins.

La Figure 5.25 donne l'évolution du coefficient de champ démagnétisant en fonction de la porosité du régénérateur. Pour un empilement compact, N_d est proche de celui calculé

par Aharoni pour un bloc massif. Pour une porosité proche de 100%, N_d est celui calculé par Chen *et al.* avec un seul cylindre.

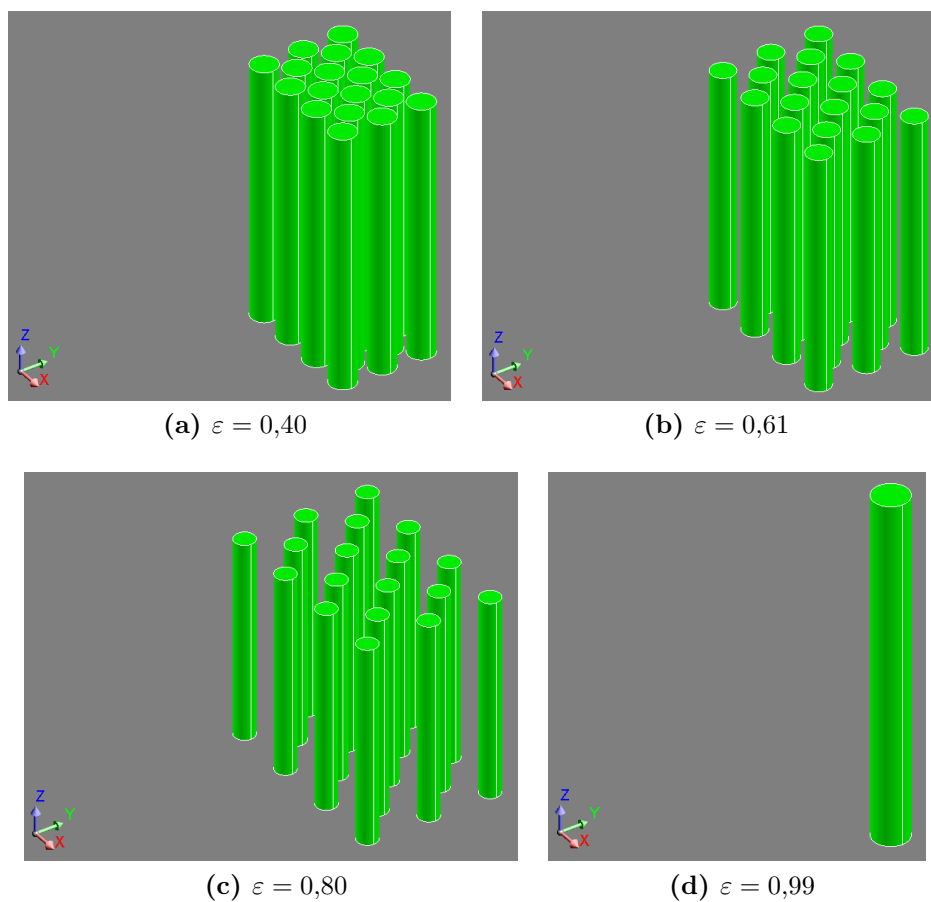


Fig. 5.23 – Géométrie d'un régénérateur en réseau de cylindres dans un entrefer rectangulaire.

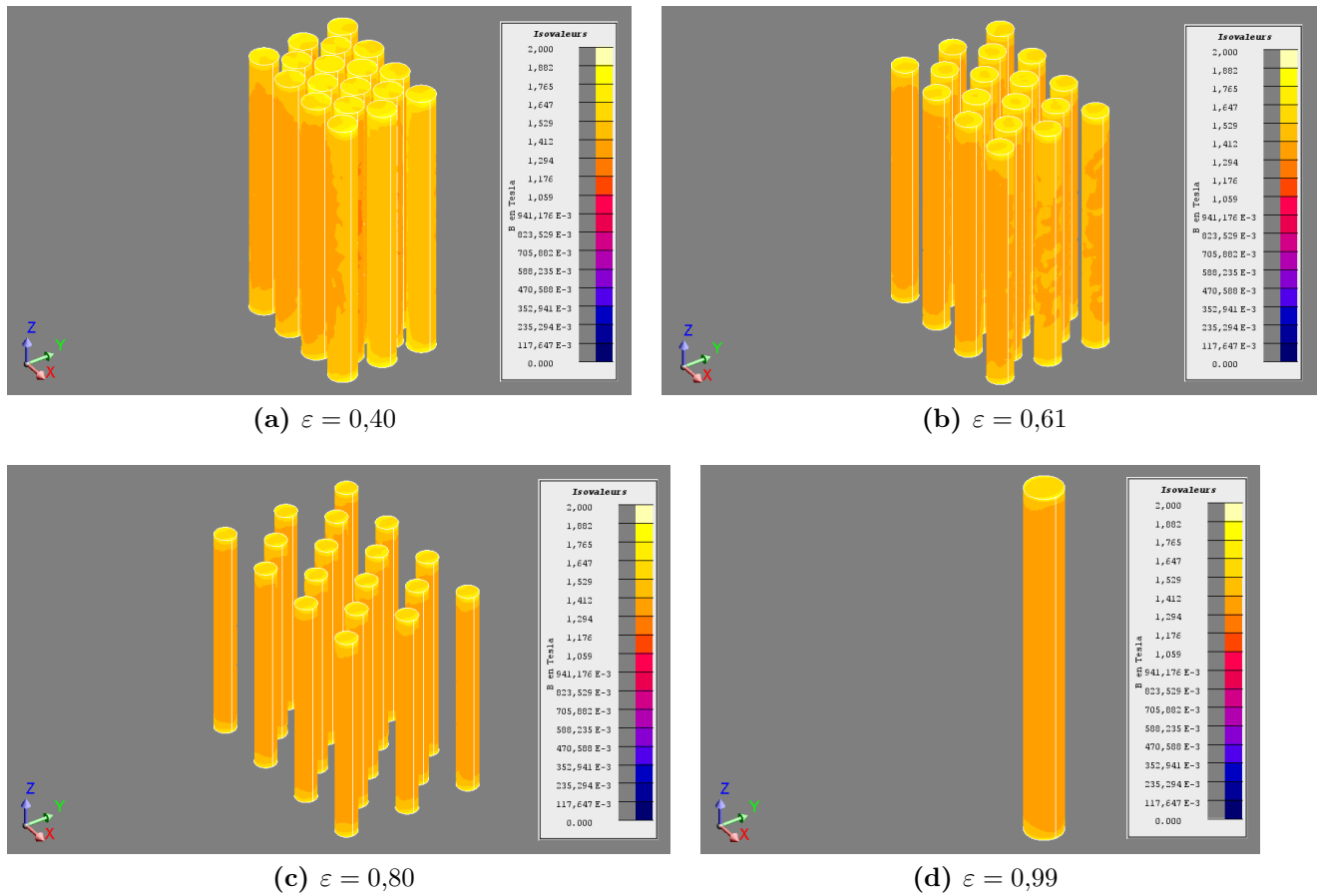


Fig. 5.24 – Isovaleurs de l'induction d'un régénérateur en réseau de cylindres dans un entrefer rectangulaire. Un champ extérieur uniforme \mathbf{H}_0 est appliqué suivant la l'axe x .

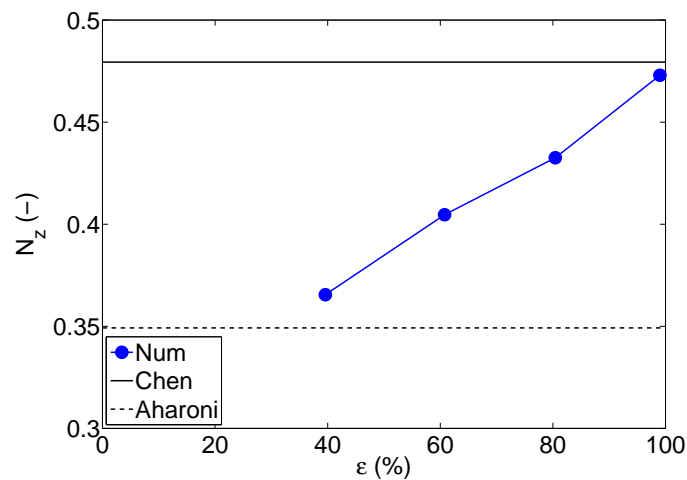


Fig. 5.25 – Évolution du coefficient de champ démagnétisant avec la porosité, pour un régénérateur en réseau de cylindres.

Conclusion sur le champ démagnétisant

Nous avons étudié l'effet du champ démagnétisant dans plusieurs réseaux d'objets utilisés dans des régénérateurs. Lorsque le réseau est très compact, le champ démagnétisant dans le régénérateur est très proche de celui d'un bloc massif et peut être calculé par les formules analytiques présentées précédemment (Aharoni pour un entrefer rectangulaire, Chen *et al.* pour un entrefer cylindrique). Lorsque le réseau est très peu compact, alors le champ démagnétisant dans le régénérateur est très proche de celui d'un objet seul.

Pour les applications en réfrigération magnétique, la puissance est proportionnelle à la masse de matériau magnéto-calorique. On cherche donc à utiliser des régénérateurs de porosité relativement faible. Dans ce cas, le comportement magnétique du régénérateur est proche de celui d'un bloc massif, ce qui justifie l'approximation faite au Chapitre 4 (tous les régénérateurs ont été modélisés par des blocs massifs).

D'une façon générale, l'effet du champ démagnétisant est relativement important, mais bien souvent il est négligé pour la caractérisation des matériaux, et pour les simulations thermiques. Pour la caractérisation des matériaux, il faut *a minima* utiliser des échantillons de forme allongée, et si possible, soustraire l'effet du champ démagnétisant pour donner les propriétés magnéto-caloriques en fonction du champ interne (et non du champ appliqué). Pour la modélisation des transferts thermiques, certains auteurs utilisent des champs magnétiques irréalistes au vu de la forme du régénérateur, et donc de l'importance du champ démagnétisant.

5.3.5 Géométrie optimale

Influence de la forme de l'entrefer

La forme de l'entrefer est primordiale, en particulier le ratio géométrique y_0/x_0 (voir Figure 5.26). Pour étudier cette influence, nous avons réalisé des simulations en 2D avec FLUX[®]. Les simulations prennent donc en compte à la fois le flux de fuite et le champ démagnétisant. Nous avons fait varier y_0 , tout en fixant la largeur x_0 , le volume d'aimants V_{mag} et la culasse autour du circuit.

A priori, si l'on augmente y_0 alors le volume V_0 augmente, le champ dans l'entrefer H_0 diminue (car la réluctance du circuit magnétique, ainsi que le flux de fuite augmentent) et le champ démagnétisant H_d diminue (effet de forme). Il n'est donc pas possible de prédire, *a priori*, quelle est l'évolution du facteur de mérite K avec le ratio géométrique y_0/x_0 .

La Figure 5.28 donne les inductions obtenues par simulation pour différents ratios géométriques ($x_0 = 10$ mm) et pour $\mu_r = 2$. Comme attendu, l'induction dans le matériau diminue lorsque le ratio géométrique augmente. On remarque que plus l'entrefer est grand, plus le flux de fuite est important. La diminution du champ démagnétisant ne compense pas l'effet du flux de fuites conjugué à l'augmentation de la réluctance du circuit.

La Figure 5.27 présente l'influence du ratio géométrique de l'entrefer y_0/x_0 sur la valeur du champ dans l'entrefer, et sur le facteur de mérite de la structure, pour des matériaux de différentes perméabilités relatives ($1 \leq \mu_r \leq 4$). On note que lorsque le ratio géométrique augmente, le champ dans le matériau diminue. L'atténuation est d'autant plus forte que la perméabilité du matériau est grande. L'augmentation du ratio géométrique s'accompagne cependant d'une augmentation du facteur de mérite de la structure vers une valeur asymptotique qui est d'autant plus élevée que la perméabilité du matériau est proche de l'unité.

On peut donc en conclure que l'augmentation du volume V_0 associée à la diminution du champ démagnétisant H_d est plus rapide que la diminution du champ dans l'entrefer H_0 . Donc le facteur de mérite de la structure augmente. Lorsque le ratio géométrique

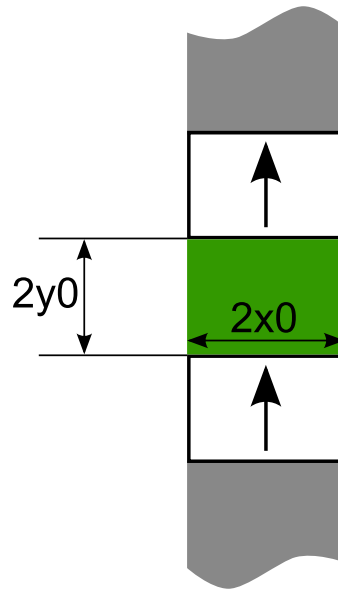


Fig. 5.26 – Géométrie de l'entrefer.

continue d'augmenter, le facteur de mérite atteint un plateau car les évolutions de V_0 , H_d et H_0 se compensent parfaitement.

Les géométries d'entrefer optimisant la quantité d'aimants utilisée sont donc celles avec les entrefers les plus grands. Cependant, la valeur du ratio géométrique y_0/x_0 est limitée par l'écart de température ΔT nécessaire pour l'application visée, qui correspond à une valeur de champ dans le matériau.

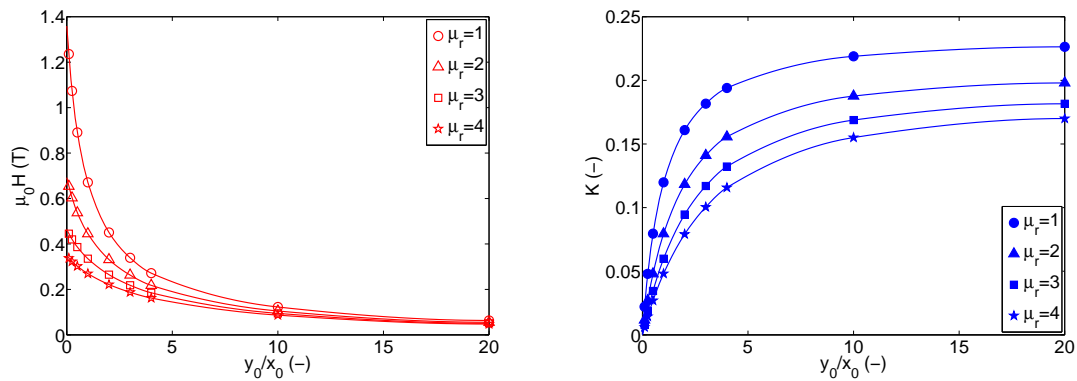


Fig. 5.27 – Influence de la géométrie de l'entrefer.

