



HAL
open science

ETUDE ET CONCEPTION D'UN DISPOSITIF DE REFRIGERATION MAGNETIQUE BASE SUR L'EFFET MAGNETOCALORIQUE GEANT

Farid Allab

► **To cite this version:**

Farid Allab. ETUDE ET CONCEPTION D'UN DISPOSITIF DE REFRIGERATION MAGNETIQUE BASE SUR L'EFFET MAGNETOCALORIQUE GEANT. Sciences de l'ingénieur [physics]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2008. Français. NNT: . tel-00373845

HAL Id: tel-00373845

<https://theses.hal.science/tel-00373845>

Submitted on 7 Apr 2009

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.

Remerciements

L'exercice des remerciements est assez difficile en particulier pour quelqu'un comme moi, qui suis plutôt d'une culture orale. Cette thèse est une véritable aventure humaine et scientifique, pleine de rencontres et de vécu. L'aventure était tellement intéressante, j'ai passé plus de temps que la normale, comme il y avait des hauts et des bas (sinusoïdal) ce qui compte c'est les 3 années RMS n'est ce pas !

Arrivé en France en 2001 pour entamer une deuxième vie d'étudiant je ne m'imaginais pas y rester autant dans ce monde magique de la connaissance. Comme pour tout, les rencontres sont déterminantes.

D'abord il y avait le DESS TAP promotion 2001 où j'ai fait connaissance de Gérard, Florent Thierry, Manuela, Jérôme avec qui je garde encore contact je les remercie tous pour leur amitié

Je me souviens en particulier de mon stage de DESS où j'ai fait la connaissance de Afef Lebouc qui deviendra ma responsable de thèse quelques années plus tard Afef est une personne exceptionnelle avec de grandes qualités humaines et scientifiques, elle est pour beaucoup dans la concrétisation et la finalisation de cette thèse. C'est en grande partie grâce à elle que je me suis converti dans le Génie électrique MERCI pour tout

Je tiens à remercier Jean Paul Yonnet pour sa contribution et son encadrement, j'ai appris de lui que la meilleure solution est la plus simple.

Je tiens à remercier également Jean Marc Fournier d'abord pour l'idée du sujet « réfrigération magnétique », pour les riches échanges scientifiques que nous avons pu avoir ensemble et pour son amitié qui m'est très chère.

Merci Pierre (Clot) pour la qualité de ton travail du stage DEA qui a permis de valoriser la thématique et de trouver un soutien industriel.

Je tiens à exprimer ma gratitude à messieurs Daniel Fruchart et Damien Gignoux avec qui les échanges scientifiques ont été riches et divers. Je les remercie également de m'avoir facilité le travail de caractérisation par la disponibilité des moyens de l'institut NEEL.

Je tiens à remercier mes deux rapporteurs Christophe Espanet et Frédéric Mazaleyrat. J'ai pu apprécier en eux la simplicité et la diversité scientifique.

Je remercie également sincèrement M. Osmann Sari d'avoir bien voulu accepter de présider le jury

Toute ma reconnaissance va également à messieurs Joël Le Gougec (Département de Recherche et Innovation Automobile du groupe PSA) et Etienne Merlin (ADEME) qui ont soutenu ce travail de recherche

Un grand merci bien entendu à tout le personnel du laboratoire G2ELAB : JJI, Monique, Danielle, Jaqueline

Thanmirth A Sedik ak th Nordinne

J'ai aussi une pensée pour tout mes amis et collègues ex-thésards, Gareth, Thierry, Manuela, Jiri, Bruno, Cedric, Hossem, Raf, Seb.....

Je garde mes remerciements amoureux pour ma femme et mon fils qui m'ont soutenu au quotidien. Merci de m'avoir supporté en particulier durant la phase de la rédaction

Je dédie ce travail à mon père, ma mère, mon frère et mes soeurs pour leur soutien et leur amour inconditionnel.

Sommaire

Introduction générale.....	7
Chapitre 1	11
Production de froid : Etat de l'art et contexte de la thèse	
1.1 Généralités sur la climatisation automobile actuelle	13
1.1.1 Principe de fonctionnement	15
1.1.2 Principaux composants de la climatisation et leurs rôles	16
1.1.3 Impact sur l'environnement	19
1.1.3.1 Destruction de la couche d'ozone.....	19
1.1.3.2 Contribution à l'effet de serre	20
1.1 Alternatives pour la production du froid sans fluides frigorigènes	22
1.2.1 Réfrigération thermoacoustique.....	22
1.2.2 Réfrigération thermoélectrique	23
1.3 Réfrigération magnétique	25
1.3.1 Principe	25
1.3.2 Développements récents	27
1.3.2.1 Dispositifs à aimants supraconducteurs.....	27
1.3.2.2 Dispositifs à aimants permanents.....	28
1.4 Contexte et objectif de la thèse	31
Chapitre 2	30
Effet magnétocalorique, considérations thermodynamiques et matériaux	
2.1 Historique	36
2.2 Effet magnétocalorique EMC.....	36
2.2.1 Définition.....	38
2.2.2 Analyse thermodynamique de l'EMC	39
2.2.3 Modélisation de l'effet magnétocalorique	40
2.2.3.1 EMC dans l'approximation du champ moyen	40
2.2.3.2 Application aux éléments de terres rares.....	43
2.2.3.3 Les alliages de terres rares	43
2.2.3.4 Validité du modèle de calcul de l'EMC	45
2.2.3.5 Modèle de Bean Rodbell et les transitions magnétiques de premier ordre.....	47
2.2.4 Conclusion	55
2.3 Les matériaux à effet magnétocalorique	56
2.3.1 Caractérisation des matériaux à EMC.....	57
2.3.1.1 Mesures directes	57
2.3.1.2 Mesures calorimétriques	59
2.3.1.3 Mesures magnétiques	60
2.3.2 Présentation des matériaux caractérisés et résultats obtenus	61
2.3.2.1 Description du dispositif de mesure et la méthode de dépouillement des données brutes	61
2.3.2.2 Gadolinium Gd et alliage $Gd_{0.87} Dy_{0.13}$	63
2.3.2.3 Composés MnFePAs	66
2.3.2.4 Composés Fe_2P	69
2.3.2.5 Composés $(Fe,M)_2P$	70
2.3.2.7 Composés $Fe_{0.7}Ni_{0.3}$	72
2.3.2.8 Composés MnAs	72

2.3.4 Conclusion	73
Chapitre 3	75
Modélisation et étude expérimentale.	
3.1 Comment exploiter l'EMC pour la production du froid autour de l'ambiante?	77
3.2 Généralités sur les cycles magnétothermiques	77
3.2.1 Cycles à régénération externe	79
3.2.3.1 Cycle d'Ericsson	79
3.2.3.2 Cycle de Stirling	81
3.2.3.3 Cycle de Brayton	82
3.2.2 Cycle à régénération active (AMRR: Active Magnetic Refrigeration Regeneration)	83
3.2.3 Modélisation du cycle AMRR	85
3.2.3.1 Mise en équation et hypothèses simplificatrices	86
3.2.3.2 Calcul du coefficient d'échange h et les pertes de charge	88
3.2.3.3 Discrétisation et résolution numérique des équations	91
3.2.3.4 Résultats du modèle et l'influence des paramètres du cycle AMRR	93
3.2.3.5 Etude de l'influence des divers paramètres du cycle AMRR	95
3.3 Etude expérimentale du cycle AMRR et validation du modèle	98
3.3.1 Les constituants du dispositif expérimental	99
3.3.1.1 Le matériau actif (régénérateur)	100
3.3.1.2 Les sources de champ magnétique	101
3.3.1.3 Les organes d'entraînement du fluide et du bloc de matériau	102
3.3.1.4 Exploitation des mesures et validation du modèle thermique du cycle AMRR	105
3.4 Conclusion	108
Chapitre 4	111
Calcul de champ et des forces d'interaction entre le matériau actif et le système	
4.1 Les différents systèmes de création du champ magnétique	113
4.1.1 Les électroaimants	113
4.1.2 Les aimants supraconducteurs	113
4.1.3 Les aimants permanents	113
4.2 Démarche de dimensionnement d'une structure de champ à aimant permanent pour un système de réfrigération magnétique	115
4.2.1 Relation entre les performances frigorifiques et la structure de champ	116
4.2.2 Différentes méthodes de calcul des systèmes à aimants permanent	118
4.2.2.1 Méthode des dipôles magnétiques	118
4.2.2.2 Méthode des éléments finis	123
4.2.2.3 Méthode analytique pour un dimensionnement rapide de la source de champ	128
4.3 Proposition et dimensionnement de quelques structures de source de champ	136
4.3.1 Structure A (Jiles USA)	137
4.3.2 Structure B (cylindrique aimant + fer)	140
4.2.3.1. Etude de la structure par éléments finis	140
4.2.3.2. Application de l'approche analytique pour l'optimisation de la structure	143
4.2.3.3. Application de l'approche pour le calcul et l'optimisation du couple magnétique	147
4.3.3. Structure C (structure à concentration de flux)	149
4.3.3.1. Modélisation par éléments finis de la structure	150
4.3.3.2. Application de l'approche analytique pour l'optimisation de la structure	150

4.3.3.3. Quelques considérations pour la réalisation pratique	153
4.4. Conclusion.....	154
Chapitre 5	158
Vers un prototype de réfrigération magnétique rotatif	
5.1 Choix de la structure et principe de fonctionnement	159
5.1.1 Source de champ et bloc actif de matériau	159
5.1.2 Circuit hydraulique et échanges.....	160
5.2 Dimensionnement magnétique du système	162
5.2.1 Le matériau actif.....	162
5.2.2 L'aimant	163
5.2.3 La culasse	168
5.3 Echanges thermiques et prédiction des performances du système	173
5.3.1 Modélisation du cycle thermique	173
5.3.2 Etude de l'influence des paramètres du cycle AMRR et prédiction	176
5.4 Conclusion	178
Conclusions et perspectives.....	181

Bibliographie

Introduction

La production du froid est un secteur très important, il pèse au total 15 % de la consommation de l'énergie électrique dans le monde. Il couvre une large variété d'applications : le bâtiment, la conservation des aliments, le transport, etc. Le fonctionnement de la quasi totalité des systèmes actuels est basé sur le principe thermodynamique qui consiste à utiliser l'énergie thermique produite par le changement de phase (liquide/gaz) d'un fluide spécifique appelé fluide frigorigène. Ce dernier, est l'élément essentiel dans le fonctionnement, sa spécification dépend des contraintes de l'application comme la plage de température de son utilisation, son degré de toxicité, son rendement énergétique ainsi que le coût de sa fabrication.