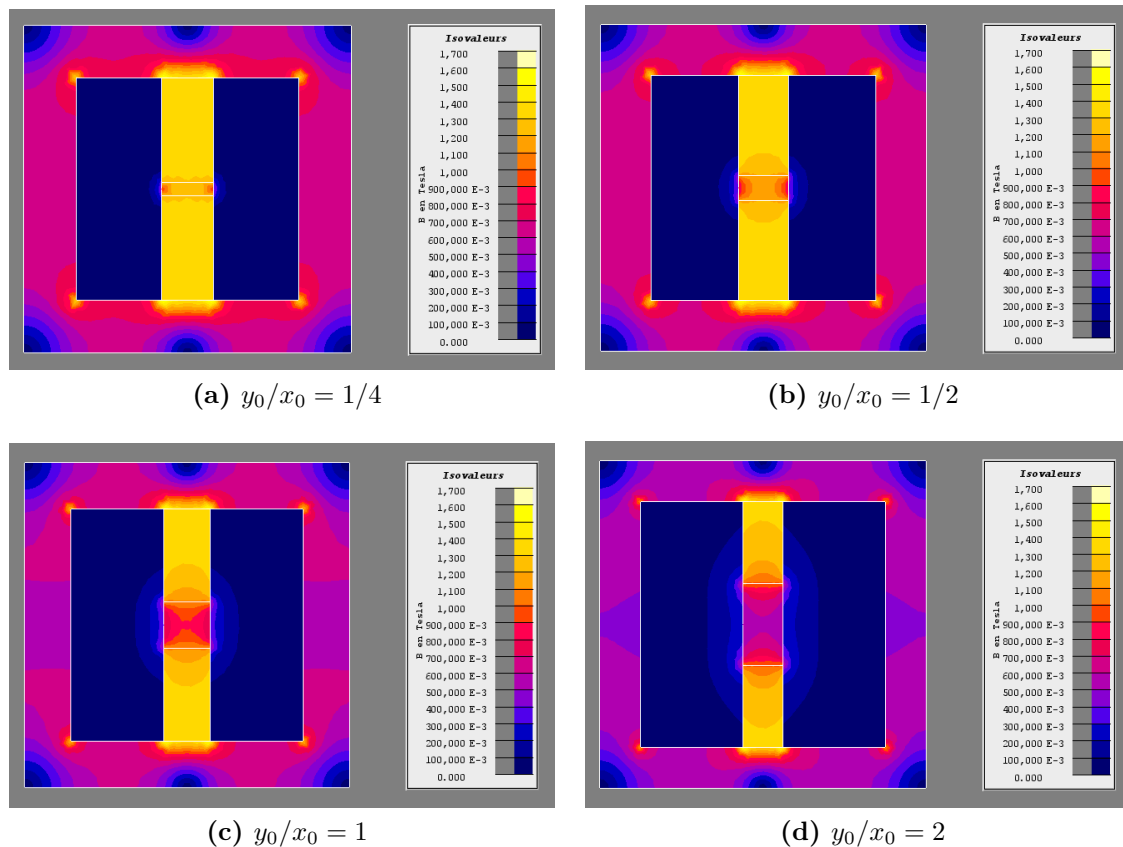


Fig. 5.28 – Induction dans le matériau en fonction de la géométrie de l'entrefer ($\mu_r = 2$).

Influence des pièces polaires

Si l'on place des pièces polaires (des concentrateurs de flux par exemple) autour de l'entrefer, cela va réduire le champ démagnétisant dans le matériau. En effet, tant qu'elles ne sont pas saturées, les pièces polaires se comportent comme des équipotentielles magnétiques. Par conséquent, les pièces polaires vont atténuer les effets du champ démagnétisant, analysés au paragraphe précédent.

Nous avons simulé deux géométries présentées sur la Figure 5.29. La première consiste en un matériau de dimensions $x_0 = 20$ mm et $y_0 = 10$ mm. La seconde géométrie comporte le même matériau placé entre deux pièces polaires. On impose une polarisation dans le matériau $J_r = 1$ T, dirigée selon l'axe y et on s'intéresse au champ démagnétisant dans le matériau.

La Figure 5.31 présente l'induction dans le matériau sans pièces polaires pour des perméabilités $\mu_r = 1$ et $\mu_r = 2$, et la Figure 5.30 présente l'induction dans le matériau avec pièces polaires pour $\mu_r = 1$ et $\mu_r = 2$. Le Tableau 5.7 donne les valeurs du champ démagnétisant et du coefficient de champ démagnétisant pour les différentes simulations. On remarque que le champ démagnétisant est plus faible lorsque le matériau est placé entre des pièces polaires, comme nous le supposons. Cet atténuation est d'autant plus grande que la perméabilité relative est proche de l'unité. Pour une perméabilité proche de celle du gadolinium, l'atténuation est de presque 10%, ce qui n'est pas négligeable. Par ailleurs, cette atténuation peut être encore plus importante pour d'autres géométries d'entrefer et de pièces polaires.

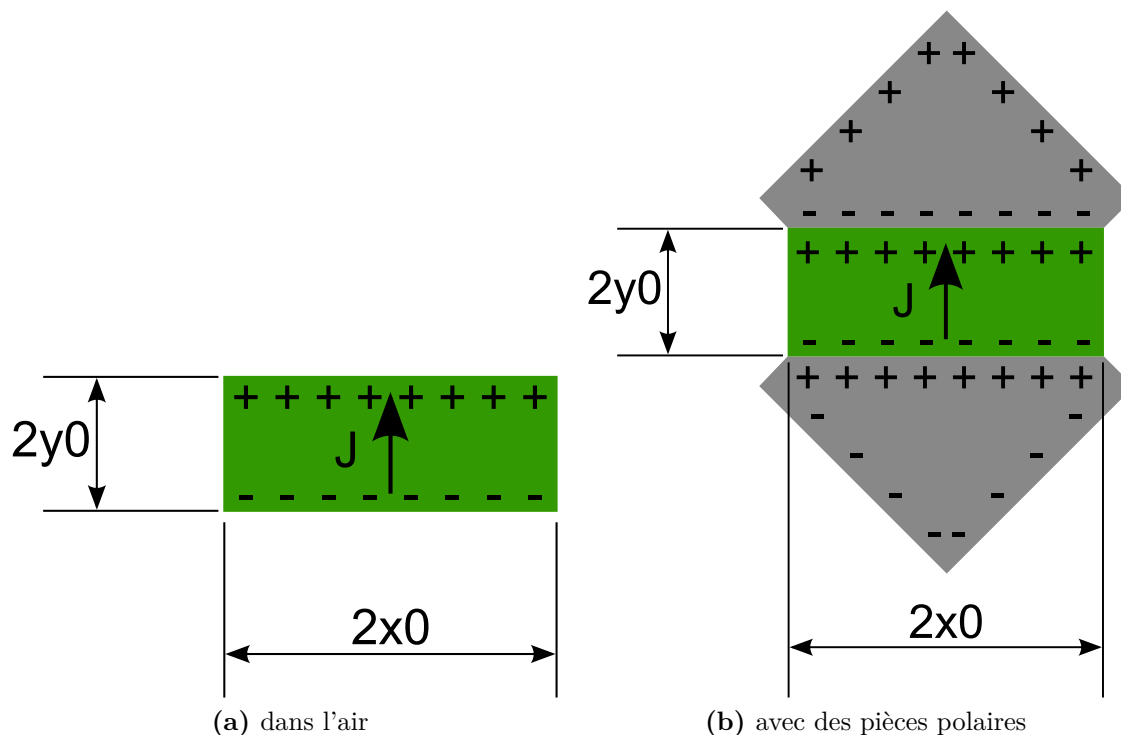
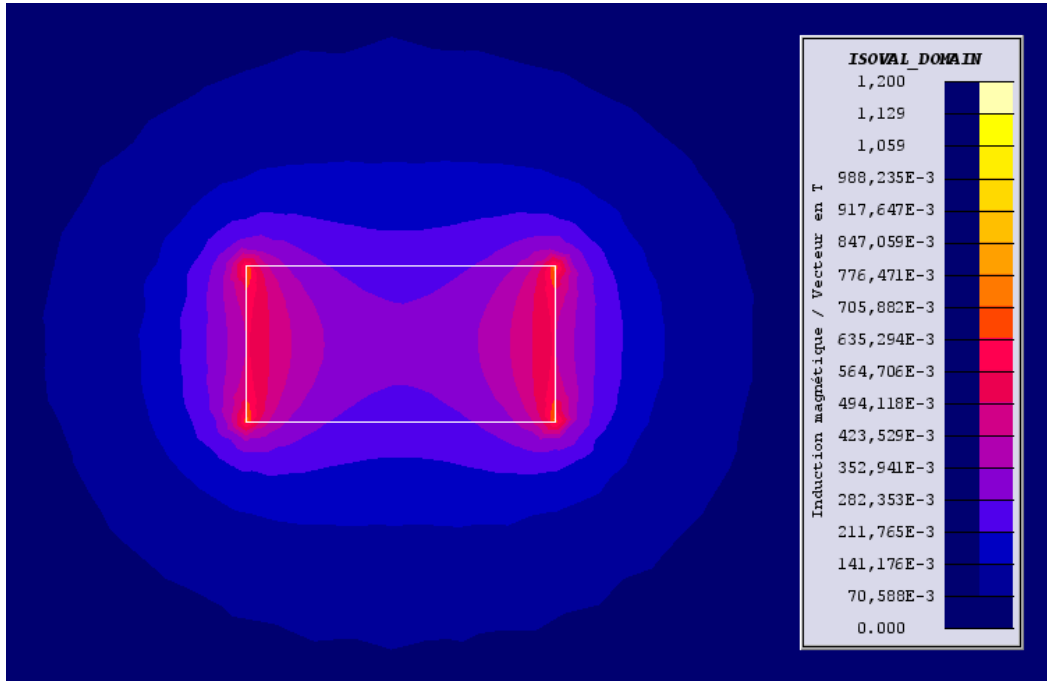


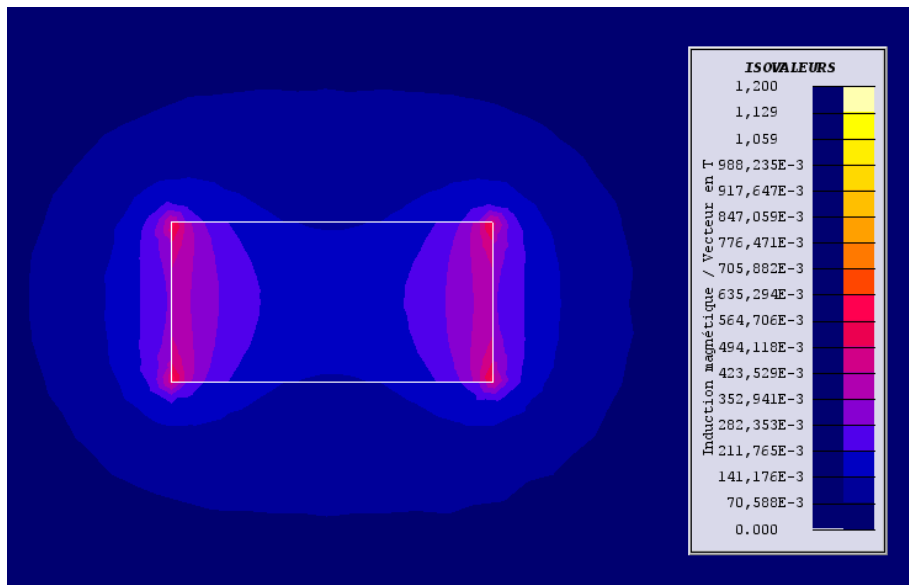
Fig. 5.29 – Étude du champ démagnétisant dans le matériau.

	$\mu_0 H_d$ sans pièces polaires (T)	$\mu_0 H_d$ avec pièces polaires (T)	Variation
$\mu_r = 1$	0,65	0,51	-21 %
$\mu_r = 2$	0,39	0,34	-13%
	N_d sans pièces polaires (-)	N_d avec pièces polaires (-)	Variation
$\mu_r = 1$	0,65	0,51	-21%
$\mu_r = 2$	0,28	0,25	-9,7%

Tab. 5.7 – Effet des pièces polaires sur le champ démagnétisant.



(a) $\mu_r = 1$



(b) $\mu_r = 2$

Fig. 5.30 – Induction dans le matériau sans pièce polaire.

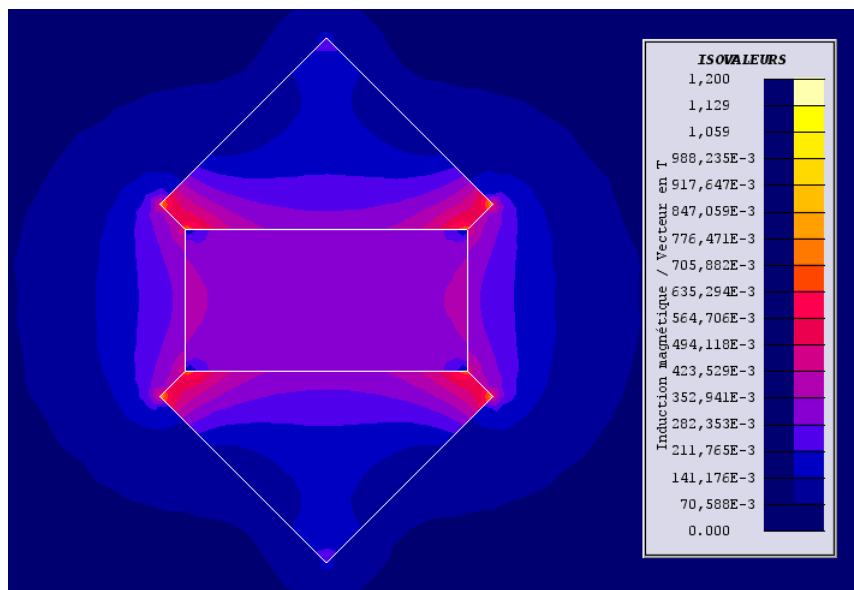
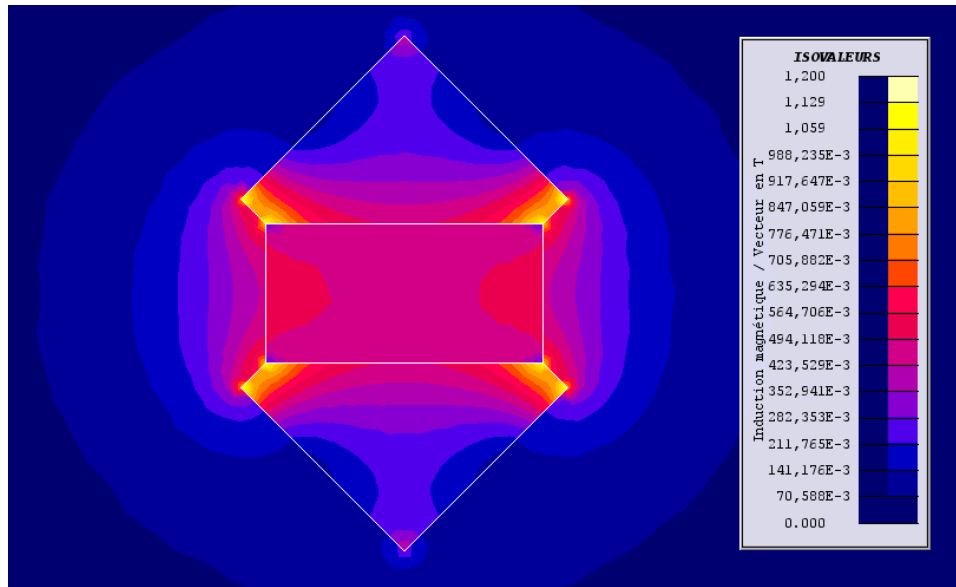


Fig. 5.31 – Induction dans le matériau avec des pièces polaires.

5.4 Conclusion

Ce chapitre est dédié à la conception des systèmes de réfrigération magnétique. Nous avons présenté les trois dispositifs réalisés précédemment au G2Elab. Le premier démonstrateur réalisé a permis de démontrer la faisabilité d'un réfrigérateur magnétique et d'étudier le cycle AMR. Ensuite, un prototype rotatif a été construit afin de mettre en évidence et de résoudre tous les problèmes pratiques liés à la réalisation et au fonctionnement. Un certain nombre de solutions ont été développées grâce à ce prototype (renforcement des fourreaux contenant les régénérateurs, réalisation d'un compensateur de couple sur l'arbre moteur, ajout d'un anti-corrosif au fluide caloporteur, ...). Ses performances réelles restent toutefois modestes en comparaison aux performances théoriques. Enfin, un prototype linéaire a été réalisé pour la caractérisation des matériaux magnéto-caloriques.