L'évolution des fluides frigorigènes depuis l'apparition du froid artificiel a connu trois principales périodes. Durant la première période, le critère du choix du fluide est essentiellement l'aspect énergétique, ce qui a donné des fluides de type dioxyde de soufre (SO₂) ou ammoniac (NH₃). L'intégration d'aspects toxicité et danger va donner les fameux fluorocarbones CFC et toutes leurs variantes. La généralisation et le développement du froid artificiel sont dus en partie grâce à ces fluides. Depuis ces deux dernières décennies, le critère environnemental s'ajoute dans le cahier des charges lors du choix du fluide frigorigène. L'apparition des fluides hydrofluorocarbones HFC ont résolu totalement les problèmes liés à la contribution des fluides dans la destruction de la couche d'ozone. Cependant, ces fluides contribuent fortement à l'effet de serre.

Après plus d'un siècle d'existence, on peut dire que la technologie conventionnelle de production de froid a atteint sa limite de maturité, il est difficile d'espérer d'éventuelles améliorations. La qualité environnementale des nouveaux fluides sera assurée probablement au détriment de leur performance énergétique ou de leur stabilité. Il est donc pertinent de mener, parallèlement aux travaux actuels sur les nouveaux fluides frigorifiques, des recherches de nouvelles solutions de production du froid assurant une haute efficacité énergétique et un faible impact environnemental.

La réfrigération magnétique constitue une des solutions. Cette technologie est basée sur l'effet magnétocalorique (EMC), une propriété intrinsèque de certains matériaux magnétiques. Cet effet se traduit par un changement de l'état thermique du matériau (chaud / froid) lors de la variation de son état magnétique (aimanté/désaimanté) induit par un champ magnétique extérieur.

De manière analogue à la technologie conventionnelle, la réponse thermique du matériau magnétocalorique à l'application du champ magnétique extérieur est équivalente à celle d'un gaz à la compression ou à la détente. Dans la technologie actuelle à compression, la majeure partie des pertes d'efficacité provient des organes mécaniques (compresseurs) à cause des irréversibilités du processus compression / détente du fluide frigorigène. En théorie, le processus aimantation / désaimantation ne génère pratiquement aucune perte dans le matériau magnétocalorique, ce qui promet des rendements thermodynamiques élevés.

A l'échelle du dispositif et du système, il est encore trop tôt pour parler de performance ou de comparer la réfrigération magnétique avec les techniques conventionnelles. Cependant, tous les

travaux réalisés laissent entrevoir l'importance du matériau actif, des sources de champ magnétique, du cycle thermique pour franchir le stade expérimental.

La conception d'un système de réfrigération magnétique doit passer par la maîtrise de cette nouvelle technologie du matériau au dispositif. Cette thèse a été menée dans ce contexte et avait pour objectif de développer un dispositif original de réfrigération magnétique. Compte tenu de cette activité de recherche novatrice, nous avons opté pour une approche globale dans laquelle nous avons essayé d'étudier et maîtriser les différents aspects de cette technologie.

Dans le premier chapitre, nous présenterons le principe de la climatisation automobile actuelle, les différents moyens de production de froid, ainsi que le contexte scientifique et industriel de la thèse.

Dans les chapitres suivants, nous aborderons et étudierons les différents aspects de la réfrigération magnétique.

Le chapitre 2 est dédié à l'étude des matériaux magnétocaloriques. Après une analyse thermodynamique de l'EMC, nous présenterons une modélisation de cet effet en tenant compte de la nature de la transition de phase magnétique. Nous développerons ensuite les moyens de caractérisation utilisés et présenterons les propriétés magnétocaloriques de différents matériaux : gadolinium, matériau à EMC disponible sur le marché et utilisé dans plusieurs démonstrateurs de réfrigération magnétique et d'autres alliages et composés développés dans le cadre d'une collaboration avec l'Institut Néel.

Dans le chapitre 3, nous décrivons l'application de l'effet magnétocalorique dans la production de froid ainsi que le cycle à régénération active AMRR. C'est un cycle spécifique qui permet grâce à un échange entre le matériau et un fluide extérieur d'amplifier l'écart de température entre la source chaude et la source froide. Une modélisation analytique 1D de ce cycle thermique sera proposée et validée sur un démonstrateur déjà développé au laboratoire.

Le chapitre 4 sera consacré aux calculs des sources de champ et leurs interactions avec les matériaux magnétocaloriques. Une approche analytique de calcul sera développée et validée sur des structures connues grâce à des simulations éléments finis 2D et 3D. Elle tient compte de la géométrie du système, des propriétés magnétocaloriques du matériau actif et du cycle magnétothermique qui peut être direct ou à régénération active. En s'appuyant sur cette approche, deux structures originales seront proposées et dimensionnées.

Enfin dans le chapitre 5, nous appliquerons les approches développées pour concevoir et dimensionner un système complet de réfrigération magnétique rotatif à aimants permanents et pour évaluer ses performances finales.

Chapitre 1

**Production de froid : Etat de l'art et
contexte de la thèse**

1.1	Généralités sur la climatisation automobile actuelle	13
1.1.1	Principe de fonctionnement	15
1.1.2	Principaux composants de la climatisation et leurs rôles	16
1.1.3	Impact sur l'environnement	19
1.1.3.1	Destruction de la couche d'ozone.....	19
1.1.3.2	Contribution à l'effet de serre.....	20
1.2	Alternatives pour la production du froid sans fluides frigorigènes	22
1.2.1	Réfrigération thermoacoustique	22
1.2.2	Réfrigération thermoélectrique.....	23
1.3	Réfrigération magnétique	25
1.3.1	Principe	25
1.3.2	Développements récents	27
1.3.2.1	Dispositifs à aimants supraconducteurs.....	27
1.3.2.1	Dispositifs à aimants permanents.....	28
1.4	Contexte et objectif de la thèse	31

L'objectif final de cette étude étant l'analyse de la technologie de la réfrigération magnétique et la conception d'un premier prototype dédié à l'application de climatisation automobile, il me semble intéressant, d'une part, de présenter le principe de la climatisation automobile actuelle et d'autre part de montrer les exigences imposées aux différentes technologies susceptibles de la remplacer.

Dans ce chapitre, nous exposerons un état de l'art sur la climatisation automobile actuelle. Ensuite nous ferons un inventaire des différents moyens de production de froid, ce qui permettra de mieux situer le domaine d'application de la réfrigération magnétique.

Enfin, nous introduirons la réfrigération magnétique. Cette description s'appuie sur une analyse des différentes études et réalisations effectuées de part le monde au cours de ces dernières années.

1.1 Généralités sur la climatisation automobile actuelle

La climatisation automobile, une option de luxe il y a quelques années, devient un équipement ordinaire aujourd'hui.

Tableau 1.1 : Historique de la climatisation automobile.

1939	Première climatisation automobile sur une Packard puis sur des Chryslers
1953	Climatisation chez General Motors : compresseur frigorifique entraîné par le moteur, évaporateur analogue à celui des réfrigérateurs domestiques situé dans l'espace qui sépare les sièges arrières du coffre à bagages.
1957	Brevet pour un système d'aération et de ventilation à l'abri des courants d'air, Mercedes-Benz
1975	Directive CEE prévoyant le gel de la production des CFC R 11 et 12 et la réduction de leur utilisation dans les aérosols de 30 % par rapport à 1976
1987	Protocole de MONTREAL signé par 31 pays, réglementant la production et la vente des CFC.
1989	Conférence internationale de NAIROBI : de nombreux pays se rallient au protocole et au calendrier des réductions de production (arrêt total prévu fin de 1999).
1991	Saab 9000 2.3 Turbo, première voiture à utiliser le R134a
1993	Equiperment de la plupart des nouveaux systèmes d'air conditionné en R134a pour la fin 1993.
1994	Remplacement du CFC R-12 par R-134 : directive européenne et Accord de Montréal fixant les dates pour l'arrêt total de la production et de la consommation de R12.
1999	Interdiction totale de vente de CFC R12 à partir du 31 décembre
2000	Depuis le 31/12/2000, les distributeurs de réfrigérant ont interdiction totale de vente de CFC R12.
2006	Limitation du taux de fuite de la boucle froide (40g/an pour simple boucle et 60 g/an pour double boucle).
2006	Interdiction de l'utilisation du R-134a à partir de 2008 pour les nouveaux types et 2017 pour tous les types de véhicule.
2010	Au 1 ^{er} janvier 2010, pour l'ensemble du parc de climatisation existant, limitation du taux de rechargement en HCFC vierge à une valeur maximale de 2,5 %.

Aujourd'hui, en France plus de 8 véhicules neufs sur 10 vendus en sont équipés, chiffres atteints depuis quelques années déjà au USA et au Japon. Des études menées par l'ADEME [Barbusse 03] prévoient qu'à l'horizon 2020 plus de 90 % des véhicules circulant en France seront équipés d'une climatisation (Fig. 1.1 et Fig. 1.2).

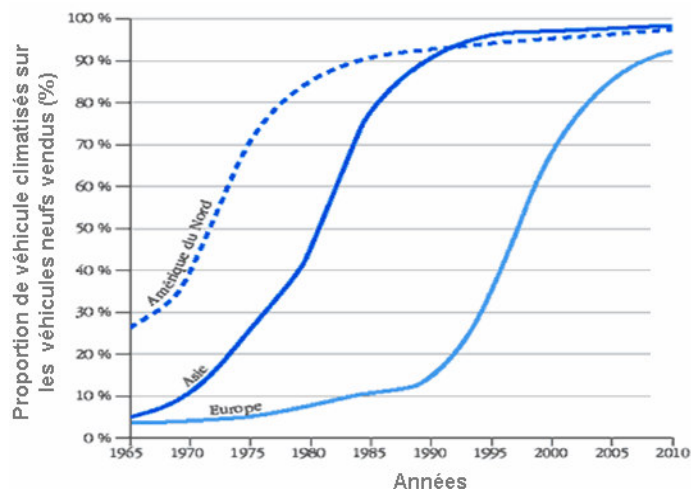


Figure 1.1 : Evolution du taux d'équipement neufs en climatisation automobile

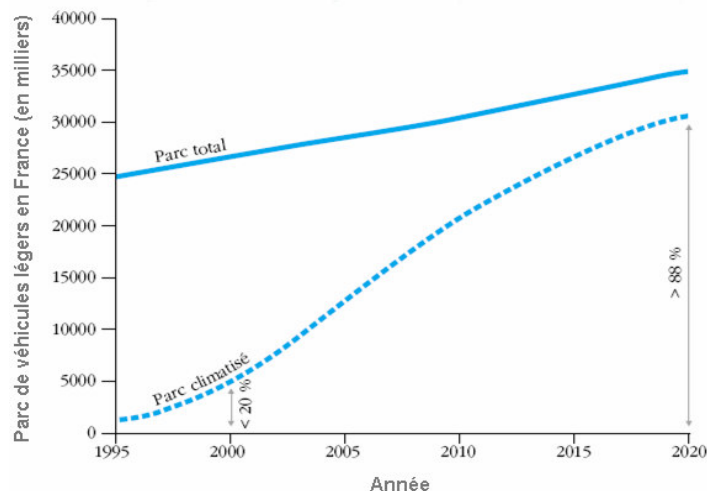


Figure 1.2 : Evolution du nombre de véhicules climatisés du parc de véhicules légers français.

La climatisation automobile est l'ensemble des moyens permettant de maintenir l'atmosphère de l'habitacle à une pression, à un degré d'humidité et à une température donnés, l'objectif principal étant d'assurer la sécurité et le confort à bord du véhicule [Colinet 94] :

- **La visibilité** : un dépôt de buée, dû principalement au froid extérieur et à l'hygrométrie de l'air, diminue significativement la visibilité du conducteur. L'assèchement de l'air et le chauffage rapide des surfaces vitrées empêchent ce dépôt.

- **La vigilance** : un excès de chaleur est néfaste pour la vigilance du conducteur. Il faut donc rafraîchir l'atmosphère de l'habitacle.
- **Le confort** :
 - Prestation de confort permettant l'obtention du bien-être dans la phase d'utilisation du véhicule.
 - Pendant la traversée de zone polluée. En isolant l'habitacle de l'extérieur, on élimine l'entrée des polluants, mais l'air se charge de l'humidité générée par la respiration des passagers. L'assèchement de l'air évitera cette surcharge.

1.1.1 Principe de fonctionnement

La climatisation ou la réfrigération consiste à absorber de la chaleur dans le volume à traiter, en l'occurrence l'habitacle de la voiture. Le climatiseur fonctionne comme un réfrigérateur domestique à compression. Un fluide frigorigène spécifique, qui change d'état (gazeux ou liquide) et de pression dans les différentes zones du circuit, génère un phénomène de transfert de chaleur (Fig. 1.3).

Pour comprendre le principe physique de fonctionnement, on peut suivre sur la figure 1.3 le parcours du fluide frigorigène en partant du compresseur [Béranger 06]. Le fluide frigorigène à l'état gazeux est comprimé donc s'échauffe ; il peut atteindre par exemple 90° C mais tout dépend de ses propriétés physiques. Sorti du compresseur, le gaz arrive dans le condenseur où il rencontre à travers cet échangeur la source chaude, sa température baisse (désurchauffe) par exemple jusqu'à 45°C (la source chaude est plus froide que le fluide), puis il se liquéfie.

Deux phénomènes de transfert de chaleur sont alors mis en jeu : un abaissement de température qui représente environ 15% de l'énergie totale échangée dans le condenseur et une quantité de chaleur échangée grâce à la chaleur latente de liquéfaction. En effet, au cours du changement d'état gaz / liquide, le fluide va céder de la chaleur à température constante (45°C). Suivant le dimensionnement de l'échangeur (condenseur), le fluide entièrement liquide peut perdre quelques degrés (par exemple de 45°C à 40°C). Le fluide frigorigène liquide passe à travers un détendeur, sa pression chute (par exemple de 20 bars à 2 bars), ce qui provoque une baisse de température brutale du fluide (-10°C) et une évaporation partielle. A ce stade le fluide frigorigène constitue un mélange de gaz et de liquide (gouttelettes). En contact avec la source froide (à travers l'évaporateur), le fluide va bouillir (évaporation : transformation en gaz) en absorbant de la chaleur à température constante (-3°C : surchauffe ; le fluide est plus froid que la source froide). L'évaporation représente plus de 80% de l'énergie mise en œuvre pour capter de la chaleur à la source froide, le reste provient de la détente du fluide. En sortant de l'évaporateur, le gaz est aspiré par le compresseur et le cycle se poursuit.

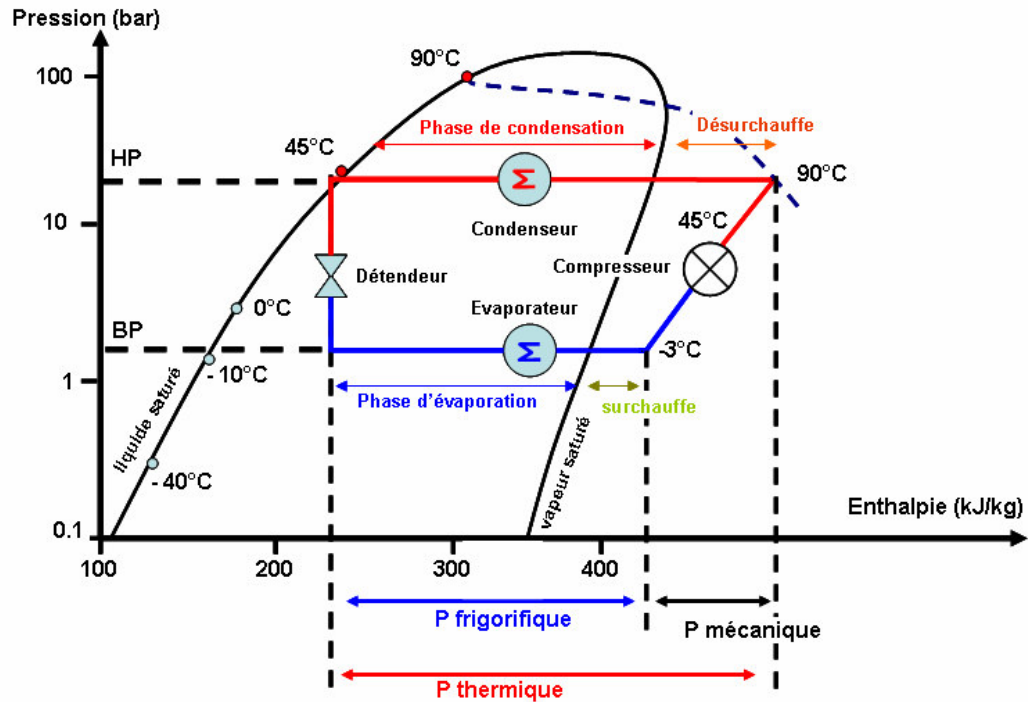


Figure 1.3 : Exemple de cycle thermodynamique idéal dans le diagramme enthalpique de Mollier

Le coefficient de performance (COP) théorique se déduit directement du diagramme de Mollier qui est une caractéristique intrinsèque de chaque fluide frigorigène. Il est donné par :

$$COP_{théorique} = \frac{P_{frigorifique}}{P_{mécanique}} \quad (1.1)$$

Pour calculer le COP réel d'une machine, on doit inclure les pertes engendrées par les organes mécaniques en particulier le compresseur. Le rapport entre le $COP_{théorique}$ et le $COP_{réel}$ est de l'ordre de 0.7, cette valeur correspond approximativement au rendement du moteur et du compresseur.

1.1.2 Principaux composants de la climatisation et leurs rôles

Les différents organes sont représentés dans la figure 1.4 :

- **Le compresseur** est l'élément moteur du circuit frigorigère. C'est une pompe directement entraînée par le moteur du véhicule, par l'intermédiaire d'une courroie, en direct ou via un embrayage électromagnétique. Il a pour fonction de comprimer le fluide frigorigère dans sa phase gazeuse et de le refouler vers le condenseur. Les performances d'un compresseur dépendent à la fois de sa cylindrée et de sa vitesse de rotation. Il existe plusieurs types de compresseurs, suivant les technologies employées (à pistons, rotatif, Scroll, etc.)

Une expérience très simple permet de comprendre le rôle du compresseur : gonflez un pneu de vélo et vous constatez que l'air comprimé chauffe le corps de la pompe.

- **Le condenseur** est un échangeur thermique. Placé le plus souvent devant le radiateur, il permet de condenser le fluide gazeux haute pression provenant du compresseur. Ce changement d'état gazeux/liquide est favorisé par une ventilation forcée spécialement asservie. Il a pour but "d'évacuer" la chaleur prélevée dans l'habitacle.
- **Le réservoir déshydrateur**. Il est situé à la sortie du condenseur, intégré ou indépendant, et assure une réserve de fluide frigorigène liquéfié. Il est composé d'un filtre (gel de silice) qui sert à absorber les traces d'humidité et d'impuretés qui pourraient subsister dans le circuit. Il est généralement équipé d'un capteur de pression de sécurité (pressostat de sécurité) qui neutralise le cycle de fonctionnement en cas d'anomalie de pression dans le circuit.
- **Le détendeur**. Cet organe de détente, thermostatique ou capillaire, abaisse la pression du fluide liquide provenant du condenseur. Il est généralement composé d'un orifice dont le diamètre est ajusté par un asservissement afin de réguler le débit du fluide frigorigène. La phase de détente provoque une chute de température et un début d'évaporation. Une expérience facile à faire permet de reproduire la détente d'un fluide : constatez le refroidissement de l'orifice d'une bombe aérosol lorsque on pulvérise ce dernier (détente du liquide dans la bombe).
- **L'évaporateur**. On le trouve à la fin de la boucle. Il s'agit d'un échangeur thermique qui assure l'évaporation totale du fluide frigorigère relâché par le détendeur. L'évaporateur amène le fluide de sa phase vapeur saturante et le transforme en phase gazeuse, qui sera aspirée ensuite par le compresseur.

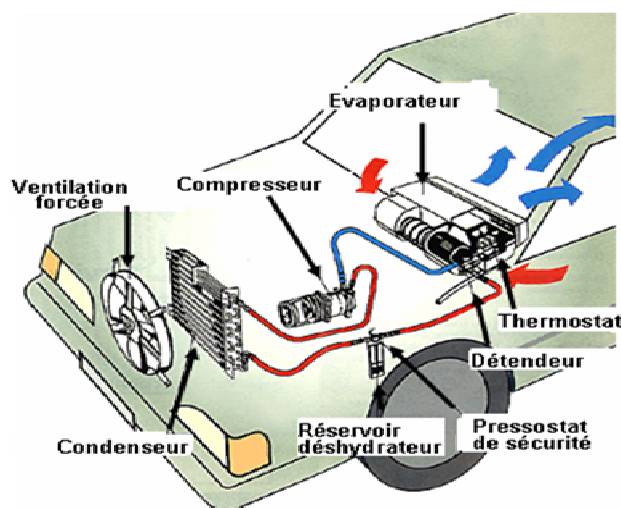


Figure 1.4 : Représentation des différents organes constituant une climatisation automobile.

Le **fluide frigorigère** permet les échanges de chaleur dans un système frigorigère par ses changements d'état, qui sont l'évaporation et la condensation. Il peut se définir comme une substance

chimique dont la température d'évaporation à la pression atmosphérique est inférieure à la température ambiante (température de la source froide). On distingue plusieurs fluides dont les principaux sont donnés dans le tableau 1.2 où ils sont classés en fonction de leur toxicité et de leur stabilité.