Nous avons mené une réflexion générale sur les sources de champ magnétique pour une application en réfrigération magnétique. Dans l'ensemble du manuscrit, nous avons modélisé du gadolinium. Nous nous sommes intéressés ici à d'autres matériaux magnéto-caloriques, pour lesquels l'évolution de l'effet magnéto-calorique avec le champ magnétique est différente. Au final, une structure d'aimant doit remplir trois objectifs : créer un champ magnétique intense et variable tout en minimisant les forces et couples magnétostatiques. Nous avons étudié différentes possibilités pour atteindre ces objectifs, en particulier les concentrateurs de flux. Il semble que les structures utilisant des concentrateurs de flux nécessitent plus d'aimant pour obtenir un même $\mu_0 H_0 V$, en comparaison à un circuit magnétique simple. Elles sont toutefois nécessaires pour remplir un cahier des charges imposant un écart de température ΔT , correspondant à une variation de champ $\mu_0 \Delta H$.

Nous avons aussi calculé l'effet du champ démagnétisant dans des réseaux complexes d'objets (qui peuvent être utilisés comme régénérateurs). Pour les applications en réfrigération magnétique, on cherche donc à utiliser des régénérateurs de porosité relativement faible. Le champ démagnétisant dans le régénérateur est alors très proche de celui d'un bloc massif et peut être calculé par des formules analytiques. Lorsque le réseau est peu compact, alors le champ démagnétisant dans le régénérateur est très proche de celui d'un objet seul. L'effet du champ démagnétisant est relativement important et doit absolument être pris en compte pour la caractérisation des matériaux et pour les simulations thermiques.

Nous avons ensuite étudié l'influence de la géométrie de l'entrefer sur les performances d'un circuit magnétique. Lorsque le ratio géométrique y_0/x_0 augmente, le volume V_0 augmente, les fuites et la réluctance du circuit augmentent (donc H_0 diminue) et le champ démagnétisant diminue H_d . Au final, les géométries d'entrefer optimisant la quantité d'aimants utilisées sont celles avec les entrefers les plus grands. Cependant, la valeur du ratio géométrique y_0/x_0 est limitée par le cahier des charges qui impose un écart de température ΔT . Nous avons enfin étudié l'effet des pièces polaires sur le champ démagnétisant dans le régénérateur. Nous travaillons actuellement à la conception et au dimensionnement d'une structure d'aimants innovante pour la réfrigération magnétique, sur la base de ces réflexions.

Plusieurs entreprises se sont d'ores et déjà lancées dans l'aventure. Vacuumschmelze (Allemagne), Erasteel (France) et McPhy Energy (France) travaillent à l'élaboration et la mise en forme de nouveaux matériaux magnéto-caloriques. Cooltech Applications (France), Astronautics Corporation of America (États-Unis), Camfridge (Royaume-Uni) et Chubu Electric Power (Japon) développent de nouveaux prototypes de réfrigération magnétique. La présence de Samsung (Corée) à la dernière conférence sur la réfrigération magnétique témoigne de l'intérêt des grands groupes industriels pour cette technologie qui pourrait déboucher sur des applications industrielles dans les prochaines années. Parmi les appli-

cations possibles, on retrouve la réfrigération, la climatisation [Kawanami *et al.*, 2006] [Russek et Zimm, 2006], la liquéfaction de gaz [Zhang *et al.*, 2000] et les micro-systèmes [Kim *et al.*, 2007] [Love *et al.*, 2004].

Conclusion générale et perspectives

Cette thèse porte sur l'étude de la réfrigération magnétique pour des applications à température ambiante. Elle s'est déroulée au laboratoire G2Elab en partenariat avec l'entreprise Cooltech Applications. Ce travail a donc abordé des aspects aussi bien fondamentaux que pratiques. Les recherches sur la réfrigération magnétique ont été initiées au G2Elab en 2002. L'année suivante, la société Cooltech Applications a été créée. Depuis cette date plusieurs thèses se sont déroulées au sein du G2Elab sur cette thématique, avec pour principales réalisations la fabrication de deux prototypes de réfrigération magnétique à température ambiante. Ce travail de thèse s'est intéressé à la modélisation et à la conception des systèmes de réfrigération magnétique, pour pouvoir réaliser des prototypes plus performants.

∴

Un des points les plus importants abordé durant cette thèse, et qui faisait défaut jusque là, a été de définir ce qu'était un système performant. Nous avons donc analysé de façon critique les critères présentés dans la littérature, puis défini un jeu de cinq critères représentatifs des performances d'un système de réfrigération magnétique. Le premier critère est l'efficacité, représentée par le *coefficient de performance* (qu'il est possible de dissocier en un coefficient de performance magnétique et un coefficient de performance thermique pour l'étude respective du circuit magnétique et du circuit thermohydraulique). Le second critère est le *coût par unité de puissance froide*. Il représente l'intérêt économique d'un système. Le troisième critère est la *compacité* (densité volumique de puissance froide), qui est importante pour les applications domestiques et embarquées (automobiles, aéronautiques, aérospatiales, ...). Le quatrième critère est la *puissance spécifique* (densité massique de puissance froide), qui est primordiale pour les applications embarquées. Le dernier critère est la *durée de vie* du système. Pour qu'un système ait une longue durée de vie, il faut que les forces et/ou couples s'exerçant lors des phases d'aimantation et désaimantation du régénérateur soient les plus faibles possible (afin d'éviter une rupture mécanique). En première approximation, ce critère est donc traduit par les forces (ou couples) maximales s'exerçant sur les pièces mobiles.

Nous avons aussi travaillé sur la modélisation thermique des régénérateurs magnétiques actifs. Nous avons développé un modèle numérique transitoire 1D d'un régénérateur, et nous l'avons implémenté par la méthode des différences finies. Ce modèle se veut plus complet que le modèle développé précédemment au G2Elab. Il prend en compte la conduction dans le solide, les propriétés magnétocaloriques $c_{ps}(T, H)$ et $\left(\frac{\partial T_s}{\partial H}\right)$, ainsi que des cycles de réfrigération magnétique complexes. Nous avons vérifié la validité du modèle par plusieurs méthodes (convergence en maillage, indépendance de la solution par rapport aux conditions initiales, validation avec une solution analytique en fonctionnement passif). Le comportement du régénérateur en transitoire est bien décrit par le modèle et permet de distinguer les quatre phases du cycle de réfrigération. Nous avons ensuite réalisé une étude paramétrique du régénérateur à l'état stationnaire et mis en évidence l'influence de plusieurs facteurs sur la puissance froide et l'écart de température. L'*Utilisation* ϕ , le *Nombre*

d'Unités de Transferts NTU , la conductivité thermique dans le solide et le cycle de réfrigération impactent fortement les performances du régénérateur. Les résultats numériques sont en accord qualitatif avec les mesures. Cependant, d'un point de vue quantitatif, le modèle surestime les performances du prototype d'environ 40%, principalement à cause des défauts d'isolation thermique du prototype.

Nous avons fait une revue des structures d'aimants utilisées dans les systèmes de réfrigération magnétique. On peut regrouper ces structures en trois catégories : les circuits magnétiques simples, les assemblages de type Halbach et les structures magnétiques complexes. Afin de réaliser une comparaison effective, nous avons modélisé les six structures les plus représentatives en 3D et calculé les critères de performance définis précédemment. Nous avons mis en évidence que les structures les plus compactes étaient celles contenant la masse relative de matériau magnéto-calorique la plus importante. Les structures les moins chères sont premièrement celles contenant la masse relative de fer la plus importante, puis celles contenant la masse relative de matériau magnéto-calorique la plus importante. Il existe donc un compromis à faire entre le coût et la compacité. La force maximum et le COP_{mag} sont fortement liées à la géométrie de la structure. Certaines structures compensent mieux les forces motrices et résistantes que d'autres. Il faut noter qu'aucune des structures d'aimants étudiées ne remplit les cinq critères de performance, ce qui nous a amené à réfléchir sur la conception des systèmes de réfrigération magnétique.

Le reste de ce travail concerne la conception des systèmes de réfrigération magnétique. Nous avons d'abord étudié les différentes possibilités pour créer un champ magnétique intense et variable tout en minimisant les forces et couples magnétostatiques. En particulier, nous avons évalué l'intérêt des concentrateurs de flux. Nous avons calculé l'effet du champ démagnétisant dans des réseaux complexes d'objets (qui peuvent être utilisés comme régénérateurs). Nous avons aussi étudié l'impact de la géométrie de l'entrefer dans lequel est placé le régénérateur. Nous avons enfin étudié l'effet des pièces polaires sur le champ démagnétisant dans les régénérateurs. Ces résultats servent actuellement de base pour la conception d'une structure d'aimants innovante pour la réfrigération magnétique.

∴

Suite à ce travail, plusieurs axes de recherche se dessinent. Concernant la modélisation thermique des régénérateurs, il semble indispensable d'utiliser des propriétés magnéto-caloriques mesurées plutôt que les propriétés calculées avec le modèle de Weiss-Debye-Sommerfeld. Cependant, à l'heure actuelle une incertitude subsiste sur la cohérence des différentes méthodes de mesures. Les travaux de normalisation des méthodes de caractérisation, initiés par Russek suite à la conférence Thermag IV, devraient apporter une réponse à ce problème. Pour obtenir une meilleure adéquation entre modèle et mesures, il est nécessaire d'améliorer l'isolation thermique du prototype et de rajouter un terme de pertes dans le modèle. Il serait intéressant d'utiliser le modèle numérique développé au cours de la thèse pour étudier les régénérateurs multi-couches qui semblent devoir être la norme dans les années à venir. Pour compléter l'étude des performances des régénérateurs, il faudrait calculer les pertes de charges et le COP_{th} . Il faudrait aussi réaliser une comparaison de différentes géométries de régénérateurs (empilement de sphères, nid d'abeille, réseaux de tubes, ...). Enfin, il serait utile d'appliquer la méthode des plans d'expérience, initiée par Housseem Bouchekara pour optimiser la géométrie et le cycle de fonctionnement des régénérateurs.

Concernant les structures d'aimants, nous avons fait l'hypothèse que le matériau magnéto-calorique était équivalent à un matériau isotrope de perméabilité relative $\mu_r = 2$. Cette hypothèse permet de réaliser des simulations magnétostatiques indépendamment d'un cycle de réfrigération. Il serait toutefois intéressant d'implémenter l'effet magnéto-

calorique dans le logiciel FLUX[®]. Cela permettrait de simuler précisément les forces et couples d'un prototype donné en fonction de la variation de l'aimantation $M(T, H)$, pour un cycle thermique déterminé. Si les aimants ferrites seuls ne permettent pas d'atteindre des puissances spécifiques suffisamment élevées, des structures alliant aimants permanents et aimants ferrites méritent d'être étudiées.

Nous espérons aboutir prochainement à la conception et au dimensionnement d'une nouvelle structure d'aimants pour la réfrigération magnétique. Nous espérons aussi qu'un prototype utilisant cette structure d'aimants sera réalisé suite à cette thèse et que des essais permettront de valider les performances prédites par simulation numérique. Lors de la réalisation il faut apporter le plus grand soin à l'isolation thermique du prototype d'une part, et à la réalisation des régénérateurs à plaques d'autre part (espacement et planéité). Enfin, il faut vérifier que la compensation des forces est aussi efficace que prévu.

Bibliographie

- [ISO, 1993] (1993). *Quantities and Units*. ISO standards handbooks. International Organization for Standardization, Geneva, 3rd édition. ISBN 92-67-10185-4.
- [Abele, 1993] ABELE, M. G. (1993). *Structures of Permanent Magnets : Generation of Uniform Fields*. John Wiley & Sons, New York. ISBN 0-471-59112-2.
- [Aharoni, 1998] AHARONI, A. (1998). Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms. *J. Appl. Phys.*, 83(6):3432–3434. doi :10.1063/1.367113.
- [Allab, 2008] ALLAB, F. (2008). *Etude et conception d'un dispositif de réfrigération magnétique basé sur l'effet magnétocalorique géant*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble. tel-00373845.
- [Allab et al., 2005] ALLAB, F., KEDOUS-LEBOUC, A., FOURNIER, J. M. et YONNET, J. P. (2005). Numerical modeling for active magnetic regenerative refrigeration. *IEEE Trans. Magn.*, 41(10):3757–3759. doi :10.1109/TMAG.2005.854757.
- [Balli et al., 2010] BALLI, M., SARI, O., MAHMED, C., BESSON, C., BONHOTE, P., DUC, D. et FORCHELET, J. (2010). A pre-industrial magnetic cooling system for room-temperature applications. In *Proc. Fourth IIF-IIR International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature*, pages 313–322, Baotou, China.
- [Barclay, 1982] BARCLAY, J. A. (1982). The theory of an active magnetic regenerative refrigerator. Rapport technique LA-UR-82-1792, Los Alamos National Laboratory.
- [Barclay, 1983] BARCLAY, J. A. (1983). Wheel-type magnetic refrigerator. U.S. Patent No. 4,408,463.
- [Barclay, 1988] BARCLAY, J. A. (1988). Magnetic refrigeration - A review of a developing technology. *Adv. Cryog. Eng.*, 33:719–731.
- [Barclay et Steyert Jr., 1982] BARCLAY, J. A. et STEYERT JR., W. A. (1982). Active magnetic regenerator. U.S. Patent No. 4,332,135.
- [Bean et Rodbell, 1962] BEAN, C. P. et RODBELL, D. S. (1962). Magnetic disorder as a first-order phase transformation. *Phys. Rev.*, 126(1):104–115. doi :10.1103/PhysRev.126.104.
- [Bearmann, 1983] BEARMANN, H. (1983). Switchable permanent magnetic holding device. U.S. Patent No. 457,881.
- [Bejan, 2006] BEJAN, A. (2006). *Advanced Engineering Thermodynamics*. John Wiley & Sons, Hoboken, 3rd édition. ISBN 0-471-67763-5.
- [Bisio et al., 1999] BISIO, G., RUBATTO, G. et SCHIAPPARELLI, P. (1999). Magnetic systems depending on three or two variables; thermodynamic analysis and some existing and possible applications. *Energy Convers. Manage.*, 40(12):1267–1286. doi :10.1016/S0196-8904(99)00016-3.
- [Bjørk et al., 2008] BJØRK, R., BAHL, C. R. H., SMITH, A. et PRYDS, N. (2008). Optimization and improvement of Halbach cylinder design. *J. Appl. Phys.*, 104(1):013910.1–013910.9. doi :10.1063/1.2952537.

- [Bjørk *et al.*, 2009] BJØRK, R., BAHL, C. R. H., SMITH, A. et PRYDS, N. (2009). On the optimal magnet design for magnetic refrigeration. *In Proc. Third IIF-IIR International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature*, pages 473–480, Des Moines, USA.
- [Blumenfeld *et al.*, 2002] BLUMENFELD, P. E., PRENGER, F. C., STERNBERG, A. et ZIMM, C. (2002). High temperature superconducting magnetic refrigeration. *Adv. Cryog. Eng.*, 47(1):1019–1026. doi :10.1063/1.1472124.
- [Bohigas *et al.*, 2000] BOHIGAS, X., MOLINS, E., ROIG, A., TEJADA, J. et ZHANG, X. X. (2000). Room-temperature magnetic refrigerator using permanent magnets. *IEEE Trans. Magn.*, 36(3):538–544. doi :10.1109/20.846216.
- [Bouchard *et al.*, 2009] BOUCHARD, J., NESREDDINE, H. et GALANIS, N. (2009). Model of a porous regenerator used for magnetic refrigeration at room temperature. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 52(5-6):1223–1229. doi :10.1016/j.ijheatmasstransfer.2008.08.031.
- [Boucekara *et al.*, 2009] BOUCHEKARA, H., KEDOUS-LEBOUC, A., DUPUIS, C. et YONNET, J. P. (2009). Electromagnetic analysis of a multipole field source for a magnetic refrigeration system. *In Proc. Third IIF-IIR International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature*, pages 401–407, Des Moines, USA.
- [Boucekara, 2008] BOUCHEKARA, H. R. (2008). *Recherche sur les systèmes de réfrigération magnétique. Modélisation numérique, conception et optimisation*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble. tel-00331526.
- [Brissonneau, 1997] BRISSONNEAU, P. (1997). *Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique*. Hermès, Paris. ISBN 2-86601-579-7.
- [Brown, 1976] BROWN, G. V. (1976). Magnetic heat pumping near room temperature. *J. Appl. Phys.*, 47(8):3673–3680. doi :10.1063/1.323176.
- [Brown, 1978] BROWN, G. V. (1978). Magnetic heat pumping. U.S. Patent No. 4,069,028.
- [Brown, 1981] BROWN, G. V. (1981). Basic principles and possible configurations of magnetic heat pumps. *ASHRAE Trans.*, 87(4):783–793.
- [Bruck, 2005] BRUCK, E. (2005). Developments in magnetocaloric refrigeration. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 38(23):R381–R391. doi :10.1088/0022-3727/38/23/R01.
- [Carpetis, 1994] CARPETIS, C. (1994). An assessment of the efficiency and refrigeration power of magnetic refrigerators with ferromagnetic refrigerants. *Adv. Cryog. Eng.*, 39(B):1407–1415.
- [Chell et Zimm, 2006] CHELL, J. et ZIMM, C. B. (2006). Permanent magnet assembly. U.S. Patent No. 7,148,777.
- [Chen *et al.*, 1991] CHEN, D.-X., BRUG, J. A. et GOLDFARB, R. B. (1991). Demagnetizing factors for cylinders. *IEEE Trans. Magn.*, 27(4):3601–3619. doi :10.1109/20.102932.
- [Chen *et al.*, 2006] CHEN, D. X., PARDO, E. et SANCHEZ, A. (2006). Fluxmetric and magnetometric demagnetizing factors for cylinders. *J. Magn. Magn. Mater.*, 306(1): 135–146. doi :10.1016/j.jmmm.2006.02.235.
- [Chen *et al.*, 1992] CHEN, F. C., MURPHY, R. W., MEI, V. C. et CHEN, G. L. (1992). Thermodynamic analysis of four magnetic heat-pump cycles. *J. Eng. Gas Turb. Power*, 114(4):715–720. doi :10.1115/1.2906647.
- [Clot, 2002] CLOT, P. (2002). Réfrigération Magnétique. Mémoire de D.E.A., INP Grenoble.
- [Clot *et al.*, 2003] CLOT, P., VIALLET, D., ALLAB, F., KEDOUS-LEBOUC, A., FOURNIER, J. M. et YONNET, J. P. (2003). A magnet-based device for active magnetic regenerative refrigeration. *IEEE Trans. Magn.*, 39(5):3349–3351. doi :10.1109/TMAG.2003.816253.

- [Coqblin, 1977] COQBLIN, B. (1977). *The Electronic Structure of Rare-Earth Metals and Alloys : the Magnetic Heavy Rare-Earths*. Academic Press, London. ISBN 0-12-188150-4.
- [Couderschon, 1998] COUDERCHON, G. (1998). Alliages magnétiques doux. *Tech. Ing.*, (M 350):1–32.
- [Coulomb, 2010] COULOMB, D. (2010). Thermag IV conference forward. *In Proc. Fourth IIF-IIR International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature*, pages 3–4, Baotou, China.
- [Cross *et al.*, 1988] CROSS, C. R., BARCLAY, J. A., DEGREGORIA, A. J. et JAEGER, S. R. a. (1988). Optimal temperature-entropy curves for magnetic refrigeration. *Adv. Cryog. Eng.*, 33:767–775.
- [Cugat *et al.*, 1994] CUGAT, O., HANSON, P. et COEY, J. M. D. (1994). Permanent magnet variable flux sources. *IEEE Trans. Magn.*, 30(6):4602–4604. doi :[10.1109/20.334162](https://doi.org/10.1109/20.334162).
- [Dan'kov *et al.*, 1997] DAN'KOV, S. Y., PECHARSKY, V. K. et GSCHNEIDNER JR., K. A. (1997). Experimental device for studying the magnetocaloric effect in pulse magnetic fields. *Rev. Sci. Instrum.*, 57:2432–2437. doi :[10.1063/1.1148057](https://doi.org/10.1063/1.1148057).
- [Darby, 1951] DARBY (1951). Experiments on the production of very low temperatures by two-stage demagnetization. *Proc. Phys. Soc. A*, 64(10):861. doi :[10.1088/0370-1298/64/10/301](https://doi.org/10.1088/0370-1298/64/10/301).
- [Daunt et Heer, 1949] DAUNT, J. G. et HEER, C. V. (1949). Addendum : Heat flow in metals below 1 °K and a new method for magnetic cooling. *Phys. Rev.*, 46(7):985–986. doi :[10.1103/PhysRev.76.985](https://doi.org/10.1103/PhysRev.76.985).
- [de Hass *et al.*, 1934] de HASS, W. J., WIERSMA, E. C. et KRAMERS, H. A. (1934). Experiments on adiabatic cooling of paramagnetic salts in magnetic fields. *Physica*, 1(1-6):1–13. doi :[10.1016/S0031-8914\(34\)90002-1](https://doi.org/10.1016/S0031-8914(34)90002-1).
- [Debye, 1926] DEBYE, P. (1926). Einige bemerkungen zur magnetisierung bei tiefer temperatur. *Ann. Phys. (Berlin)*, 81:1154–1160. doi :[10.1002/andp.19263862517](https://doi.org/10.1002/andp.19263862517).
- [DeGregoria, 1992] DEGREGORIA, A. J. (1992). Modeling the active magnetic regenerator. *Adv. Cryog. Eng.*, 37(B):867–873.
- [DeGregoria *et al.*, 1990] DEGREGORIA, A. J., BARCLAY, J. A., CLAYBAKER, P. J., JAEGER, S. R., KRAL, S. F., PAX, R. A., ROWE, J. R. et ZIMM, C. B. (1990). Preliminary design of a 100 W 1.8 K to 4.7 K regenerative magnetic refrigerator. *Adv. Cryog. Eng.*, 35(B):1125–1131.
- [DeGregoria *et al.*, 1992] DEGREGORIA, A. J., FEULING, L. J., LAATSCH, J. F., ROWE, J. R., TRUEBLOOD, J. R. et WANG, A. A. (1992). Test results of an active magnetic regenerative refrigerator. *Adv. Cryog. Eng.*, 37B(B):875–882.
- [Dikeos *et al.*, 2006] DIKEOS, J., ROWE, A. et TURA, A. (2006). Numerical analysis of an active magnetic regenerator (AMR) refrigeration cycle. *Adv. Cryog. Eng.*, 823(1):993–1000. doi :[10.1063/1.2202512](https://doi.org/10.1063/1.2202512).
- [Duffourd, 2001] DUFFOURD, S. (2001). *Réfrigérateur thermoacoustique : études analytiques et expérimentales en vue d'une miniaturisation*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
- [Dupuis, 2009] DUPUIS, C. (2009). *Matériaux à effet magnétocalorique géant et systèmes de réfrigération magnétique*. Thèse de doctorat, Institut Polytechnique de Grenoble. tel-00566193.

- [Dupuis *et al.*, 2009] DUPUIS, C., VIALLE, A. J., LEGAIT, U., KEDOUS-LEBOUC, A. et RONCHETTO, D. (2009). New investigations in magnetic refrigeration device, AMR cycle and refrigerant bed performance evaluation. *In Proc. Third IIF-IIR International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature*, pages 437–442, Des Moines, USA.
- [Edison, 1892] EDISON, T. (1892). Pyromagnetic generator. U.S. Patent No. 476,983.
- [Engelbrecht, 2007] ENGELBRECHT, K. L. (2007). Comparing modelling predictions to experimental data for active magnetic regeneration refrigeration systems. *In Proc. Second IIF-IIR International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature*, pages 349–357, Portoroz, Slovenia.
- [Engelbrecht *et al.*, 2005] ENGELBRECHT, K. L., NELLIS, G. F. et KLEIN, S. A. (2005). A numerical model of an active magnetic regenerator refrigeration system. *Cryocoolers*, 13:471–480. doi :10.1007/0-387-27533-9-60.
- [Foldeaki *et al.*, 1995] FOLDEAKI, M., CHAHINE, R. et BOSE, T. K. (1995). Magnetic measurements : A Powerful tool in magnetic refrigerator design. *J. Appl. Phys.*, 77(7): 3528–3537. doi :10.1063/1.358648.
- [Foldeaki *et al.*, 1997] FOLDEAKI, M., SCHNELLE, W., GMELIN, E., BENARD, P., KOSZEGI, B., GIGUERE, A., CHAHINE, R. et BOSE, T. K. (1997). Comparison of magnetocaloric properties from magnetic and thermal measurements. *J. Appl. Phys.*, 82(1):309–316. doi :10.1063/1.365813.
- [Giauque, 1927] GIAUQUE, W. F. (1927). A thermodynamic treatment of certain magnetic effects. A proposed method of producing temperatures considerably below 1° absolute. *J. Am. Chem. Soc.*, 49(8):1864–1870. doi :10.1021/ja01407a003.
- [Giauque et McDougall, 1933] GIAUQUE, W. F. et MCDUGALL, D. P. (1933). Attainment of Temperatures Below 1° Absolute by Demagnetization of $Gd_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$. *Phys. Rev.*, 43:768. doi :10.1103/PhysRev.43.768.
- [Green *et al.*, 1990] GREEN, G., CHAFE, J., STEVENS, J. et HUMPHREY, J. (1990). A gadolinium-terbium active regenerator. *Adv. Cryog. Eng.*, 35(B):1165–1174.
- [Griffel *et al.*, 1954] GRIFFEL, M., SKOCHDOPOLE, R. E. et SPEDDING, F. H. (1954). The heat capacity of gadolinium from 15 to 355°K. *Phys. Rev.*, 93(4):657–661. doi :10.1103/PhysRev.93.657.
- [Gschneidner Jr. et Pecharsky, 2008] GSCHNEIDNER JR., K. et PECHARSKY, V. (2008). Thirty years of near room temperature magnetic cooling : Where we are today and future prospects. *Int. J. Refrigeration*, 31(6):945–961. doi :10.1016/j.ijrefrig.2008.01.004.
- [Gschneidner Jr. et Pecharsky, 2000] GSCHNEIDNER JR., K. A. et PECHARSKY, V. K. (2000). Magnetocaloric materials. *Annu. Rev. Mater. Sci.*, 30:387–429. doi :10.1146/annurev.matsci.30.1.387.
- [Gschneidner Jr. *et al.*, 2005] GSCHNEIDNER JR., K. A., PECHARSKY, V. K. et TSOKOL, A. O. (2005). Recent developments in magnetocaloric materials. *Rep. Prog. Phys.*, 68(6):1479–1539. doi :10.1088/0034-4885/68/6/R04.
- [Halbach, 1980] HALBACH, K. (1980). Design of permanent multipole magnets with oriented rare-earth cobalt material. *Nuclear Instruments & Methods*, 169(1):1–10. doi :10.1016/0029-554X(80)90094-4.
- [Heer *et al.*, 1954] HEER, C., BARNES, C. et DAUNT, J. (1954). The design and operation of a magnetic refrigerator for maintaining temperatures below 1°K. *Rev. Sci. Instr.*, 25(11):1088–1098. doi :10.1063/1.1770944.

- [Heer *et al.*, 1953] HEER, C. V., BARNES, C. B. et DAUNT, J. G. (1953). Magnetic refrigerator for maintaining temperatures below 1°K. *Phys. Rev.*, 91(2):412–413. doi :10.1103/PhysRev.91.412.2.
- [Heer et Daunt, 1949] HEER, C. V. et DAUNT, J. G. (1949). Heat flow in metals below 1 °K and a new method for magnetic cooling. *Phys. Rev.*, 76(6):854–855. doi :10.1103/PhysRev.76.854.2.
- [Hirano *et al.*, 2002] HIRANO, N., NAGAYA, S., TAKAHASHI, M., KURIYAMA, T., ITO, K. et NOMURA, S. (2002). Development of magnetic refrigerator for room temperature application. *Adv. Cryog. Eng.*, 47(B):1027–1034. doi :10.1063/1.1472125.
- [Hu *et al.*, 2001] HU, F., SHEN, B., SUN, J., CHENG, Z., RAO, G. et ZHANG, X. (2001). Influence of negative lattice expansion and metamagnetic transition on magnetic entropy change in the compound LaFe_{11.4}Si_{1.6}. *Appl. Phys. Lett.*, 78(23):3675–3677. doi :10.1063/1.1375836.
- [Hu et Xiao, 1995] HU, J. C. et XIAO, J. H. (1995). New method for analysis of active magnetic regenerator in magnetic refrigeration at room-temperature. *Cryogenics*, 35(2): 101–104. doi :10.1016/0011-2275(95)92877-U.
- [Jacobs, 2009] JACOBS, S. (2009). Modeling and optimal design of a multilayer active magnetic refrigeration system. In *Proc. Third IIF-IIR International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature*, pages 267–273, Des Moines, USA.
- [Jacobsson et Sundqvist, 1989] JACOBSSON, P. et SUNDQVIST, B. (1989). Thermal conductivity and electrical resistivity of gadolinium as functions of pressure and temperature. *Phys. Rev. B*, 40(14):9541–9551. doi :10.1103/PhysRevB.40.9541.
- [Janna, 2000] JANNA, W. S. (2000). *Engineering Heat Transfer*. CRC Press, Boca Raton, 2nd édition. ISBN 0-8493-2126-3.
- [Kawanami *et al.*, 2006] KAWANAMI, T., CHIBA, K., SAKURAI, K. et IKEGAWA, M. (2006). Optimization of a magnetic refrigerator at room temperature for air cooling systems. *Int. J. Refrigeration*, 29(8):1294–1301. doi :10.1016/j.ijrefrig.2006.07.018.
- [Kedous-Lebouc, 2006] KEDOUS-LEBOUC, A. (2006). *Matériaux magnétiques en génie électrique*, volume 1 & 2. Lavoisier, Paris. ISBN 2-7462-1461-X.
- [Kenfaui, 2010] KENFAUI, D. (2010). *Etude des propriétés mécaniques et thermoélectriques des matériaux Ca₃Co₄O₉ texturés pour la conversion d'énergie*. Thèse de doctorat, Université de Caen. tel-00547858.
- [Kim *et al.*, 2007] KIM, S., GHIRLANDA, S., ADAMS, C., BETHALA, B., SAMBANDAM, S. N. et BHANSALI, S. (2007). Design, fabrication and thermal characterization of a magnetocaloric microcooler. *Int. J. Energ. Res.*, 31(6-7):717–727. doi :10.1002/er.1287.
- [Kirol et Dacus, 1988] KIROL, L. D. et DACUS, M. W. (1988). Rotary recuperative magnetic heat pump. *Adv. Cryog. Eng.*, 33:757–765.
- [Kitanovski *et al.*, 2006] KITANOVSKI, A., EGOLF, P. W. et SARI, O. (2006). Method and device for the generation of cold and heat by magneto-calorific effect. U.S. Patent No. 2006/0080979 A1.
- [Kittel, 2005] KITTEL, C. (2005). *Introduction to Solid State Physics*. John Wiley & Sons, New York, 8th édition. ISBN 0-471-41526-8.
- [Kurti et Simon, 1934] KURTI, N. et SIMON, F. (1934). Production of very low temperatures by the magnetic method : Supraconductivity of cadmium. *Nature*, 133:907–908. doi :10.1038/133907b0.
- [Langevin, 1905] LANGEVIN (1905). Magnétisme et théorie des électrons. *Ann. Chim. et Phys.*, 8:70–127.