Tableau 1.2 : Quelques fluides frigorigènes

Type	Nom	Commentaires
CFC	R11, R12 , R13, R502, R115	Interdits d'utilisation et de vente
HCFC	R22, R408a, R409a, R403b, R123	Le plus utilisé des HCFC est le R22
HFC	R134a R413a R417a, R404a, R407c, R410a R507	remplace R12, corps pur remplace R12 Remplace R22 remplace R22, mélange zéotropique (glissement de température) mélange azéotropique (comme corps purs)
NH ₃	R717 (ammoniac)	Le plus dangereux de tous, mais le plus performant, inorganique
Hydrocarbonés	R290 (propane) R600(butane)	Peu remplacer R22 sans changement
Gaz carbonique eau	R744 R718	Fluide naturel, inorganique

Aujourd'hui, le fluide le plus utilisé dans la climatisation automobile est le **HFC R134a** qui a remplacé le **CFC R12**, très destructeur de la couche d'ozone. Ses performances, précisées dans le tableau.1.3, sont légèrement plus faibles (température d'ébullition légèrement plus haute), mais ne perturbent pas le fonctionnement du système.

Tableau 1.3 : Quelques propriétés des fluides frigorigènes : R134a et R12

	R134a (HFC)	R12 (CFC)
Formule chimique	CH ₂ FCF ₃	CCl ₂ F ₂
Nom chimique	Tétrafluoro 1,1,1,2éthane	Dichlorodifluoro Méthane
Point de congélation	-101.1 °C	-158 °C
Point d'ébullition	-26,5 °C	-29 °C
Température critique	101.1 °C	112 °C
Pression de vapeur (25°)	6.62 bars	6.52 bars
Chaleur spécifique du liquide (25°)	1.4226 kJ/(kg.K)	0.9809 kJ/(kg.K)
Chaleur spécifique de la vapeur (25°)	0.8577 kJ/(kg.K)	0.6755 kJ/(kg.K)
Conductivité thermique à 25° :		
Liquide	81.45 mW/(m.K)	70.19 mW/(m.K)
Vapeur	14.56 mW/(m.K)	09.70 mW/(m.K)

1.1.3 Impact sur l'environnement

La nuisance atmosphérique engendrée par la climatisation ou la réfrigération en général est directement liée au fluide frigorigène. On distingue deux types de phénomènes qui sont : la destruction de la couche d'ozone et la contribution à l'effet de serre.

1.1.3.1 Destruction de la couche d'ozone.

L'ozone est une molécule formée de trois atomes d'oxygène au lieu de deux pour le dioxygène. C'est un gaz instable et il est particulièrement vulnérable aux attaques des composés naturels contenant de l'hydrogène, de l'azote et du chlore. La couche d'ozone située à la stratosphère est aussi indispensable à la vie que l'oxygène. En effet, elle forme un bouclier certes d'une extrême minceur ; si tout l'ozone contenu dans l'atmosphère était comprimé à la surface de terre, cette couche ne ferait que 3 mm d'épaisseur ; mais cette couche est d'une remarquable efficacité, car elle parvient à filtrer la quasi-totalité du rayonnement ultraviolet. Paradoxalement, l'ozone est aussi un oxydant puissant. En concentration importante, il a des effets néfastes sur la santé et en particulier sur l'appareil respiratoire. En concentration très élevée, l'ozone réduit aussi la croissance végétale et le rendement des cultures. Donc suivant l'altitude à laquelle se trouve l'ozone, ses effets sont très différents sur notre environnement. Ainsi il est bénéfique dans la stratosphère et néfaste dans la troposphère où il est considéré comme un gaz à effet de serre et agit comme un polluant (Fig. 1.5).

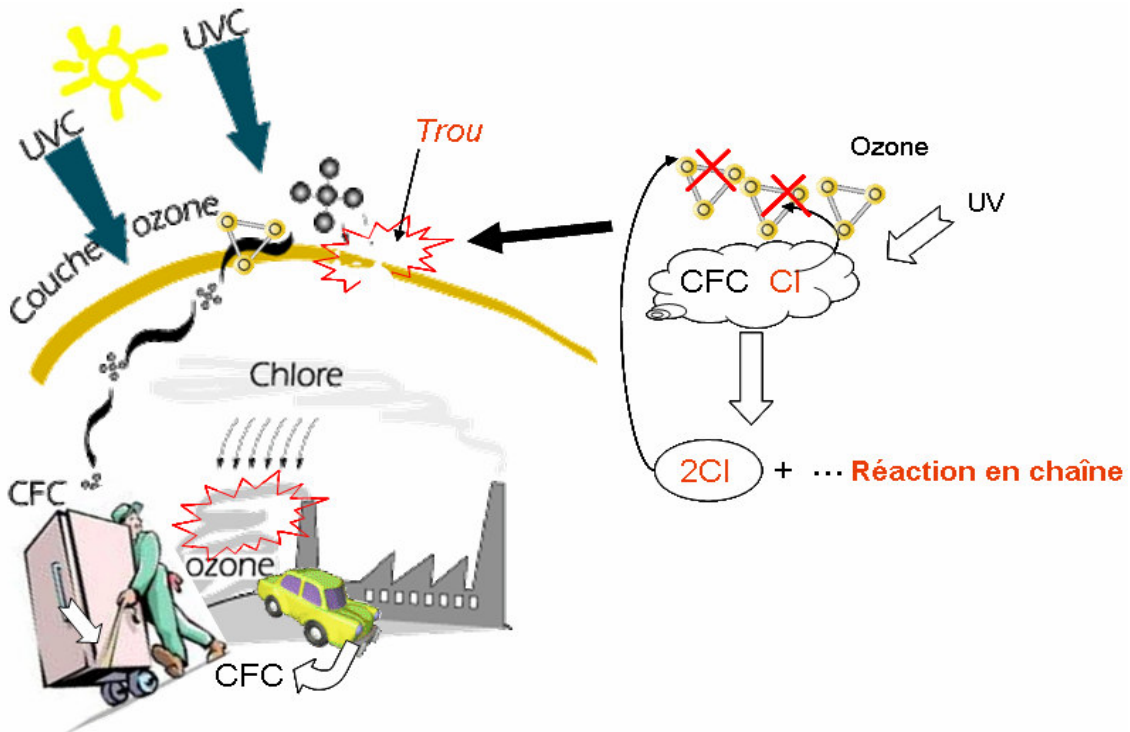


Figure 1.5 Représentation du phénomène de destruction de la couche de zone

La capacité de destruction de la couche d'ozone par les fluides frigorigènes se caractérise par un indice appelé ODP (Ozone Depletion Potential). La valeur maximale de référence est égale à 1 pour le R11.

C'est le fluide le plus destructeur. Cependant son remplacement ainsi que celui des fluides R12 et R22 sont en train de résoudre complètement le problème de destruction de la couche d'ozone (Tableau 1.4).

Tableau 1.4 : Valeurs de ODP de quelques fluides frigorigènes

Fluide	R11	R12	R22	R134a	R717	R507	R404A	R600
Famille	CFC	CFC	HCFC	HFC	inorganique	Azéotropique	zéotropique	hydrocarbure
ODP	1	0.9	0.05	0	0	0	0	0

1.1.3.2 Contribution à l'effet de serre

La température de la terre est maintenue par un équilibre radiatif entre l'effet réchauffant provenant du rayonnement solaire, l'effet refroidissant des rayons infrarouges émis par la surface chaude de la terre et l'enveloppe atmosphérique (Fig. 1.6). La terre est essentiellement chauffée par le rayonnement solaire (une puissance moyennée par an est de 342 W/m^2 au sommet de l'atmosphère, point A de la figure 1.6). Une grande partie de cette énergie est absorbée par les différents composants de notre planète (sol, océans, atmosphère) puis transformée en chaleur. Cette chaleur permet à la terre d'émettre des infrarouges, interceptés à 90% par les gaz à effet de serre. L'énergie interceptée va chauffer de nouveau l'atmosphère, réchauffement qui va engendrer des infrarouges ; infrarouges qui vont de nouveau retourner au sol. Le sol reçoit donc deux fois de l'énergie : une fois par le rayonnement solaire et une fois par le rayonnement de l'atmosphère, d'où l'élévation de sa température. Sans cet effet de serre naturel, la température moyenne à la surface du globe terrestre serait de -18°C contre $+15^\circ\text{C}$ actuellement [Jancovici 02].

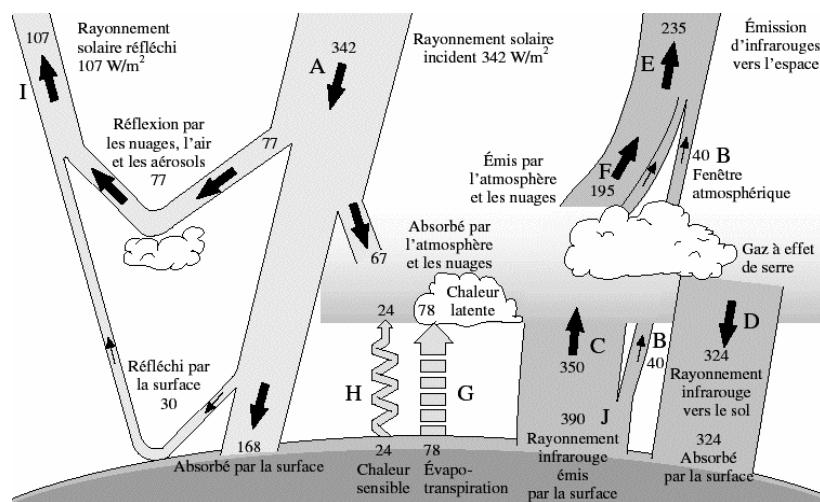


Figure 1.6 : Représentation des phénomènes d'échanges radiatifs dans l'atmosphère [Jancovici 02]

Cependant, l'augmentation de la concentration des gaz à effet de serre (GES) va augmenter le pouvoir d'absorption des rayonnements IR et donc la température moyenne autour de la surface de la terre. C'est le fameux réchauffement de la planète ! Pour caractériser la contribution des fluides frigorigènes à l'augmentation de l'effet de serre, un indicateur a été défini. Il s'agit du GWP (Global Warning Potential) qui est un index qui compare l'effet de réchauffement des différents gaz au fil du temps par rapport à des émissions équivalentes de CO₂ exprimées en masse (Tableau 1.5).

Tableau 1.5 : Valeurs du GWP₁₀₀ de quelques fluides, l'indice 100 indique la durée de vie 100 ans

Fluide	R11	R12	R22	R134a	R717	R744	R507	R404A	R600
Famille	CFC	CFC	HCFC	HFC	inorganique	CO ₂	Azéotropique	zéotropique	hydrocarbure
GWP ₁₀₀	3500	7300	1500	1300	<1	1	3330	3260	3

Dans un véhicule de gamme moyenne, la climatisation, à elle seule est responsable d'une augmentation de 6 à 10 %, voire plus, de ses émissions annuelles de gaz à effet de serre, principalement à cause des rejets dans l'atmosphère du fluide frigorigène, en fin de vie du véhicule ou lors des opérations de maintenance, si elles ne sont pas faites correctement. Des progrès ont été enregistrés en particulier dans l'étanchéité des circuits frigorifiques. Aujourd'hui, les taux de fuite du fluide sont inférieurs à 8 % par an. De plus à cause de l'interdiction du R134a en Europe, qui prend vigueur à partir de 2011 pour les nouveaux véhicules et 2017 pour tous les véhicules, les équipementiers et constructeurs automobiles sont à la recherche de nouveaux fluides. Aujourd'hui, plusieurs candidats potentiels sont susceptibles de remplacer le R134a : le R152 (mélange à base d'hydrogène ; explosif) aux USA et le R744 (CO₂ ; nécessite des pressions élevées) ou un nouveau réfrigérant chimique.