- [Lebouc *et al.*, 2005] LÉBOUC, A., ALLAB, F., FOURNIER, J. M. et YONNET, J. P. (2005). Réfrigération magnétique. *Tech. Ing.*, (RE 28-1):1–16.
- [Lechevallier *et al.*, 2007] LECHEVALLIER, L., LE BRETON, J.-M., TENAUD, P., MOREL, A. et BRASSARD, S. (2007). Aimants permanents - Applications et perspectives. *Tech. Ing.*, (D 2 102):1–17.
- [Lee *et al.*, 2002] LEE, S. J., KENKEL, J. M., PECHARSKY, V. K. et JILES, D. C. (2002). Permanent magnet array for the magnetic refrigerator. *J. Appl. Phys.*, 91(10):8894–8896. doi :[10.1063/1.1451906](https://doi.org/10.1063/1.1451906).
- [Legait, 2011] LEGAIT, U. (2011). *Caractérisation et modélisation magnétothermique appliquée à la réfrigération magnétique*. Thèse de doctorat, Université de Grenoble. tel-[00612428](https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00612428).
- [Leprince-Ringuet, 1994] LEPRINCE-RINGUET, F. (1994). Matériaux ferromagnétiques usuels. *Tech. Ing.*, (K 718):1–15.
- [Leupold *et al.*, 1988] LEUPOLD, H. A., POTENZIANI II, E. et ABELE, M. G. (1988). Applications of yokeless flux confinement. *J. Appl. Phys.*, 64(10):5994–5996. doi :[10.1063/1.342148](https://doi.org/10.1063/1.342148).
- [Li *et al.*, 2006] LI, P., GONG, M. Q., YAO, G. H. et WU, J. F. (2006). A practical model for analysis of active magnetic regenerative refrigerators for room temperature applications. *Int. J. Refrigeration*, 29(8):1259–1266. doi :[10.1016/j.ijrefrig.2006.07.021](https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2006.07.021).
- [Lide, 2008] LIDE, D. (2008). *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press, 89th édition. ISBN 1-4200-6679-X.
- [Liu et Sun, 2007] LIU, G. et SUN, J. (2007). Determination of the entropy changes in the compounds with a first-order magnetic transition. *Appl. Phys. Lett.*, 90(3):032507.1–032507.3. doi :[10.1063/1.2425033](https://doi.org/10.1063/1.2425033).
- [Liu et Yu, 2011] LIU, M. et YU, B. (2011). Numerical investigations on internal temperature distribution and refrigeration performance of reciprocating active magnetic regenerator of room temperature magnetic refrigeration. *Int. J. Refrigeration*, 34(3):617–627. doi :[10.1016/j.ijrefrig.2010.12.003](https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2010.12.003).
- [Love *et al.*, 2004] LOVE, L. J., JANSEN, J. F., MCKNIGHT, T. E., ROH, Y. et PHELPS, T. J. (2004). A magnetocaloric pump for microfluidic applications. *IEEE Trans. Nanobiosci.*, 3(2):101–110. doi :[10.1109/TNB.2004.828265](https://doi.org/10.1109/TNB.2004.828265).
- [Lu *et al.*, 2005] LU, D. W., XU, X. N., WU, H. B. et JIN, X. (2005). A permanent magnet magneto-refrigerator study on using gd/gd-si-ge/gd-si-ge-ga alloys. In *Proc. First IIF-IIR International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature*, pages 291–296, Montreux, Switzerland.
- [Manosa *et al.*, 2010] MANOSA, L., GONZALEZ-ALONSO, D., PLANES, A., BONNOT, E., BARRIO, M., TAMARIT, J. L., AKSOY, S. et ACET, M. (2010). Giant solid-state barocaloric effect in the Ni-Mn-In magnetic shape-memory alloy. *Nat. Mater.*, 9(6):478–481. doi :[10.1038/nmat2731](https://doi.org/10.1038/nmat2731).
- [Matsumoto et Hashimoto, 1990] MATSUMOTO, K. et HASHIMOTO, T. (1990). Thermodynamic analysis of magnetically active regenerator from 30 to 70 K with a Brayton-like cycle. *Cryogenics*, 30(10):840–845. doi :[10.1016/0011-2275\(90\)90184-E](https://doi.org/10.1016/0011-2275(90)90184-E).
- [McMichael *et al.*, 1993] MCMICHAEL, R. D., RITTER, J. J. et SHULL, R. D. (1993). Enhanced magnetocaloric effect in $Gd_3Ga_{5-x}Fe_xO_{12}$. *J. Appl. Phys.*, 73(10):6946–6948. doi :[10.1063/1.352443](https://doi.org/10.1063/1.352443).
- [Meunier *et al.*, 2005] MEUNIER, F., RIVET, P. et TERRIER, M. F. (2005). *Froid industriel*. Froid et Génie Climatique. DUNOD. ISBN 2-10-005301-9.

- [Minkowycz *et al.*, 2006] MINKOWYCZ, W. J., SPARROW, E. M. et MURTHY, J. Y. (2006). *Handbook of Numerical Heat Transfer*. John Wiley & Sons, Hoboken, 2nd édition. ISBN 0-471-34878-3.
- [Morrish, 1965] MORRISH, A. H. (1965). *The Physical Principles of Magnetism*. John Wiley & Sons, New York. ISBN 0-7803-6029-7.
- [Ni Mhiochain *et al.*, 1999] NI MHIOCHAIN, T. R., WEAIRE, D., MCMURRY, S. M. et COEY, J. M. D. (1999). Analysis of torque in nested magnetic cylinders. *J. Appl. Phys.*, 86(11):6412–6424. doi :[10.1063/1.371705](https://doi.org/10.1063/1.371705).
- [Nielsen *et al.*, 2009] NIELSEN, K. K., BAHL, C. R. H., SMITH, A., BJØRK, R., PRYDS, N. et HATTEL, J. (2009). Detailed numerical modeling of a linear parallel-plate Active Magnetic Regenerator. *Int. J. Refrigeration*, 32(6):1478–1486. doi :[10.1016/j.ijrefrig.2009.03.003](https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2009.03.003).
- [Nikitin *et al.*, 1985] NIKITIN, S. A., ANDREENKO, A. S., TISHIN, A. M., M., A. A. et A., Z. A. (1985). Magnetocaloric effect in heavy rare earth metals. *Phys. Met. Metallogr.*, 60(4):56–61.
- [Nikly et Muller, 2007] NIKLY, G. et MULLER, C. (2007). Technical and economical criteria to design and realize a magneto-caloric heat pump. *In Proc. Second IIF-IIR International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature*, pages 59–70, Portoroz, Slovenia.
- [Oesterreicher et Parker, 1984] OESTERREICHER, H. et PARKER, F. T. (1984). Magnetic cooling near Curie temperatures above 300 K. *J. Appl. Phys.*, 55(12):4334–4338. doi :[10.1063/1.333046](https://doi.org/10.1063/1.333046).
- [Okamura *et al.*, 2007] OKAMURA, T., RACHI, R., HIRANO, N. et NAGAYA, S. (2007). Improvement of 100 W class room temperature magnetic refrigerator. *In Proc. Second IIF-IIR International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature*, pages 377–382, Portoroz, Slovenia.
- [Okamura *et al.*, 2006] OKAMURA, T., YAMADA, K., HIRANO, N. et NAGAYA, S. (2006). Performance of a room-temperature rotary magnetic refrigerator. *Int. J. Refrigeration*, 29(8):1327–1331. doi :[10.1016/j.ijrefrig.2006.07.020](https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2006.07.020).
- [Oliveira *et al.*, 2009a] OLIVEIRA, P. A., TREVIZOLI, P. V., BARBOSA JR., J. R. et PRATA, A. T. (2009a). Numerical analysis of a reciprocating active magnetic regenerator - Part II : Performance analysis. *In Proc. Third IIF-IIR International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature*, pages 289–294, Des Moines, USA.
- [Oliveira *et al.*, 2009b] OLIVEIRA, P. A., TREVIZOLI, P. V., BARBOSA JR., J. R. et PRATA, A. T. (2009b). Numerical analysis of a reciprocative active magnetic regenerator - Part I : Fluid flow and heat transfer modeling. *In Proc. Third IIF-IIR International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature*, pages 283–288, Des Moines, USA.
- [Osborn, 1945] OSBORN, J. A. (1945). Demagnetizing factors of the general ellipsoid. *Phys. Rev.*, 97(11-12):351–357. doi :[10.1103/PhysRev.67.351](https://doi.org/10.1103/PhysRev.67.351).
- [Parker, 1990] PARKER, R. J. (1990). *Advances in Permanent Magnetism*. John Wiley & Sons. ISBN 0-471-82293-0.
- [Parlement Européen, 2009] PARLEMENT EUROPÉEN (2009). Règlement (CE) No 1005/2009 du parlement européen et du conseil du 16 septembre 2009 relatif à des substances qui appauvrissent la couche d’ozone. *Journal officiel de l’Union européenne*, L 286(CE 1005/2009):1–30.

- [Patankar, 1980] PATANKAR, S. V. (1980). *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Series in Computational and Physical Processes in Mechanics and Thermal Sciences. Hemisphere Publishing Corp., New York. ISBN 0-89116-522-3.
- [Pecharsky et Geschneidner Jr., 1997] PECHARSKY, V. K. et GESCHNEIDNER JR., K. A. (1997). Giant Magnetocaloric Effect in $\text{Gd}_5(\text{Si}_2\text{Ge}_2)$. *Phys. Rev. Lett.*, 78(23):4494–4497. doi :10.1103/PhysRevLett.78.4494.
- [Pecharsky et Gschneidner Jr., 1997] PECHARSKY, V. K. et GSCHNEIDNER JR., K. A. (1997). Tunable magnetic regenerator alloys with a giant magnetocaloric effect for magnetic refrigeration from 20 to 290 K. *Appl. Phys. Lett.*, 70(24):3299–3301. doi :10.1063/1.119206.
- [Pecharsky et Gschneidner Jr., 1999] PECHARSKY, V. K. et GSCHNEIDNER JR., K. A. (1999). Magnetocaloric effect from indirect measurements : Magnetization and heat capacity. *J. Appl. Phys.*, 86(1):565–575. doi :10.1063/1.370767.
- [Pecharsky et Gschneidner Jr., 2006] PECHARSKY, V. K. et GSCHNEIDNER JR., K. A. (2006). Advanced magnetocaloric materials : What does the future hold? *Int. J. Refrigeration*, 29(8):1239–1249. doi :10.1016/j.ijrefrig.2006.03.020.
- [Perkins, 1835] PERKINS, J. (1835). Apparatus for producing cold and cooling fluids. British Patent No. 6662.
- [Pernot *et al.*, 2010] PERNOT, G., STOFFEL, M., SAVIC, I., PEZZOLI, F., CHEN, P., SAVELLI, G., JACQUOT, A., SCHUMANN, J., DENKER, U., MÖNCH, I., DENEKE, C., SCHMIDT, O. G., RAMPNOUX, J. M., WANG, S., PLISSONNIER, M., RASTELLI, A. ., DILHAIRE, S. et MINGO, N. (2010). Precise control of thermal conductivity at the nanoscale through individual phonon-scattering barriers. *Nat. Mater.*, 9(6):491–495. doi :10.1038/nmat2752.
- [Petersen *et al.*, 2008a] PETERSEN, T. F., ENGELBRECHT, K., BAHL, C. R. H., ELMGAARD, B., PRYDS, N. et SMITH, A. (2008a). Comparison between a 1D and a 2D numerical model of an active magnetic regenerative refrigerator. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 41(10):105002.1–105002.8. doi :10.1088/0022-3727/41/10/105002.
- [Petersen *et al.*, 2008b] PETERSEN, T. F., PRYDS, N., SMITH, A., HATTEL, J., SCHMIDT, H. et KNUDSEN, H. J. H. (2008b). Two-dimensional mathematical model of a reciprocating room-temperature Active Magnetic Regenerator. *Int. J. Refrigeration*, 31(3):432–443. doi :10.1016/j.ijrefrig.2007.07.009.
- [Phan et Yu, 2007] PHAN, M. H. et YU, S. C. (2007). Review of the magnetocaloric effect in manganite materials. *J. Magn. Magn. Mater.*, 308(2):325–340. doi :10.1016/j.jmmm.2006.07.025.
- [Pratt Jr. *et al.*, 1977] PRATT JR., W., ROSENBLUM, S., STEYERT, W. et BARCLAY, J. (1977). A continuous demagnetization refrigerator operating near 2 K and a study of magnetic refrigerants. *Cryogenics*, 17(12):689–693. doi :10.1016/0011-2275(77)90225-9.
- [Rappaz *et al.*, 1998] RAPPAZ, M., BELLET, M. et DEVILLE, M. (1998). *Modélisation numérique en science et génie des matériaux*, volume 10 de *Traité des matériaux*. Presses polytechniques et universitaires romandes, Lausanne. ISBN 2-88074-365-6.
- [Richard *et al.*, 2004] RICHARD, M. A., ROWE, A. M. et CHAHINE, R. (2004). Magnetic refrigeration : Single and multimaterial active magnetic regenerator experiments. *J. Appl. Phys.*, 95(4):2146–2150. doi :10.1063/1.1643200.
- [Risser *et al.*, 2010] RISSER, M., VASILE, C., ENGEL, T., KEITH, B. et MULLER, C. (2010). Numerical simulation of magnetocaloric system behaviour for an industrial application. *Int. J. Refrigeration*, 33(5):973–981. doi :10.1016/j.ijrefrig.2010.02.004.

- [Rosca, 2010] ROSCA, M. (2010). *Matériaux de type $\text{LaFe}_{13-x}\text{Si}_x$ à fort pouvoir magnéto-calorique - Synthèse et optimisation de composés massifs et hypertextés, caractérisations fondamentales*. Thèse de doctorat, Université de Grenoble. [tel-](#).
- [Rosensweig, 2006] ROSENSWEIG, R. E. (2006). Refrigeration aspects of magnetic particle suspensions. *Int. J. Refrigeration*, 29(8):1250–1258. [doi :10.1016/j.ijrefrig.2006.03.021](#).
- [Rowe, 2009] ROWE, A. (2009). Performance metrics for active magnetic refrigerators. *In Proc. Third IIF-IIR International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature*, pages 195–204, Des Moines, USA.
- [Rowe et Tura, 2006] ROWE, A. et TURA, A. (2006). Experimental investigation of a three-material layered active magnetic regenerator. *Int. J. Refrigeration*, 29(8):1286–1293. [doi :10.1016/j.ijrefrig.2006.07.012](#).
- [Rowe et Barclay, 2002a] ROWE, A. M. et BARCLAY, J. A. (2002a). Design of an active magnetic regenerator test apparatus. *Adv. Cryog. Eng.*, 47:995–1002. [doi :10.1063/1.1472121](#).
- [Rowe et Barclay, 2002b] ROWE, A. M. et BARCLAY, J. A. (2002b). Static and dynamic force balancing in reciprocating active magnetic refrigerators. *Adv. Cryog. Eng.*, 613: 1003–1010. [doi :10.1063/1.1472122](#).
- [Russek *et al.*, 2010] RUSSEK, S. L., J. AURINGER, J., BOEDER, A., CHELL, J., JACOBS, S. et ZIMM, C. (2010). The performance of a rotary magnet magnetic refrigerator with layered beds. *In Proc. Fourth IIF-IIR International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature*, pages 339 – 349, Baotou, China.
- [Russek et Zimm, 2006] RUSSEK, S. L. et ZIMM, C. B. (2006). Potential for cost effective magnetocaloric air conditioning systems. *Int. J. Refrigeration*, 29(8):1366–1373. [doi :10.1016/j.ijrefrig.2006.07.019](#).
- [Sarlah *et al.*, 2006] SARLAH, A., KITANOVSKI, A., POREDOS, A., EGOLF, P. W., SARI, O., GENDRE, F. et BESSON, C. (2006). Static and rotating active magnetic regenerators with porous heat exchangers for magnetic cooling. *Int. J. Refrigeration*, 29(8):1332–1339. [doi :10.1016/j.ijrefrig.2006.07.013](#).
- [Schroeder *et al.*, 1990] SCHROEDER, E., GREEN, G. et CHAFE, J. (1990). Performance predictions of a magnetocaloric refrigerator using a finite element model. *Adv. Cryog. Eng.*, 35(B):1149–1155.
- [Schumann, 1929] SCHUMANN, T. E. W. (1929). Heat transfer : a liquid flowing through a porous prism. *J. Franklin Inst.*, 208:405–416. [doi :10.1016/S0016-0032\(29\)91186-8](#).
- [Shah et Sekulic, 2003] SHAH, R. K. et SEKULIC, D. P. (2003). *Fundamentals of Heat Exchanger Design*. John Wiley & Sons, Hoboken. ISBN 0-471-32171-0.
- [Shir *et al.*, 2005] SHIR, F., MAVRIPLIS, C., BENNETT, L. H. et DELLA TORRE, E. (2005). Analysis of room temperature magnetic regenerative refrigeration. *Int. J. Refrigeration*, 28(4):616–627. [doi :10.1016/j.ijrefrig.2004.08.015](#).
- [Siddikov *et al.*, 2005] SIDDIKOV, B. M., WADE, B. A. et SCHULTZ, D. H. (2005). Numerical simulation of the active magnetic regenerator. *Comput. Math. Appl.*, 49(9-10):1525–1538. [doi :10.1016/j.camwa.2004.07.026](#).
- [Skomski et Coey, 1999] SKOMSKI, R. et COEY, J. M. D. (1999). *Permanent Magnetism*. Studies in Condensed Matter Physics. Institute of Physics Publishing, Bristol. ISBN 0-7503-0478-2.
- [Smaïli et Chahine, 1998] SMAÏLI, A. et CHAHINE, R. (1998). Thermodynamic investigations of optimum active magnetic regenerators. *Cryogenics*, 38(2):247–252. [doi :10.1016/S0011-2275\(97\)00140-9](#).

- [Soda *et al.*, 2009] SODA, N., HORII, T. et KOBAYASHI, M. (2009). Magnetometric demagnetizing factors for various shapes of rotational symmetry. *IEEE Trans. Magn.*, 45(12):5289–5295. doi :10.1109/TMAG.2009.2023117 .
- [Steyert, 1978] STEYERT, W. A. (1978). Stirling-cycle rotating magnetic refrigerators and heat engines for use near room temperature. *J. Appl. Phys.*, 49(3):1216–1226. doi :10.1063/1.325009.
- [Tagliafico *et al.*, 2010] TAGLIAFICO, G., SCARPA, F. et CANEPA, F. (2010). A dynamic 1-d model for a reciprocating active magnetic regenerator ; influence of the main working parameters. *Int. J. Refrigeration*, 33(2):286–293. doi :10.1016/j.ijrefrig.2009.10.001.
- [Tagliafico *et al.*, 2006] TAGLIAFICO, L. A., SCARPA, F., CANEPA, F. et CIRAFICI, S. (2006). Performance analysis of a room temperature rotary magnetic refrigerator for two different gadolinium compounds. *Int. J. Refrigeration*, 29(8):1307–1317. doi :10.1016/j.ijrefrig.2006.07.017.
- [Tegus *et al.*, 2002] TEGUS, O., BRUCK, E., BUSCHOW, K. H. J. et de BOER, F. R. (2002). Transition-metal-based magnetic refrigerants for room-temperature applications. *Nature*, 415(6868):150–152. doi :10.1038/415150a.
- [Tesla, 1889] TESLA, N. (1889). Thermo-magnetic motor. U.S. Patent No. 396,121.
- [Thévenot, 1978] THÉVENOT, R. (1978). *Essai pour une histoire du froid artificiel dans le monde*. Institut International du Froid, Paris.
- [Tishin, 1990] TISHIN, A. M. (1990). Magnetocaloric effect in strong magnetic-fields. *Cryogenics*, 30(2):127–136. doi :10.1016/0011-2275(90)90258-E.
- [Tishin et Spichkin, 2003] TISHIN, A. M. et SPICHKIN, Y. I. (2003). *The Magnetocaloric Effect and its Applications*. Series in Condensed Matter Physics. Institute of Physics Publishing, Bristol. ISBN 0-750-30922-9.
- [Tura et Rowe, 2007] TURA, A. et ROWE, A. (2007). Design and testing of a permanent magnet magnetic refrigerator. *In Proc. Second IIF-IIR International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature*, pages 363–370, Portoroz, Slovenia.
- [Tusek *et al.*, 2010] TUSEK, J., SARLAH, A., ZUPAN, S., PREBIL, I., KITANOVSKI, A. et POREDOS, A. (2010). A numerical optimization of a packed bed amr. *In Proc. Fourth IIF-IIR International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature*, pages 425–435, Baotou, China.
- [U.S. Geological Survey, 2009] U.S. GEOLOGICAL SURVEY (2009). Mineral Commodity Summaries. <http://minerals.usgs.gov/minerals/pubs/commodity>.
- [van Geuns, 1966] van GEUNS, J. R. (1966). A study of a new magnetic refrigerating cycle. *Phillips Res. Rep. Suppl.*, 6(1).
- [Vasile et Muller, 2006] VASILE, C. et MULLER, C. (2006). Innovative design of a magnetocaloric system. *Int. J. Refrig.*, 29(8):1318–1326. doi :10.1016/j.ijrefrig.2006.07.016.
- [Wada et Tanabe, 2001] WADA, H. et TANABE, Y. (2001). Giant magnetocaloric effect of $\text{MnAs}_{1-x}\text{Sb}_x$. *Appl. Phys. Lett.*, 79(20):3302–3304. doi :10.1063/1.1419048.
- [Warburg, 1881] WARBURG, E. (1881). Magnetische Untersuchungen. I. Über einige Wirkungen der Coërcitivkraft. *Ann. Phys. (Berlin)*, 13:141–164.
- [Weiss et Forrer, 1926] WEISS, P. et FORRER, R. (1926). Aimantation et phénomène magnétocalorique du nickel. *Ann. Phys. (Paris)*, 5:153–213.
- [Weiss et Picard, 1918] WEISS, P. et PICARD, A. (1918). Sur un nouveau phénomène magnétocalorique. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences (Paris)*, 166:352–354.

- [Willmott, 1964] WILLMOTT, A. J. (1964). Digital computer simulation of a thermal regenerator. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 7(11):1291–1302. doi :10.1016/0017-9310(64)90069-9.
- [Willmott et Evans, 1998] WILLMOTT, A. J. et EVANS, D. J. (1998). Models for the single blow problem. Rapport technique, Department of Computer Science, University of York.
- [Xiao, 1992] XIAO, J. H. (1992). Thermoacoustic theory for cyclic flow regenerators. Part I : fundamentals. *Cryogenics*, 32(10):895–901. doi :10.1016/0011-2275(92)90356-F.
- [Yu et al., 2010] YU, B., LIU, M., EGOLF, P. et KITANOVSKI, A. (2010). A review of magnetic refrigerator and heat pump prototypes built before the year 2010. *Int. J. Refrigeration*, 33(6):1029–1060. doi :10.1016/j.ijrefrig.2010.04.002.
- [Zhang et al., 2000] ZHANG, L., SHERIF, S., DEGREGORIA, A., ZIMM, C. et VEZIROGLU, T. (2000). Design optimisation of a 0.1-ton/day active magnetic regenerative hydrogen liquefier. *Cryogenics*, 40(4-5):269–278. doi :10.1016/S0011-2275(00)00039-4.
- [Zheng et al., 2009] ZHENG, Z. G., YU, H. Y., ZHONG, X. C., ZENG, D. C. et LIU, Z. W. (2009). Design and performance study of the active magnetic refrigerator for room-temperature application. *Int. J. Refrigeration*, 32(1):78–86. doi :10.1016/j.ijrefrig.2008.06.004.
- [Zimm et al., 2007] ZIMM, C. B., AURINGER, J., BOEDER, A., CHELL, J., RUSSEK, S. L. et STERNBERG, A. (2007). Design and initial performance of a magnetic refrigerator with a rotating permanent magnet. *In Proc. Second IIF-IIR International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature*, pages 341–347, Portoroz, Slovenia.
- [Zimm et al., 1998] ZIMM, C. B., JASTRAB, A., STERNBERG, A., PECHARSKY, V., GSCHNEIDNER JR., K., OSBORNE, M. et ANDERSON, I. (1998). Description and performance of a near room temperature magnetic refrigerator. *Adv. Cryog. Eng.*, 43(B):1759–1766.

Annexe A

Liste des communications

Articles de revues internationales

International Journal of Refrigeration

ROUDAUT, J., KEDOUS-LEBOUC, A., YONNET, J.-P. ET MULLER, C. (2011). Numerical analysis of an active magnetic regenerator. *Int. J. Refrigeration*, 34(8) :1797-1804. doi :[10.1016/j.ijrefrig.2011.07.012](https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2011.07.012)

Proceedings de conférences internationales

Thermag III

ROUDAUT, J., BOUCHEKARA, H., KEDOUS-LEBOUC, A. ET COULOUMB, J.-L. (2009). Optimization of active magnetic regenerative refrigeration using design of experiments. *In Proc. Third IIF-IIR International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature*, pages 275-281, Des Moines, USA.

Thermag IV

ROUDAUT, J., KEDOUS-LEBOUC, A., YONNET, J.-P. ET MULLER, C. (2010). Numerical analysis of an active magnetic regenerator - A parametric study. *In Proc. Fourth IIF-IIR International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature*, pages 507-516, Baotou, China.

Thermag IV

ROUDAUT, J., YONNET, J.-P., KEDOUS-LEBOUC, A. ET MULLER, C. (2010). Comparison of magnetic field sources for magnetic refrigeration. *Fourth IIF-IIR International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature*, pages 497-506, Baotou, China.

REPM'10

ROUDAUT, J., YONNET, J.-P., KEDOUS-LEBOUC, A. ET MULLER, C. (2010). Permanent Magnet Sources for Magnetic Refrigeration. *21st Workshop on Rare-Earth Permanent Magnets and their Applications*, pages 86-89, Bled, Slovenia.

Communications orales

C-MAC'10

KEDOUS-LEBOUC, A., ROUDAUT, J., YONNET, J.-P., ET LEGAIT, U. (2010). Chal-

lenges for the implementation of magnetocaloric materials in cooling systems. *Commercialization and Market Access Congress*, Lake Buena Vista, USA.

EMM-FM 2011

KEDOUS-LEBOUC, A., FRUCHART, D., DUPUIS, C., ROSCA, M., LEGAIT, U., ROUDAUT, J., YONNET, J.-P., MIRAGLIA, S., DE RANGO, P., COULOMB, J.-L., HLIL, E.K., JEHAN, M. (2011). Magnetocaloric materials and challenges for their application in magnetic refrigeration systems at room temperature. *First Euro Mediterranean Meeting on functionalized Materials*, Sousse, Tunisia.

Annexe B

Les fluides frigorigènes

Il existe un grand nombre de fluides frigorigènes, qui sont utilisés (ou l'ont été) dans les systèmes frigorifiques. On classe les fluides frigorigènes en quatre grandes catégories : les CFC (interdits depuis 2001 par le protocole de Montréal), les HCFC (dont l'utilisation est interdite après 2015), les HFC, les hydrocarbures et les fluides naturels.

Au sein de ces catégories, les fluides sont classés par groupe. La lettre caractérise la toxicité du fluide (A = Faiblement toxique, B = Fortement toxique) et le chiffre caractérise son inflammabilité (1 = Non inflammable, 2 = Faiblement inflammable, 3 = Hautement inflammable). Deux grandeurs supplémentaires sont utilisées pour déterminer l'impact d'un fluide frigorigène sur l'environnement. Son ODP (*Ozone Depletion Potential*) définit le potentiel d'appauvrissement de la couche d'ozone. Son GWP (pour *Global Warming Potential*) caractérise son potentiel global d'effet de serre par rapport à kg de CO₂. Les propriétés des fluides frigorigènes les plus courants sont résumées dans le Tableau B.1.

Tab. B.1 – Nomenclature et propriétés physique et technico-économiques des principaux fluides frigorigènes, d'après [Meunier *et al.*, 2005].

Fluide	Nom commun / Composition massique	Groupe	GWP	ODP
CFC	-	-	-	-
R-11	trichlorofluorométhane	A1	4 000	1
R-12	dichlorofluorométhane	A1	8 500	1
R-13	chlorotrifluorométhane	A1	11 700	1
R-502	R-22/R-115 (48,8/51,2)	A1	5 600	0,33
R-503	R-13/R-23 (59,9/40,1)	A1	11 900	0,6
HCFC	-	-	-	-
R-22	chlorodifluorométhane	A1	1 700	0,055
HFC	-	-	-	-
R-23	trifluorométhane	A1	12 100	0
R-32	difluorométhane	A2	650	0
R-125	pentafluoroéthane	A1	3 200	0
R-134a	1,1,1,2-tétrafluoroéthane	A1	1 300	0
R-152a	1,1-difluoroéthane	A2	140	0
R-404A	R-125/R-143a/R-134a (44/52/4)	A1	3 800	0
R-407C	R-32/R-125/R-134a (23/25/52)	A1	1 600	0
R-410A	R-32/R-125 (50/50)	A1	1 900	0
R-413A	R-600a/R-218/R-134a (3/9/88)	A1/A2	3 100	0
R-417A	R-600/R-125/R-134a (3,4/46,6/50)	A1	2 140	0
R-507	R125/R-143a (50/50)	A1	3 800	0
R-508A	R-23/R-116 (39/61)	A1	12 300	0
R-508B	R-23/R-116 (46/54)	A1	12 300	0
Iscéon 89	R-125/R-218/R-290 (86/9/5)	A1	3 806	0
HC	-	-	-	-
R-290	propane	A3	3	0
R-600	butane	A3	3	0
R-600a	isobutane	A3	3	0
R-1150	éthylène	A3	0	0
Naturels	-	-	-	-
R717	ammoniac	B2	0	0
R718	eau	A1	0	0
R744	dioxyde de carbone	A1	1	0

Annexe C

Techniques de production de froid

C.1 Réfrigération à compression de gaz

La technologie la plus utilisée à l'heure actuelle pour la production de froid est celle du réfrigérateur à compression, représenté sur la Figure C.1. Elle est basée sur le changement de phase (liquide/gaz) d'un fluide frigorigène. Le principe de fonctionnement est relativement simple. Initialement à l'état liquide, le fluide frigorigène passe dans un détendeur et sa température diminue. Il circule ensuite dans un évaporateur (échangeur froid) et absorbe de la chaleur au milieu que l'on souhaite refroidir lors du changement d'état de liquide à gazeux. Puis il passe dans un compresseur et sa température augmente. Enfin, il circule dans un condenseur (échangeur chaud) et rejette de la chaleur à milieu extérieur lors du changement d'état gazeux à liquide.

Il existe deux autres techniques de réfrigération basées sur le changement de phase d'un fluide frigorigène : la réfrigération à absorption et la réfrigération à adsorption, qui sont des machines trithermes et ne seront pas décrites ici.