Une autre contribution de la climatisation aux émissions de gaz à effet de serre est l'augmentation de la consommation du carburant pour alimenter le compresseur. Les constructeurs automobiles avancent une hausse moyenne de 3 à 5 % de surconsommation. Une étude récente réalisée par l'ADEME [Gagnepain 06] montre que pour une climatisation réglée à un $\Delta T=5^{\circ}\text{C}$ (à titre d'exemple, à 25°C par temps clair, pour un réglage de la climatisation à 20°C) la surconsommation de carburant du véhicule est en moyenne de 20 % en ville et de 6 % en autoroute. Par ailleurs, il est important de noter que cette surconsommation augmente avec le ΔT (à cause du COP). De plus, la fonction désembuage utilisée par temps humide, qui met en action la climatisation, engendre également une surconsommation. A 15°C de température extérieure et pour un réglage de la température habitacle à 20°C, cette surconsommation est de l'ordre de 12 % en ville et de 5 % sur route autoroute.

Pour diminuer cet impact deux axes de recherche sont possibles : améliorer les rendements des organes mécaniques et développer de nouvelles technologies de fabrication du froid.

1.2 Alternatives à la production du froid sans fluide frigorigène

Les différents accords environnementaux interdisent l'utilisation de fluides frigorigènes usuels ou à bon rendement (protocole de Montréal interdisant les fluides CFC et HCFC et protocole de Kyoto supprimant plusieurs fluides frigorigènes en particulier le R134a). Il est donc pertinent de mener, parallèlement aux travaux actuels sur les fluides frigorifiques et l'isolation de l'habitable, des recherches de nouvelles solutions de production du froid assurant une haute efficacité énergétique et un faible impact environnemental.

Aujourd'hui, plusieurs technologies de production de froid sans fluide frigorigène ou avec d'autres fluides sont envisageables : cycle de Stirling, réfrigération par tube vortex, réfrigération à tube à gaz pulsé, réfrigération Malone, réfrigération thermo-ionique, fluides de substitution (CO_2 , ammoniac, hydrocarbure, eau, etc.), refroidissement par évaporation d'eau, réfrigération par absorption ou adsorption, réfrigération thermoélectrique, réfrigération thermoacoustique, réfrigération magnétique [Loigerot 2005].

Dans cette étude nous nous intéressons à la réfrigération magnétique mais nous présenterons succinctement les réfrigérations thermoélectrique et thermoacoustique. En effet, ces dernières ont un principe physique analogue à la réfrigération magnétique, sont techniquement plus avancées et peuvent donc être exploitées pour la faire progresser.

1.2.1 Réfrigération thermoacoustique

Il s'agit d'une conversion de l'énergie acoustique en énergie thermique comme indiquée dans la figure 1.7. Une onde acoustique se propageant dans un résonateur va entraîner des fluctuations (compression/détente) des particules d'un gaz qui induisent des variations de température [Dufourd 01], [Loigerot 05].

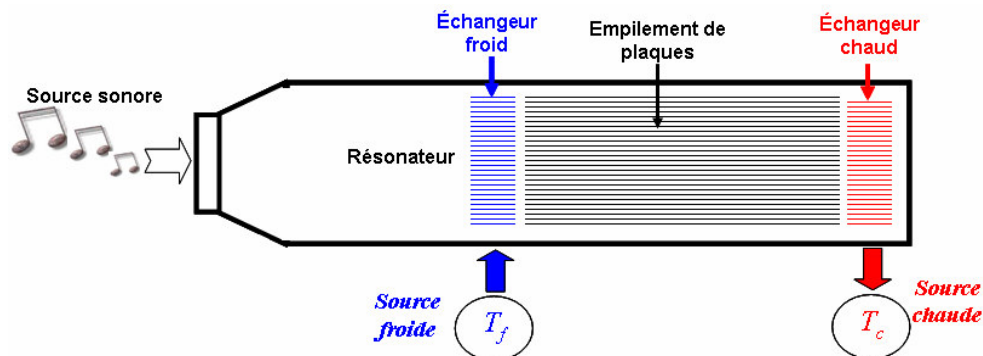


Figure 1.7 : Schéma de principe de refroidissement thermoacoustique

Par analogie au système thermodynamique classique, on peut définir un cycle thermoacoustique en quatre phases comme expliqué dans la figure 1.8.

1. La particule se déplace en subissant une compression adiabatique : son volume diminue et sa température augmente.
2. Un transfert thermique s'établit de la particule vers la plaque voisine
3. La particule parcourt le chemin inverse à celui de la phase 1 et subit un abaissement de sa température par dilatation quasi adiabatique
4. Un transfert de chaleur s'établit de la plaque voisine vers la particule

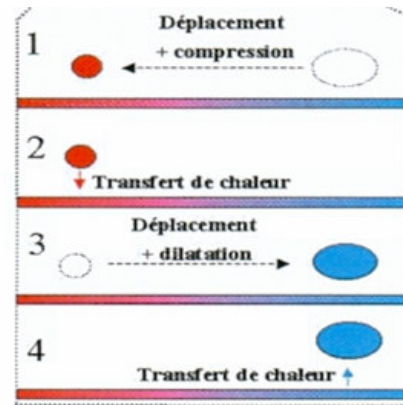


Figure 1.8 : Cycle thermoacoustique vue par une particule

La production d'un son dans un tube sous pression peut ainsi refroidir un objet placé dans le tube (côté source froide). Certains systèmes acoustiques auraient été utilisés dans des programmes spatiaux pour un réfrigérateur. Le fluide utilisé est l'hydrogène. L'utilisation de cette technologie semble, à l'heure actuelle, difficilement adaptable aux systèmes de climatisation. Cependant, les applications principales visées sont celles de faibles puissances (refroidissement des processeurs d'ordinateurs). Le point faible de cette technologie reste la pollution sonore. En effet, les prototypes réalisés fonctionnent typiquement à 20 bars et génèrent des sons de 180 décibels.

1.2.2 Réfrigération thermoélectrique

L'histoire de la thermoélectricité a débuté par la découverte du physicien allemand Thomas Johann Seebeck en 1821 : une différence de potentiel apparaît à la jonction de deux matériaux soumis à une différence de température. L'utilisation la plus connue de l'effet Seebeck est la mesure de température à l'aide de thermocouples. Quelques années plus tard, en 1834, le physicien français Jean Peltier découvrit l'effet thermoélectrique inverse : une différence de température apparaît aux jonctions de deux matériaux de natures différentes soumis à un courant électrique. C'est ce dernier qui est mis en œuvre dans la réfrigération thermoélectrique. Il s'agit d'un couplage entre deux phénomènes de transport : charges électriques et quantités de chaleurs. Deux propriétés intrinsèques du matériau sont alors mises en jeu : la conductivité électrique et la conductivité thermique. Le principe de refroidissement par effet Peltier est schématisé dans la figure 1.9. Il s'agit d'un module constitué de deux couples connectés électriquement. Chacun des couples est constitué d'un matériau semi-conducteur dopé p (trous : pouvoir thermoélectrique positif) et d'un matériau semi-conducteur dopé N (électrons : pouvoir thermoélectrique négatif). Ces deux matériaux sont connectés à une source de courant ou de tension par un matériau conducteur électrique dont le pouvoir thermoélectrique est généralement négligeable. Par effet Peltier, le passage de courant dans le matériau induit un flux thermique dans le même sens que le déplacement de ces charges. Pour disposer d'un maximum de flux

thermique plusieurs éléments (N et P) sont connectés en série électriquement et en parallèle thermiquement.

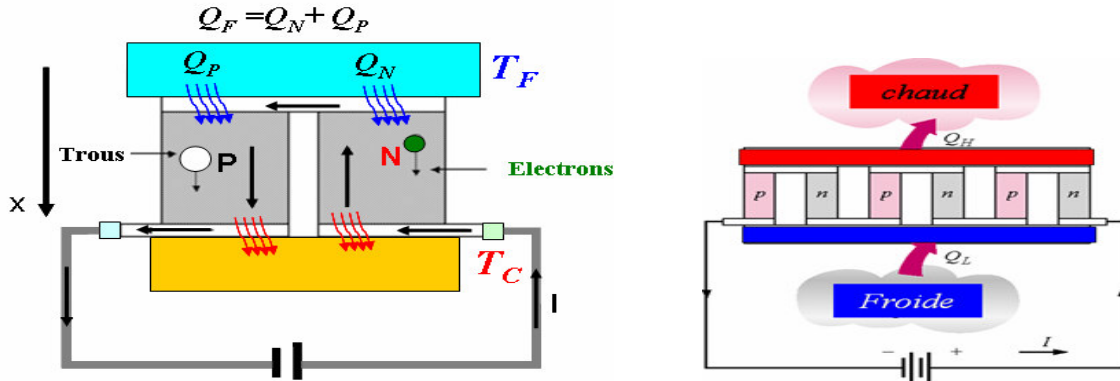


Figure 1.9 : Schématisation du principe de refroidissement par effet Peltier

Le rendement associé à la conversion d'énergie d'un système de réfrigération thermoélectrique dépend des températures de source chaude T_C et froide T_F et de ZT appelé facteur de mérite qui caractérise les propriétés de transport du matériau.

$$ZT = S^2 \frac{\sigma}{\lambda} T \quad (1.1)$$

Avec S : le coefficient de Seebeck, propriété thermoélectrique du matériau ; σ : la conductivité électrique du matériau et λ : sa conductivité thermique.

L'optimisation de matériaux pour une utilisation dans la conversion d'énergie par effet thermoélectrique passe donc nécessairement par l'optimisation de leurs propriétés de transport électriques et thermiques de manière à maximiser le facteur de mérite ZT . Comme on peut le constater d'après l'expression de ZT , un bon matériau thermoélectrique possèdera simultanément un coefficient de Seebeck élevé, une conductivité électrique élevée et une conductivité thermique faible. En règle générale, "un bon conducteur thermique est un bon conducteur électrique". Les matériaux type semi-conducteurs dopés ont le meilleur facteur de mérite. Comme les propriétés de transport d'un matériau dépendent fortement de la température, les performances des matériaux thermoélectriques sont définies suivant des plages de température d'utilisation. Dans la gamme de la température ambiante l'alliage $\mathbf{Bi}_2\mathbf{Te}_3$ (Tellure de Bismuth) se distingue par ses propriétés thermoélectriques, il est utilisé dans la majorité des dispositifs de réfrigération thermoélectrique. Les meilleures performances ($ZT=1$) sont obtenues lorsqu'il est associé à $\mathbf{Sb}_2\mathbf{Te}_3$ (Tellure d'Antimoine) qui possède la même structure cristalline. En terme de rendement, il faudrait des matériaux avec $ZT=3$ pour pouvoir développer des réfrigérateurs concurrentiels. Cependant, pour des faibles puissances (dizaine de watt) et pour des applications portables, cette technologie semble très intéressante de par sa simplicité de

fonctionnement (pas de pièce en mouvement). Au delà se pose le problème de la puissance à évacuer et de la consommation électrique.