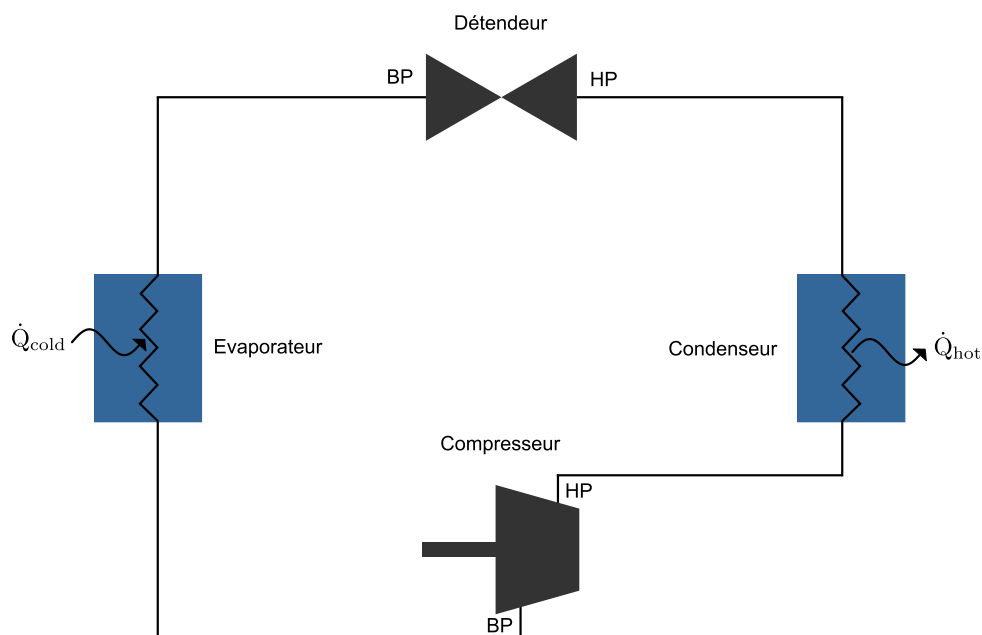


Fig. C.1 – Schéma d'un réfrigérateur à compression.

C.2 Réfrigération thermoélectrique

La réfrigération thermoélectrique est basée sur l'effet Peltier : lorsqu'un courant passe à travers les jonctions entre deux matériaux de nature différente, il apparaît une différence de température entre ces deux jonctions. Un réfrigérateur thermoélectrique est constitué de l'association en série et en parallèle de modules élémentaires comme celui représenté sur la Figure C.2. Un élément thermoélectrique est constitué d'un matériau semi-conducteur dopé P et d'un matériau semi-conducteur dopé N, connectés électriquement en série et thermiquement en parallèle. Un matériau thermoélectrique est caractérisé par son facteur de mérite [Kenfau, 2010] :

$$ZT = S^2 \frac{\sigma}{\lambda} T \quad (\text{C.1})$$

avec σ la conductivité électrique, λ la conductivité thermique et S le coefficient Seebeck du matériau.

Un bon matériau thermoélectrique possède donc un coefficient Seebeck élevé, une grande conductivité électrique et une faible conductivité thermique. Malheureusement, les matériaux qui sont des bons conducteurs électriques sont généralement aussi des bons conducteurs de chaleur. C'est pourquoi le facteur de mérite de la plupart des matériaux thermoélectriques est relativement faible (inférieur à l'unité). Cependant, le développement récent de nouveaux matériaux nano-structurés¹, aux propriétés thermiques et électriques découplées laisse présager une réfrigération thermoélectrique compétitive.

Le coefficient de performance d'un réfrigérateur thermoélectrique est donné par la relation [Kenfau, 2010] :

$$COP = \frac{\sqrt{1 + Z\bar{T}} (T_{\text{cold}} - T_{\text{hot}})}{(1 + \sqrt{1 + Z\bar{T}}) (T_{\text{cold}} - T_{\text{hot}})} \quad (\text{C.2})$$

avec $\bar{T} = \frac{1}{2} (T_{\text{cold}} + T_{\text{hot}})$.

L'avantage principal est que ce type de machine fonctionne sans fluide et est donc très facile de commande et de régulation. Cependant, le coefficient de performance de ce système est très faible, en comparaison avec les systèmes conventionnels. Actuellement, les meilleurs matériaux thermoélectriques permettent d'atteindre un $COP = 0,66$ au voisinage de la température ambiante [Lebouc *et al.*, 2005].

1. Une équipe de chercheurs a mis au point une matrice de silicium enrichie d'un réseau de nano plots de germanium. Ce matériau possède la conductivité électrique du silicium mais sa conductivité thermique est 100 fois plus faible [Pernot *et al.*, 2010].

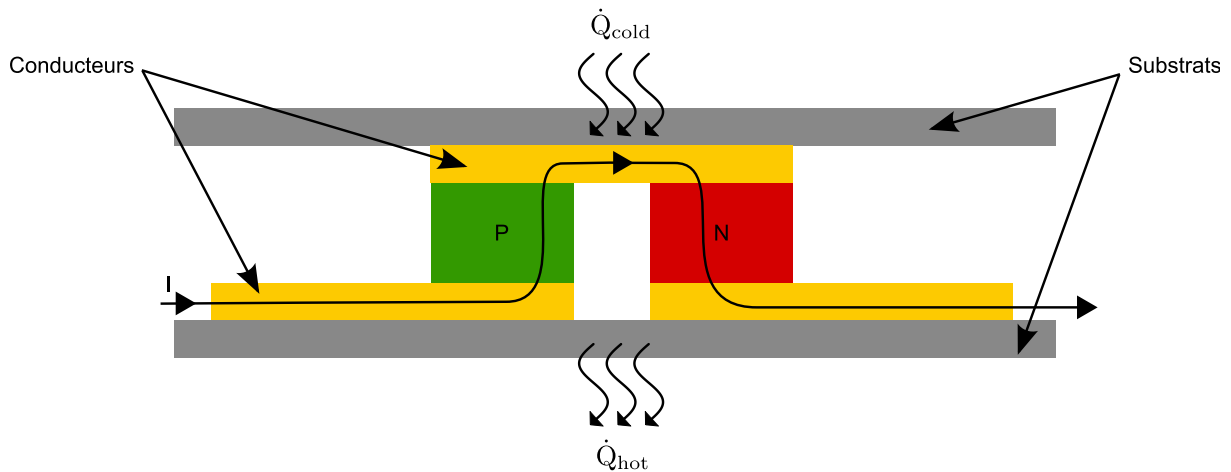


Fig. C.2 – Représentation d'un élément thermoélectrique.

C.3 Réfrigération thermoacoustique

La réfrigération thermoacoustique est basée sur l'effet thermoacoustique. Cet effet résulte de l'interaction d'une onde acoustique intense avec une paroi et se traduit par un transport de chaleur dans la couche limite thermique parallèlement à la paroi.

La Figure C.3 présente le schéma de principe d'un réfrigérateur thermoacoustique. Un tube fermé est excité par un haut-parleur émettant une fréquence qui coïncide avec la première fréquence de résonance du tube. Le fluide remplissant le tube (hélium, argon, ...) est ainsi soumis à une onde acoustique stationnaire très intense. Les particules de fluide subissent alors des cycles de compression/détente, accompagnés d'un mouvement oscillatoire. Les fluctuations de température adiabatiques résultantes sont de faible amplitude, mais l'empilement de plaques permet de transporter la chaleur d'une de ses extrémités à l'autre et de créer ainsi une différence de température significative [Duffourd, 2001].

Le principal inconvénient de cette technologie, pour des applications domestiques, reste la pollution sonore. En effet, avec un fonctionnement sous une pression de 20 bars, un dispositif génère environ 180 décibels (sachant que le seuil de la douleur est de 130 dB).

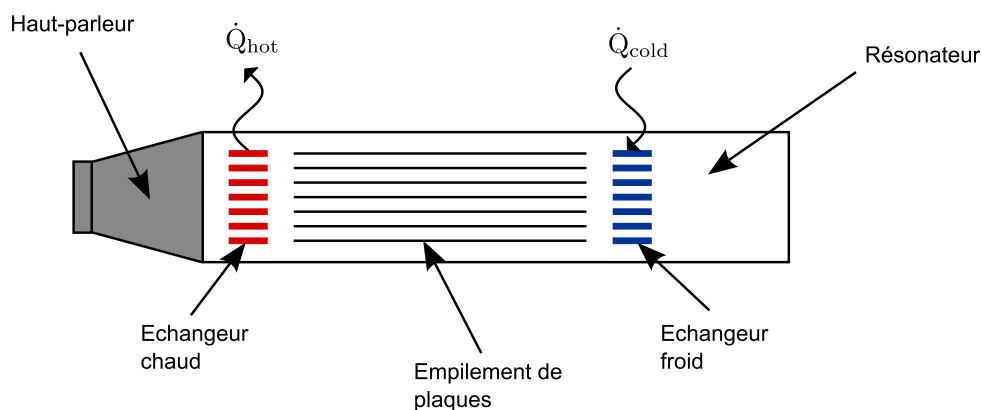


Fig. C.3 – Schéma d'un réfrigérateur thermoacoustique.

C.4 Réfrigération magnétique

La réfrigération magnétique est basée sur l'effet magnétocalorique, une propriété de certains matériaux qui se traduit par un changement de leur température lorsqu'ils sont

soumis à une variation de champ magnétique.

L'avantage principal de la réfrigération magnétique est sa grande efficacité thermodynamique, liée au fait que le procédé d'aimantation/désaimantation est très réversible, contrairement à la compression/détente d'un gaz dans les systèmes de réfrigération conventionnels. Par ailleurs, le rendement d'un moteur (nécessaire pour réaliser les phases d'aimantation/désaimantation) est bien meilleur que celui d'un compresseur (90% contre 60-70%).

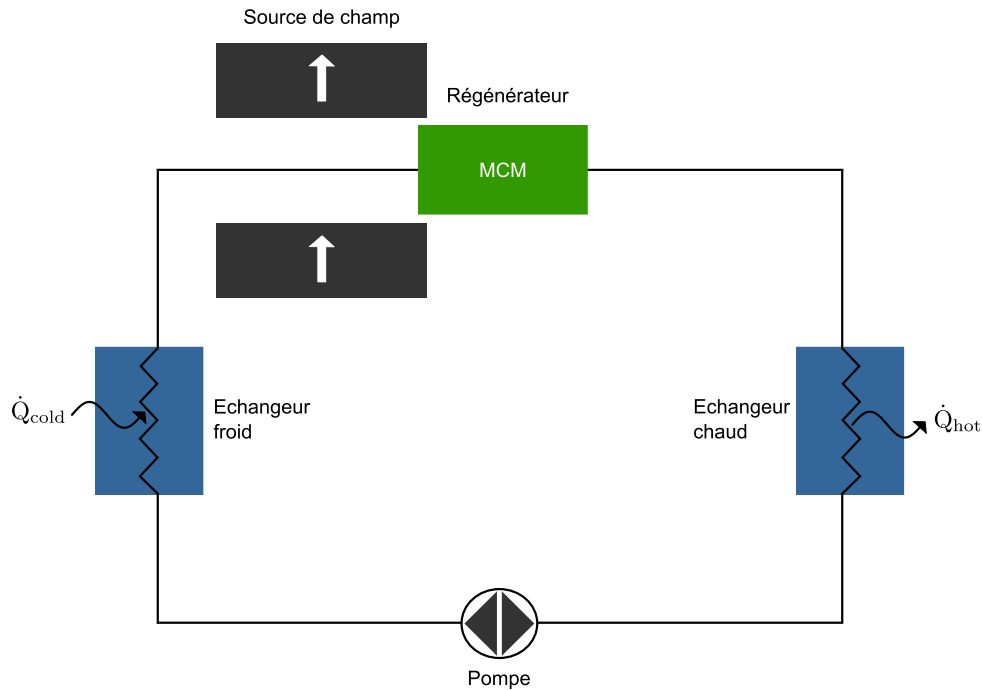


Fig. C.4 – Schéma d'un réfrigérateur magnétique.

C.5 Réfrigération barocalorique

Récemment, un effet barocalorique géant a été découvert dans l'alliage NiMnIn [Manosa *et al.*, 2010]. Manosa *et al.* ont obtenu un effet barocalorique de $24,4 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ sous l'application d'une pression hydrostatique de 2,6 kbar. Dans le NiMnIn, cette variation d'entropie se traduit par une élévation adiabatique de température $\Delta T_{ad} \simeq 4,5 \text{ K}$, qui est comparable à l'effet magnéto-calorique obtenu pour des champs de l'ordre du Tesla. Cet effet pourrait donc être utilisé dans des systèmes de réfrigération.

Annexe D

Propriétés physiques des terres rares métalliques

Les propriétés physiques des terres rares métalliques, nécessaires pour le calcul de leurs propriétés magnétocaloriques, sont résumées dans le Tableau D.1 [Lide, 2008] [Coqblin, 1977]. Le facteur de Landé g_J et le moment cinétique total J sont calculés par la théorie de Hund.

Tab. D.1 – Propriétés physiques des terres rares métalliques.

Terre rare	M_x (g · mol ⁻¹)	ρ (kg · m ⁻³)	J (-)	g_J (-)	T_C (K)	T_D (K)	γ (mJ · mol ⁻¹ · K ⁻²)
La	138,91	6146	0	-	-	150	10
Ce	140,12	8160	5/2	6/7	-	179	12,8
Pr	140,91	6773	4	4/5	-	155	26,2
Nd	144,24	7008	9/2	8/11	-	157	58
Pm	145,00	7264	4	3/5	-	159	10
Sm	150,36	7520	5/2	2/7	-	162	12,4
Eu	151,97	5244	0	-	-	118	12,1
Gd	157,25	7901	7/2	2	293,4	169	11
Tb	158,93	8219	6	3/2	219,5	169,6	10,4
Dy	162,50	8851	15/2	4/3	90,5	192	17,9
Ho	164,93	8795	8	5/4	19,5	175	50
Er	167,26	9066	15/2	6/5	18,7	176,9	13
Tm	168,93	9321	6	7/6	32,0	179	22,3
Yb	173,04	6903	7/2	8/7	-	118	2,9
Lu	174,97	9841	0	-	-	183,2	11,31

Annexe E

Matériaux magnétiques

E.1 Les différents types de matériaux durs

Il existe une grande variété d'aimants permanents disponibles sur le marché, classés en quatre grandes familles. Ont été développés, dans l'ordre chronologique les Alnico, les ferrites durs, les samarium-cobalt et les néodyme-fer-bore [Lechevallier *et al.*, 2007]. Ces quatre familles d'aimants ont des propriétés magnétiques, mécaniques, physico-chimiques et des coûts très variés comme on peut le voir sur le Tableau E.1.

Les Alnico ont été les premiers aimants permanents développés, mais ils sont de moins en moins utilisés en raison de leurs propriétés magnétiques modestes et du coût élevé du cobalt. Les ferrites durs ont aussi des propriétés magnétiques modestes mais demeurent les aimants permanents les plus utilisés en raison de leur faible coût. Les samarium-cobalt présentent de très bonnes performances magnétiques mais restent très chers en raison du coût élevé du cobalt et du samarium. On trouve ces aimants dans les applications en milieux difficiles en raison de leur stabilité en température et bonne résistance à la corrosion. Enfin, les néodyme-fer-bore présentent les meilleures caractéristiques magnétiques des quatre familles et restent moins chers que les samarium-cobalt. Leur principal inconvénient est leur sensibilité à la corrosion, nécessitant un revêtement et leur instabilité à haute température.

E.2 Les différents types de matériaux doux

Les matériaux magnétiques doux sont composés de trois familles principales : les alliages Fer-Silicium, les alliages spéciaux (FeNi, FeCo, amorphes, nanocristallins) et les ferrites (mélanges d'oxydes ferrimagnétiques frittés). Au sein de ces trois familles on distingue :

- Les alliages Fer-Silicium présentent plusieurs avantages par rapport au fer pur : augmentation de la résistivité (ce qui permet de diminuer les pertes à haute fréquence), de la dureté et de la rigidité de l'alliage et réduction du vieillissement magnétique de l'alliage. C'est le matériau de base pour l'électrotechnique traditionnelle (moteurs, transformateurs).
- Les alliages Fer-Nickel ont une grande facilité de laminage à froid et de traitements thermiques. Cela permet de développer une gamme de matériaux aux propriétés magnétiques spécifiques (grande résistivité, aimantation à saturation élevée, isotropie magnétocristalline). Ils sont utilisés dans des applications variées (tores, fils, relais).
- Les alliages Fer-Cobalt présentent l'aimantation à saturation la plus élevée de tous les alliages ferromagnétiques, ce qui permet de construire des machines à forte puissance massique. On retrouve ces alliages dans divers équipements (électro-aimants,

Tab. E.1 – Caractéristiques des différents types d’aimants [Lechevallier *et al.*, 2007, Skomski et Coey, 1999].