1.3 Réfrigération magnétique

1.3.1 Principe

Les travaux sur la réfrigération magnétique autour de la température ambiante sont un thème de recherche tout à fait nouveau qui a émergé depuis une dizaine d'années aux USA, Japon, Canada et en Espagne. Les premiers travaux français ont été initiés au laboratoire GE2lab il y a environ six ans.

Cette technologie est basée sur l'effet magnétocalorique (EMC), une propriété intrinsèque des matériaux magnétiques (Fig. 1.10). Cet effet se traduit par un échauffement ou un refroidissement du matériau lorsqu'il est aimanté ou désaimanté de manière adiabatique. On peut ainsi réaliser magnétiquement l'équivalent du cycle d'une machine thermique classique d'autant plus que certains matériaux possèdent un effet magnétocalorique géant autour de la température ambiante.

En 1998, la faisabilité de la réfrigération autour de la température ambiante en utilisant du gadolinium a été démontrée [Zimm 98]. L'efficacité atteinte est remarquable et laisse entrevoir de réelles et nombreuses applications potentielles qui pourraient concurrencer les systèmes de réfrigération thermique classique ou encore thermoélectrique :

- réfrigération domestique ou industrielle,
- climatisation de bâtiment ou de véhicule
- refroidissement de systèmes portables : électronique, médical, etc.
- liquéfaction de gaz,
- etc.

Les avantages technologiques, économiques et écologiques sont en effet multiples :

- absence de polluant atmosphérique comme le CFC ou ses substituts HCFC et HFC, les fluides utilisés dans les démonstrateurs étant l'eau ou le glycol.
- absence de bruits et de vibrations grâce à l'absence de compresseur.
- grande efficacité thermodynamique engendrée par la quasi-réversibilité de l'effet magnétocalorique. Avec l'EMC, les efficacités peuvent atteindre 60%, voire plus, de l'efficacité limite de Carnot alors qu'elles ne dépassent pas 40% dans les meilleurs systèmes thermodynamiques conventionnels. Le coefficient de performance traduisant le rendement énergétique (Puissance froide / Puissance fournie) est théoriquement de 10 alors qu'il vaut 5 et 0.5 respectivement pour un cycle thermodynamique classique et une cellule à effet Peltier.
- possibilité de réaliser des systèmes compacts avec de fortes densités d'énergie, le matériau étant solide et non gazeux.
- réglage aisé de la puissance ou des températures des sources froide et chaude.

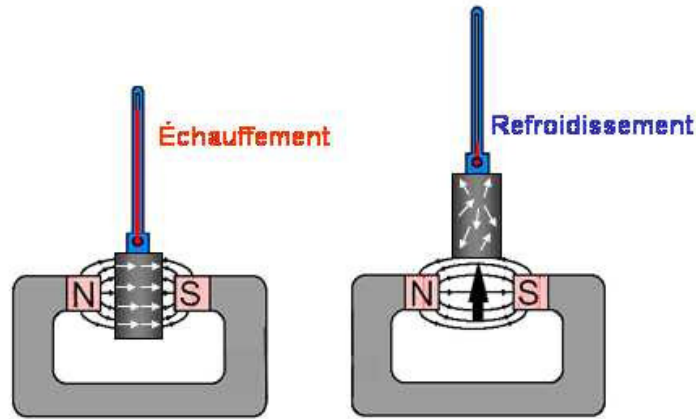


Figure 1.10 : Schématisation du principe de l'effet magnétocalorique EMC

Cependant, l'exploitation directe de l'EMC ne permet pas aujourd'hui de dépasser quelques degrés de ΔT dans le cas des meilleurs matériaux (Gadolinium), pour des systèmes à aimants permanents. L'amplification de la différence de température peut être obtenue grâce aux cycles de réfrigération magnétique active à récupération AMRR (Active Magnetic Regenerative refrigeration). Le principe de l'AMRR est de créer, par des jeux d'échange thermique entre le matériau et un fluide intermédiaire, un gradient de température le long du matériau (Fig. 1.11). Ce gradient s'amplifie à chaque cycle pour atteindre les températures de source chaude T_C et froide T_F à chaque extrémité.

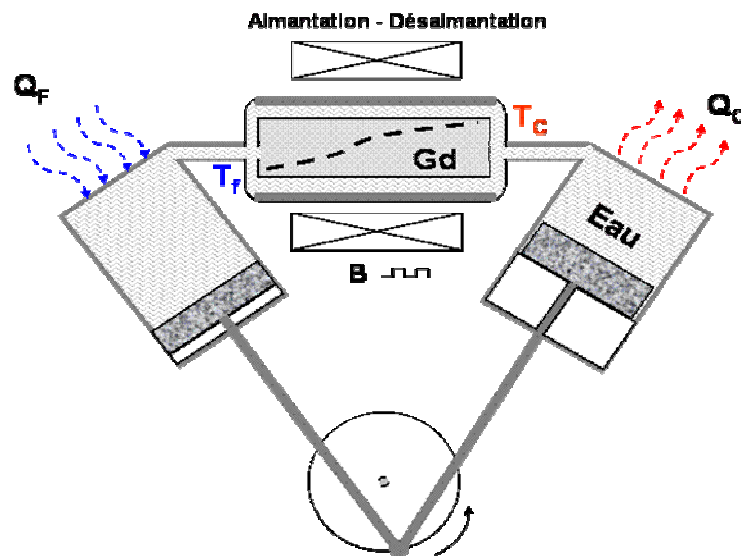


Figure 1.11 : Schéma de principe de l'AMRR, le matériau à EMC géant est ici le gadolinium Gd et le fluide caloporteur est de l'eau

Le rendement et l'efficacité d'un système de réfrigération magnétique dépendent du matériau magnétocalorique, du fluide, de la source de champ et du cycle magnétothermique.

1.3.2 Développements récents

Les différents démonstrateurs réalisés laissent entrevoir l'importance de ces différentes composantes (source de champ, matériau actif et cycle thermomagnétique). Il est encore trop tôt pour parler de performance car leur objectif n'a été souvent que la faisabilité de la réfrigération magnétique à température ambiante. Suivant la source de champ magnétique utilisée, on distingue deux types de dispositif à savoir à aimants supraconducteurs et à aimants permanents.

1.3.2.1 Dispositifs à aimants supraconducteurs

On citera en particulier le démonstrateur [Zimm 98] de Gschneidner (Ames Laboratory - Iowa) et Zimm (Astronautics Technology Center - Madison). Ce dispositif décrit les principales données utiles qui permettent d'évaluer les performances de la réfrigération magnétique. Le cœur de l'appareil (Fig. 1.12) se compose de deux paquets contenant chacun 1,5 kg de gadolinium (99.9%) sous forme de sphères de 150 à 300 μm de diamètre. ces paquets se déplacent alternativement dans le champ d'un aimant supraconducteur grâce à un vérin pneumatique qui peut développer une force de 2500 N. Les paramètres du cycle AMRR mis en œuvre sont :

- fréquence du cycle égale à 0.17 Hz
- eau comme fluide d'échange
- source du champ de type aimant supraconducteur : $B = 1.5$ à 5 T
- débit du fluide de 5 l/min

La courbe portée sur la figure 1.12 représente la puissance froide pour différents écarts de température ΔT . Un maximum de puissance de 600 W est obtenu pour un ΔT de 10 °C. Le coefficient de performance COP est estimé en moyenne à 6.

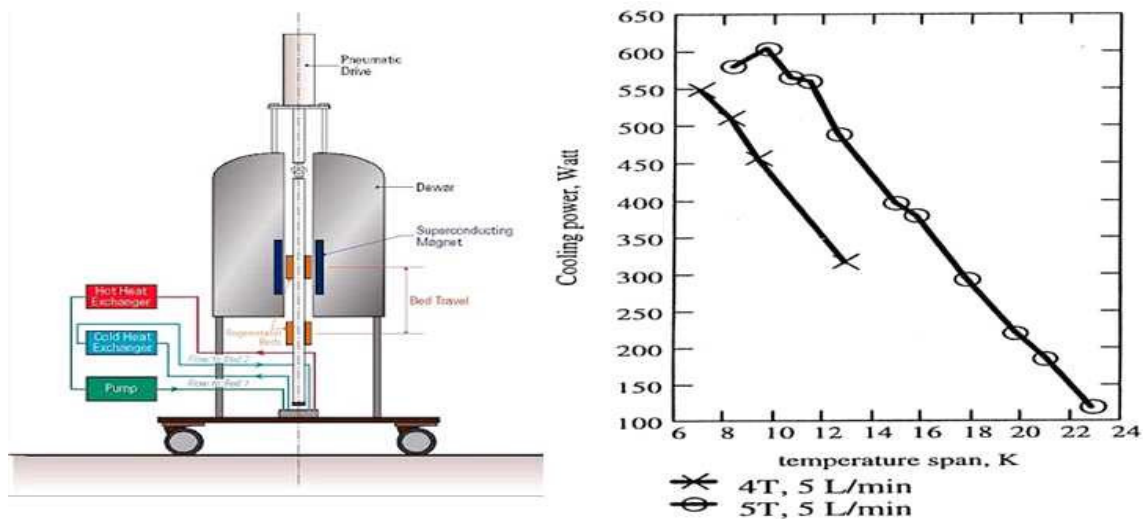


Figure 1.12 : Démonstrateur de réfrigération magnétique développé aux USA, Schéma du système et puissance froide en fonction de l'écart de température [Zimm 98]

Une des applications de l'effet magnéto-calorique est la liquéfaction des gaz. L'institut de recherche sur l'hydrogène de l'Université Trois Rivières (Québec) a mené une étude sur un liquéfacteur à gaz (Fig. 1.13) basé sur l'EMC. La source du champ est un aimant supraconducteur ($B=5T$), le matériau actif (Gd) est déposé sur une roue entraînée par un moteur. Le processus d'aimantation et de désaimantation ainsi que la circulation alternative d'un fluide caloporteur (hélium) permettent de réaliser un cycle appelé AMRL (Active Magnetic Regenerative Liquefier) qui est similaire au cycle AMRR présenté précédemment. La source chaude est à température ambiante ($T_C = 300K$) et la source froide est à -173 °C ($T_F=100\text{ K}$). Le circuit du gaz à liquéfier passe par l'échangeur froid. La puissance froide est estimée à 500 W.

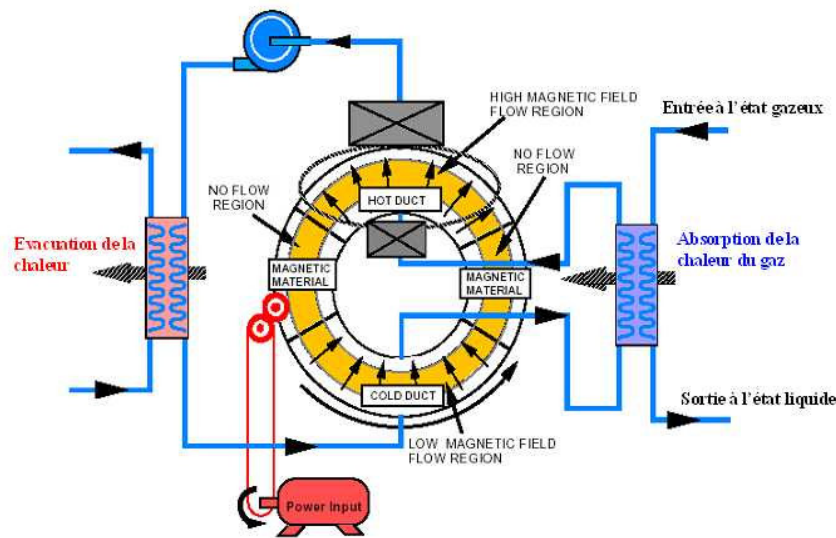


Figure 1.13 : Liquéfacteur à EMC

1.3.2.2 Dispositifs à aimants permanents

Les aimants permanents constituent une solution intéressante de système de source de champ pour des dispositifs de réfrigération magnétique en particulier pour des systèmes de puissance relativement faible ($< 10\text{ kW}$). Plusieurs démonstrateurs à base d'aimants ont été étudiés. Nous allons présenter les réalisations les plus intéressantes.

Le dispositif représenté en Fig. 1.14 a été développé par l'équipe de l'Université Polytechnique de Catalogne à Barcelone. Le matériau magnéto-calorique est un ruban de gadolinium (Gd 99.9%) fixé sur un disque en plastique et plongé dans un fluide caloporteur (huile d'olive). Le cycle magnétique d'aimantation / désaimantation est assuré par la rotation du disque en plastique et son passage devant un aimant. L'écart de température obtenu est respectivement de 1.6 et 5 K pour un champ de 0.3 T et 0.95 T [Bohigas 00]. Ceci correspond à 2.5 fois l'EMC du Gd. Même si les performances obtenues sont faibles, ce dispositif est le premier qui a montré la faisabilité de la réfrigération magnétique avec des champs accessibles par des aimants permanents.

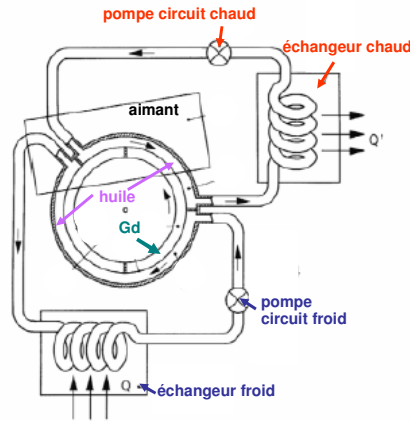


Figure 1.14 : Dispositif de réfrigération magnétique à aimants permanents (Barcelone, Espagne)

Suite au premier démonstrateur à aimants supraconducteurs, une étude théorique d'un dispositif rotatif de réfrigération magnétique, d'une puissance de 120W (proche des réfrigérateurs du commerce) a été menée par ACA et le Laboratoire AMES. L'alliage magnétocalorique envisagé est $Gd_5(Si_x Ge_{1-x})_4$ (avec $0.5 \geq x$). Ce système se distingue par sa source de champ qui a une structure dérivée de la structure d'Halbach. Cette structure permet d'atteindre des aimantations supérieures à l'aimantation de l'aimant. En s'appuyant sur cette structure et en l'adaptant au système rotatif, une induction de 3T dans un entrefer de 6 mm (2 T pour 12 mm) peut être obtenue grâce à l'utilisation de FeNdB et l'ajout judicieux de pièces polaires en matériau magnétique doux de FeCoV [Lee 02-2].

Le système est prévu pour assurer à la fois la fonction de réfrigérateur et de freezer, la source froide du premier jouant le rôle de la source chaude du second.

Les caractéristiques et les performances de l'étude théorique du système sont résumées dans le tableau 1.6. Les résultats montrent la faisabilité d'un dispositif à aimants et l'intérêt des composés GdGeSi.

Tableau 1.6 : Caractéristiques et performances théoriques du dispositif

Matériau	Matériau à EMC : $Gd_5(Si_{0.5}Ge_{0.5})$:
	Aimant (1.5 T dans 1.25 cm) : $Nd_2Fe_{14}B + FeCo$
Fluide	Partie réfrigérateur : Eau Partie freezer : Ethylène Glycol
Fréquence du cycle	0.17 Hz
Réfrigérateur	$T_F = -1^\circ C$, $T = 32^\circ C$ $P_F = 127$ Watt, $P_{elec} = 32.7$ Watt COP = 3.9, Efficacité 49 % Carnot
Freezer	$T_F = -12^\circ C$, $T_C = -1^\circ C$ $P_F = 40$ Watt, $P_{elec} = 6.7$ Watt COP = 6, Efficacité 51 % Carnot

Le prototype réalisé (Fig. 1.15) met en œuvre le Gd comme matériau magnétocalorique et non GdSiGe. C'est un système de réfrigération à étage unique. Pour des cycles de 0.16 à 2 Hz et des débits d'eau allant de 0.4 à 0.8 l/min, les écarts de température obtenus entre la source chaude et la source froide sont de 4 à 20°C et les puissances froides de 50 à 10 W.

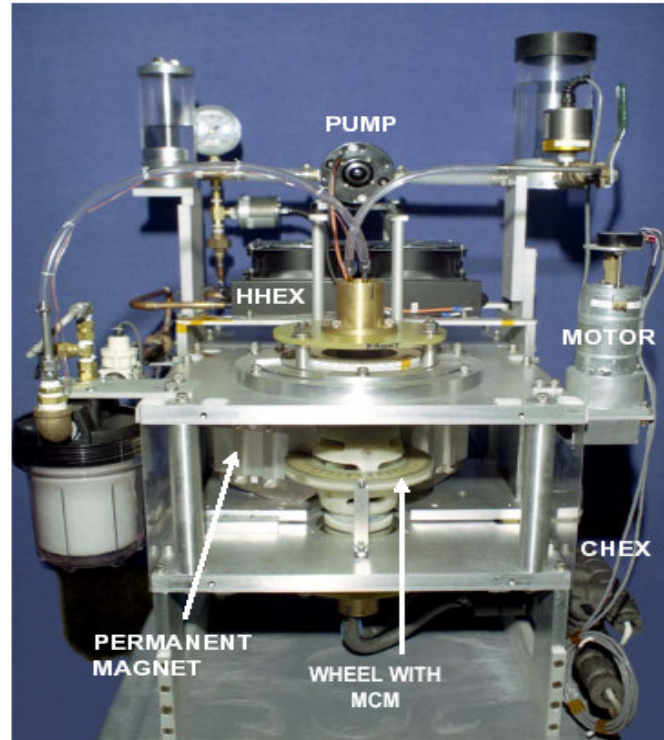


Figure 1.15 : Dispositif de réfrigération magnétique rotatif à aimants permanents (Astronautic Technology Center, USA) [Zimm 06]

Des améliorations sur le dispositif ont été apportées, en particulier sur la forme et la nature du matériau actif. Le matériau prévu est l'alliage 94%Gd 6%Er. La source de champ est a priori similaire au système précédent et délivre 1.5T et le fluide envisagé reste l'eau. Aujourd'hui, on ne dispose pas d'informations quantitatives concernant les performances du système amélioré.

Okamura et al [Okamura 06] ont publié des résultats sur un réfrigérateur magnétique à aimants permanents (induction magnétique de 0.76 T), avec une puissance froide de 60 W, le matériau magnétocalorique mis en œuvre est un alliage de GdDy. Des améliorations récentes (Fig. 1.16 et 1.17) sur leur système [Okamura 07], en particulier sur la source de champ magnétique (Induction supérieure à 0.9 T) ont permis d'obtenir des performances frigorifiques meilleures.

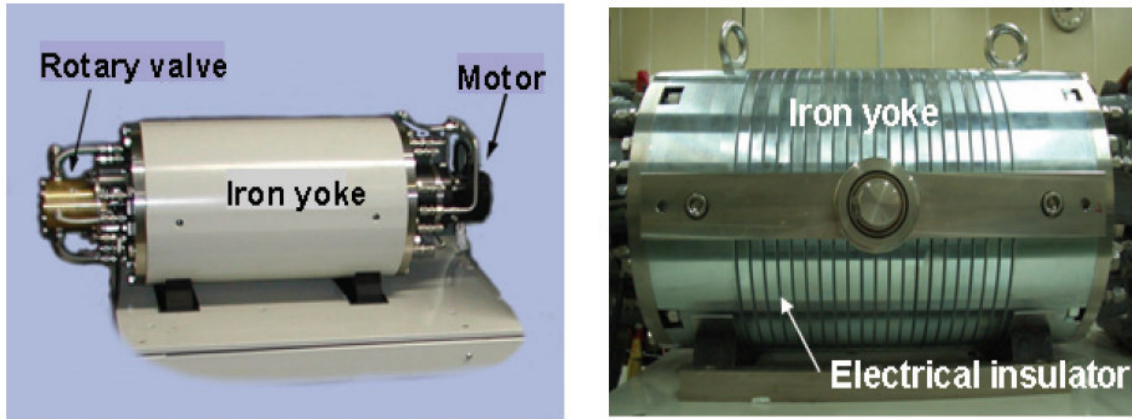


Figure 1.16 : Le dispositif japonais initial (gauche) et amélioré (droite)

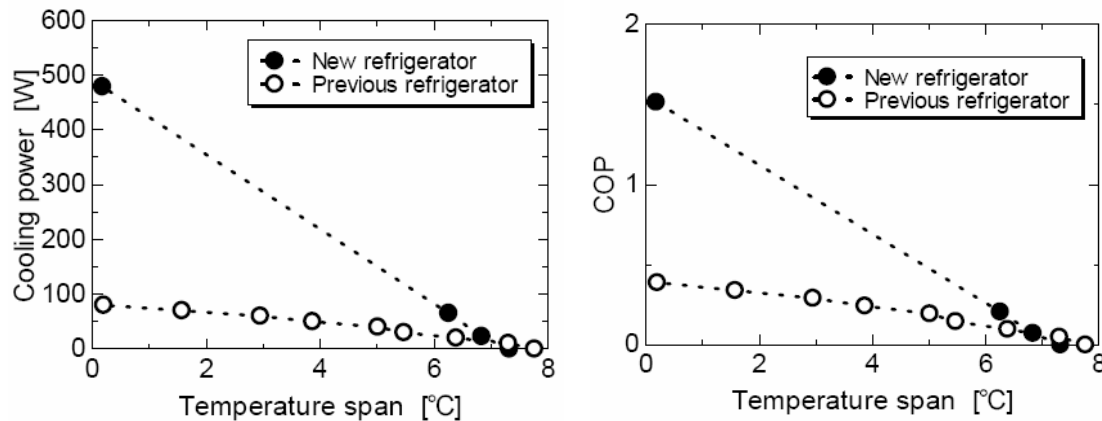


Figure 1.17 : Evaluation de puissance froide et du COP en fonction des écarts de température ΔT pour le dispositif initial et le nouveau

1.4 Contexte et objectif de la thèse

Des systèmes compacts, propres et à haut rendement, c'est ce que nous promet la réfrigération ou la climatisation magnétique autour de la température ambiante. C'est aussi le challenge que le Laboratoire G2Elab s'est fixé en se lançant dans cette activité de recherche tout à fait nouvelle, il y a environ 6 ans. Il peut être considéré comme un laboratoire de génie électrique pionnier dans ce domaine.