Type d’aimant	J_r (T)	H_{cJ} (kA · m ⁻¹)	$(BH)_{max}$ (kJ · m ⁻³)	ρ (kg · m ⁻³)	Prix (€ · kg ⁻¹)
Alnico	-	-	-	7300-7400	50-100
- Alnico 3	0,56	46	10	-	-
- Alnico 2	0,72	45	14	-	-
- Alnico 5	1,35	46	45	-	-
- Alnico 8	0,88	120	42	-	-
Ferrites durs	-	-	-	4900-5100	3-5
- Ba-Ferrites anisotrope	0,4	165	29,5	-	-
- Sr-Ferrites anisotrope haute rémanence	0,42	240	33	-	-
- Sr-Ferrites anisotrope haute coercitivité	0,38	320	27	-	-
Samarium-Cobalt	-	-	-	-	200-250
- SmCo ₅ fritté	0,92	1500	160	8100-8300	-
- Sm ₂ Co ₁₇ fritté haute rémanence	1,20	1100	260	8300-8500	-
- Sm ₂ Co ₁₇ fritté haute coercitivité	1,07	1700	215	8300-8500	-
Néodyme-Fer-Bore	-	-	-	7300-7500	100-150
- fritté anisotrope standard	1,20	1000	260	-	-
- fritté anisotrope haute rémanence	1,46	1250	400	-	-
- fritté anisotrope haute coercitivité	1,15	2000	250	-	-
- lié anisotrope	0,85	1100	120	-	-
- lié isotrope	0,5	880	40	-	-

applications embarquées, machines tournantes à grande vitesse, pompes MHD).

- Les ferrites doux sont des matériaux isolants (électriques). Ils sont donc utilisés dans les applications haute fréquence (filtres, convertisseurs de puissance, antennes). Cependant leur fragilité rend leur mise en forme difficile.
- Les alliages amorphes ont une résistivité deux à trois fois plus grande que celle des alliages cristallins, ce qui les destine à des applications moyennes fréquences (filtres, antivol, amplificateurs, convertisseurs, transformateurs de puissance).
- Les alliages nanocristallins constituent une variante aux alliages amorphes. Ils ont l’avantage d’avoir une résistivité plus élevée que ces derniers et offrent la possibilité de fabriquer des rubans beaucoup plus minces, permettant de diminuer les pertes. Cependant leur extrême fragilité rend leur mise en forme difficile. On les retrouve principalement dans des applications basses et moyennes fréquences (filtres, alimentation à découpage).

Tab. E.2 – Caractéristiques des différents types de matériaux [Couderchon, 1998, Leprince-Ringuet, 1994, Kedous-Lebouc, 2006].

Type d'alliage	μ_{r0}	\mathbf{B}_s (T)	\mathbf{H}_{cB} ($\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$)	ρ_e ($\Omega \cdot \text{m}$)	ρ ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)	Prix ($\text{€} \cdot \text{kg}^{-1}$)
Fer-Silicium	-	-	-	-	-	-
- grains non orientés ¹ (NO)	500	1,97	40	$60 \cdot 10^{-8}$	7 650	1
- grains orientés ² (GO)	1 500	2,0	12	$47 \cdot 10^{-8}$	7 650	2
Fer-Nickel	-	-	-	-	-	10-40
- $\text{Fe}_{0.64}\text{Ni}_{0.36}$ (Invar)	5000	1,3	55	$75 \cdot 10^{-8}$	8 100	-
- $\text{Fe}_{0.52}\text{Ni}_{0.48}$	10 000	1,6	3	$45 \cdot 10^{-8}$	8 200	-
- $\text{Fe}_{0.15}\text{Ni}_{0.8}\text{Mo}_{0.05}$ (Mo Peralloys)	200 000	0,8	0,8	$60 \cdot 10^{-8}$	8 800	-
Fer-Cobalt	-	-	-	-	-	40-160
- $\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25}$	-	2,4	150	$22 \cdot 10^{-8}$	7 900	-
- $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}$ (Permendur)	800	2,45	160	$7 \cdot 10^{-8}$	8 300	-
- $\text{Fe}_{0.06}\text{Co}_{0.94}$	-	1,9	35	$15 \cdot 10^{-8}$	8 700	-
Ferrites doux	-	-	-	-	-	-
- ferrites CuZn (Ferroxcube 1)	-	-	-	-	-	-
- ferrites MgZn (Ferroxcube 2)	350	0,25	65	$1 \cdot 10^5$	4 300	-
- ferrites MnZn (Ferroxcube 3)	900	0,4	40	0,2	4 800	5-40
- ferrites NiZn (Ferroxcube 4)	100	0,38	280	$1 \cdot 10^5$	4500	-
- ferrites LiZn	250	0,35	100	$1 \cdot 10^5$	4 700	-
Amorphes ³	-	-	-	-	-	-
- FeBSiC (Metglas 2605-SC)	-	1,61	3,2	$125 \cdot 10^{-8}$	7 320	-
- FeBSi (Metglas 2605-S2)	-	1,56	2,4	$130 \cdot 10^{-8}$	7 180	2-5
- CoFeMoBSi (Vitrovac 6025)	-	0,55	0,3	$135 \cdot 10^{-8}$	7 700	-
- CoFeMoMnBSi (Vitrovac 6030)	-	0,80	0,8	$130 \cdot 10^{-8}$	7 600	-
Nanocristallins ⁴	-	-	-	-	-	30-50
- recuit sans champ	-	1,18	0,45	$1,1 \cdot 10^{-6}$	7 350	-
- recuit avec champ transverse	-	1,18	0,8	$1,1 \cdot 10^{-6}$	7 350	-

Annexe F

Calcul analytique du coefficient de champ démagnétisant

Pour certaines géométries simples, on peut trouver une expression analytique du coefficient de champ démagnétisant dans la littérature. En pratique, dans les régénérateurs, des réseaux d'objets plus complexes sont utilisés mais ces expressions permettent de valider les simulations numériques dans des cas limites.

F.1 Ellipsoïde

Le coefficient de champ démagnétisant a été déterminé pour un ellipsoïde quelconque par Osborn pour différents ratios géométriques ($c \geq b \geq a$) [Osborn, 1945].

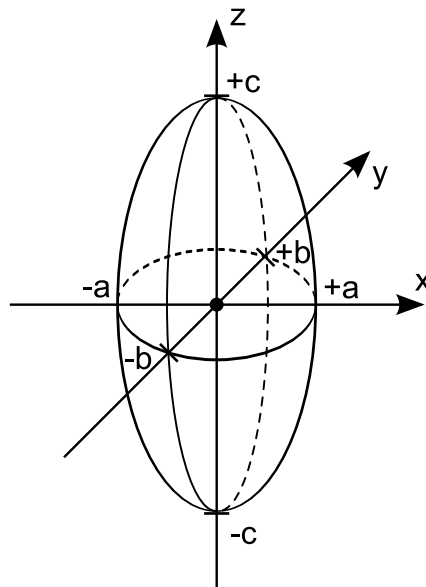


Fig. F.1 – Ellipsoïde.

On définit les paramètres géométriques suivants :

$$\cos(\theta) = \frac{a}{c} \quad (\text{F.1})$$

$$\cos(\phi) = \frac{b}{c} \quad (\text{F.2})$$

$$k = \sin(\psi) = \left(\frac{1 - \left(\frac{b}{c}\right)^2}{1 - \left(\frac{a}{c}\right)^2} \right)^{1/2} \quad (\text{F.3})$$

avec les angles $(\theta, \varphi, \psi) \in [0, \pi/2]$.

Les coefficient de champ démagnétisant selon les directions principales de l'ellipsoïde s'expriment alors :

$$N_z = \frac{\cos(\varphi) \cos(\theta)}{\sin^3(\theta) \sin^2(\psi)} (F(k, \theta) - E(k, \theta)) \quad (\text{F.4})$$

$$N_y = \frac{\cos(\varphi) \cos(\theta)}{\sin^3(\theta) \sin^2(\psi) \cos^2(\psi)} \left(E(k, \theta) - \cos^2(\psi) F(k, \theta) - \frac{\sin^2(\psi) \sin(\theta) \cos(\theta)}{\cos(\varphi)} \right) \quad (\text{F.5})$$

$$N_x = \frac{\cos(\varphi) \cos(\theta)}{\sin^3(\theta) \cos^2(\psi)} \left(\frac{\sin(\theta) \cos(\varphi)}{\cos(\theta)} - E(k, \theta) \right) \quad (\text{F.6})$$

avec avec $F(k, \theta)$ et $E(k, \theta)$ les intégrales elliptiques incomplètes de première espèce et de deuxième espèce¹.

F.2 Cylindre

La valeur du coefficient de champ démagnétisant dans un cylindre a été déterminée par Chen *et al.* [Chen *et al.*, 1991] [Chen *et al.*, 2006].

On définit le ratio géométrique γ comme :

$$\gamma = \frac{c}{a} \quad (\text{F.7})$$

Le coefficient de champ démagnétisant selon la direction z s'écrit alors :

$$N_z = 1 - \frac{4}{3\pi\gamma} \left(\sqrt{1 + \gamma^2} (\gamma^2 K(k) + (1 - \gamma^2) E(k)) - 1 \right) \quad (\text{F.8})$$

avec $K(k)$ et $E(k)$ les intégrales elliptiques complètes de première espèce et de deuxième espèce² et $k^2 = \sqrt{1 + \gamma^2}$.

Par symétrie, les coefficient du champ démagnétisant selon les autres directions valent :

$$N_x = N_y = \frac{1}{2} (1 - N_z) \quad (\text{F.9})$$

1. définies dans la nomenclature au début du manuscrit.
2. définies dans la nomenclature en début de manuscrit.

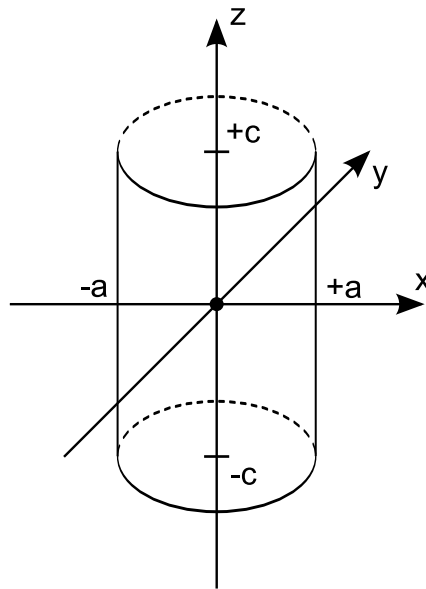


Fig. F.2 – Cylindre.

F.3 Prisme rectangulaire

Aharoni a déterminé une expression analytique du coefficient de champ démagnétisant dans un prisme rectangulaire [Aharoni, 1998].

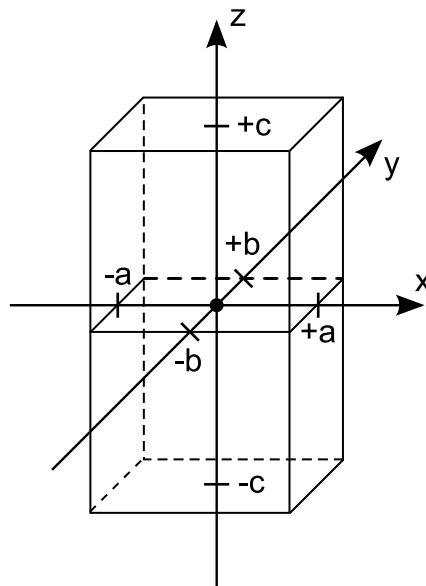


Fig. F.3 – Prisme rectangulaire.

Le coefficient du champ démagnétisant selon la direction z s'écrit :

$$\pi N_z = A_1 + A_2 + A_3 + A_4 + A_5 + A_6 + A_7 + A_8 + A_9 + A_{10} + A_{11} \quad (\text{F.10})$$

Les coefficients A_i s'expriment :

$$A_1 = \frac{b^2 - c^2}{2bc} \ln \left(\frac{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} - a}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} + a} \right) \quad (\text{F.11})$$

$$A_2 = \frac{a^2 - c^2}{2ac} \ln \left(\frac{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} - b}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} + b} \right) \quad (\text{F.12})$$

$$A_3 = \frac{b}{2c} \ln \left(\frac{\sqrt{a^2 + b^2} + a}{\sqrt{a^2 + b^2} - a} \right) \quad (\text{F.13})$$

$$A_4 = \frac{a}{2c} \ln \left(\frac{\sqrt{a^2 + b^2} + b}{\sqrt{a^2 + b^2} - b} \right) \quad (\text{F.14})$$

$$A_5 = \frac{c}{2a} \ln \left(\frac{\sqrt{b^2 + c^2} - b}{\sqrt{b^2 + c^2} + b} \right) \quad (\text{F.15})$$

$$A_6 = \frac{c}{2b} \ln \left(\frac{\sqrt{a^2 + c^2} - a}{\sqrt{a^2 + c^2} + a} \right) \quad (\text{F.16})$$

$$A_7 = 2 \arctan \left(\frac{ab}{c\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}} \right) \quad (\text{F.17})$$

$$A_8 = \frac{a^3 + b^3 - 2c^3}{3abc} \quad (\text{F.18})$$

$$A_9 = \frac{a^2 + b^2 - 2c^2}{3abc} \sqrt{a^2 + b^2 + c^2} \quad (\text{F.19})$$

$$A_{10} = \frac{c}{ab} \left(\sqrt{a^2 + c^2} + \sqrt{b^2 + c^2} \right) \quad (\text{F.20})$$

$$A_{11} = - \frac{(a^2 + b^2)^{3/2} + (b^2 + c^2)^{3/2} + (c^2 + a^2)^{3/2}}{3abc} \quad (\text{F.21})$$

On peut obtenir le coefficient de champ démagnétisant selon les autres directions par simple permutation circulaire des variables a, b, c .

Réfrigération magnétique autour de la température ambiante

Résumé : La réfrigération magnétique est une technologie de rupture pour produire du froid qui n'utilise pas de gaz à effet de serre et est plus efficace que la réfrigération à compression de gaz. Elle est basée sur l'effet magnétocalorique, une propriété de certains matériaux à changer de température lorsqu'ils sont soumis à une variation de champ magnétique. Ces travaux de thèse ont porté sur l'étude des systèmes de réfrigération magnétique. Nous avons effectué une analyse critique des prototypes existants et proposé de nouveaux critères de performances pour les comparer de manière effective. Nous avons développé un modèle numérique des transferts thermiques au sein des réfrigérateurs magnétiques, pour étudier leur comportement en régime transitoire et permanent. Une analyse fine de la source de champ et de son interaction avec le matériau a permis de proposer des règles de conception et de dimensionnement d'un système performant.

Mots-clefs : *réfrigération magnétique, régénérateur magnétique actif (AMR), modélisation numérique, transferts thermique, structures d'aimants*

Magnetic refrigeration at room temperature

Abstract: Magnetic refrigeration is a good alternative to gas compression refrigeration systems because it does not involve the use of greenhouse gases and it is more efficient. This technology is based on the magnetocaloric effect, which manifests itself as a temperature change of a magnetocaloric material upon changing the magnetic field. This thesis is dedicated to the study of magnetic refrigerators. We reviewed the former prototypes and defined a set of performance criteria to make an accurate comparison. A numerical model of heat transfer in magnetic refrigerators was developed, and the transient and steady state response were studied. A thorough analysis of magnetic field sources was performed and we proposed guidelines to design a new magnetic refrigerator.

Keywords: *magnetic refrigeration, active magnetic regenerator (AMR), numerical modeling, heat transfer, permanent magnet structures*