Cependant cette thèse qui peut être considérée comme la première sur cette thématique en France n'aurait pas pu avoir lieu sans l'ADEME et le DRI (Département de Recherche et Innovation Automobile) du groupe PSA qui ont soutenu cette recherche malgré l'expérience restreinte du laboratoire dans le domaine de la réfrigération magnétique qui datait au début de cette thèse d'environ une année. Cependant, le laboratoire a d'une part une grande compétence dans la conception et l'optimisation de structures et d'actionneurs électromagnétiques, d'autre part, une étroite collaboration

a été mise en place avec le Laboratoire de Cristallographie de Grenoble, le Laboratoire Louis Néel, regroupés aujourd'hui dans l'Institut Néel, ainsi que le CRETA Consortium de Recherche pour l'émergence de Technologies Avancées. Ces derniers ont étudié depuis des années les matériaux à EMC comme le gadolinium ou les composés MnFePAs à l'époque où leurs applications dans la réfrigération magnétique n'étaient pas encore visibles. Ainsi, tout la compétence existe pour fabriquer et optimiser des matériaux à fort pouvoir magnétocalorique, les caractériser complètement et les mettre en œuvre dans un système de réfrigération. Toutes ces considérations jointes à l'aspect novateur et le domaine d'application extrêmement prometteur de la réfrigération magnétique nous ont fortement encouragé à nous engager dans ce nouveau thème de recherche. En fédérant un ensemble de compétences très variées et tout à fait complémentaires, un groupe de travail sur la réfrigération magnétique a été constitué, dont les objectifs sont :

- synthétiser, optimiser et mettre en œuvre des matériaux à fort pouvoir magnétocaloriques qui soient efficaces, économiques, écologiques et de mise en action pratique à moyen terme dans des systèmes frigorifiques pilotes.
- concevoir et réaliser des systèmes de réfrigération magnétique intégrant ces matériaux en optimisant les sources de champ, la forme et la composition du bloc magnétocalorique actif ainsi que les échanges thermiques.

Cette thèse était menée dans ce contexte et avait pour objectif de développer un dispositif original de réfrigération magnétique en utilisant des matériaux à effet magnétocalorique géant. Le partenariat avec PSA a naturellement orienté l'application vers la réfrigération d'un habitacle automobile et donc un système embarqué avec une source de champ à aimants permanents. Compte tenu de cette activité de recherche novatrice, nous avons opté pour une approche globale du matériau au dispositif dans laquelle nous avons essayé d'étudier et maîtriser les différentes phases de la réfrigération magnétiques qui sont :

- le matériau à effet magnétocalorique géant
- le cycle magnétothermique à régénération active
- le système d'aimantation et de désaimantation
- le dispositif complet avec les interactions entre ses différentes composantes.

Chapitre 2

Réfrigération magnétique : effet magnétocalorique, considérations thermodynamiques et matériaux

2.1	Historique.....	36
2.2	Effet magnétocalorique EMC	36
2.2.1	Définition	38
2.2.2	Analyse thermodynamique de l'EMC	39
2.2.3	Modélisation de l'effet magnétocalorique	40
2.2.3.1	EMC dans l'approximation du champ moyen	40
2.2.3.2	Application aux éléments de terres rares	43
2.2.3.3	Les alliages de terres rares	45
2.2.3.4	Validité du modèle de calcul de l'EMC	47
2.2.3.5	Modèle de Bean Rodbell et les transitions magnétiques de premier ordre	49
2.2.4	Conclusion	55
2.3	Les matériaux à effet magnétocalorique.....	56
2.3.1	Caractérisation des matériaux à EMC.....	57
2.3.1.1	Mesures directes	57
2.3.1.2	Mesures calorimétriques	59
2.3.1.3	Mesures magnétiques	60
2.3.2	Présentation des matériaux caractérisés et résultats obtenus.....	61
2.3.2.1	Description du dispositif de mesure et de la méthode de dépouillement des données brutes	61
2.3.2.2	Gadolinium Gd et alliage $Gd_{0.87} Dy_{0.13}$	63
2.3.2.3	Composés MnFePAs	66
2.3.2.4	Composés Fe_2P	69
2.3.2.5	Composés $(Fe,M)_2P$	70
2.3.2.7	Composés $Fe_{0.7}Ni_{0.3}$	72
2.3.2.8	Composés MnAs	72
2.3.3	Conclusion	73

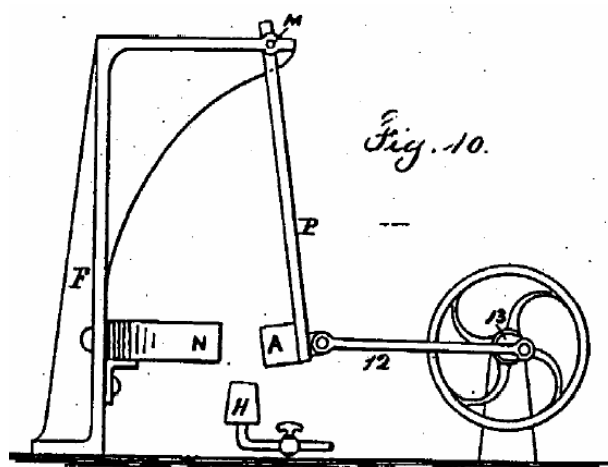
Dans ce chapitre nous nous sommes focalisés sur les propriétés magnétocaloriques du matériau à savoir la variation d'entropie magnétique ΔS_m , l'effet magnétocalorique EMC et la capacité calorifique C_p . Une approche théorique basée sur le modèle du champ moléculaire de Weiss, le modèle phénoménologique de Bean Rodbell et les relations thermodynamiques classiques a été utilisée, afin de dégager les propriétés importantes qui interviennent dans la réfrigération magnétique, en particulier les grandeurs exprimées précédemment.

Comme on peut le voir par la suite, ce modèle sera utilisé pour évaluer les performances magnétocaloriques des terres rares et de leurs alliages. Il sera aussi exploité pour décrire l'effet magnétocalorique associé aux transitions de phase du premier ordre induites par les effets magnétoélastiques. Cependant, pour les autres familles de matériaux magnétocaloriques, en particulier les matériaux à base de métaux de transition, l'approximation du champ moléculaire ne peut décrire le magnétisme.

L'approche expérimentale basée sur les mesures magnétiques, semble être une solution pratique pour la caractérisation de l'effet magnétocalorique. Dans ce chapitre nous allons décrire le principe de la méthode de caractérisation et les résultats des mesures de quelques familles de matériaux.

2.1 Historique

Si l'effet magnétocalorique (EMC) est connu depuis plus d'un siècle, son application à la production du froid autour de la température ambiante ne date que de deux décennies. En effet, ce phénomène a été découvert pour la première fois par Warburg en 1881. Edison 1887 et Tesla en 1889 ont présenté chacun un générateur et un moteur magnétothermique utilisant des matériaux dont l'aimantation dépend fortement de la température.



Moteur thermomagnétique de Nicola Tesla [brevet USA 1889]

En 1905, au cours de ses travaux sur la théorie cinétique du magnétisme, Paul Langevin a démontré pour la première fois que la variation de l'aimantation d'une substance magnétique avait généralement comme conséquence un changement réversible de sa température.

L'interprétation théorique du phénomène a été avancée en 1918 par Auguste Piccard et son professeur de thèse Pierre Weiss. Ils observèrent un effet réversible d'échauffement et de refroidissement dans le nickel près de sa température de Curie ($T_C = 358^\circ\text{C}$) provoqué respectivement par l'application ou la suppression du champ magnétique, et lui ont donné le nom de l'effet magnétocalorique.

Peter Debye 1926 démontre la possibilité d'atteindre des températures inférieures à 1 K par un sel paramagnétique, cette application de l'effet magnétocalorique est appelée désaimantation adiabatique. Giaouque et MacDougall en 1933 ont réussi la première désaimantation adiabatique et obtiennent la température de 0.5 K avec un champ de 0.8 Tesla, en utilisant du sulfate de gadolinium. Leurs travaux seront nobélisés en 1949. Depuis, une course pour atteindre les très basses températures a été lancée.

Ce procédé s'est imposé dans le monde de la cryogénie. En effet, compte tenu de l'agitation thermique des atomes et de la capacité calorifique, le maximum de l'effet magnétocalorique des sels paramagnétiques est obtenu lorsque leur température tend vers zéro. D'où l'utilisation des sels paramagnétiques uniquement dans la gamme de très basses températures (< 1 K). Les matériaux les plus utilisés sont le sulfate de gadolinium, le fluorure de cérium, le grenat de gadolinium et de galium, GGG ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$) et le grenat de dysprosium et galium ($\text{Dy}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$).

En 1976, Brown [Brown 76] fut le premier à proposer une pompe à chaleur magnétique fonctionnant près de la température ambiante. Ce dispositif utilise du gadolinium comme matériau magnétocalorique. Grâce à un cycle à régénération externe (passif) de type Ericsson, sous un champ magnétique de 7 Tesla, il réalise des écarts de température avoisinant les 50° . Depuis, la réfrigération magnétique est présentée comme une technique prometteuse, qui pourrait concurrencer les méthodes conventionnelles. Les enjeux industriels et le contexte de la conjoncture écologique ont accentué les recherches sur la réfrigération magnétique. On citera en particulier les travaux liés directement aux applications et aux systèmes : l'équipe de Barclay de l'université de Victoria (Canada) qui travaille sur la possibilité de liquéfaction du gaz naturel par le procédé magnétique (d'ailleurs, on lui doit l'introduction du principe de cycle magnétique actif à régénération) ; les travaux du IRH (Institut de Recherche sur l'Hydrogène) de l'université de Trois Rivières (Québec) dirigés par les professeurs Bose et Chahine sur les matériaux magnétocaloriques adaptés à la liquéfaction de l'hydrogène. Aussi, soulignons les travaux de Gschneidner, Pescharsky (Ames Laboratory – Iowa) et Zimm (Astronautics Technology Center - Madison) [Zimm 98]. Ils ont réalisé un dispositif expérimental de réfrigération magnétique opérant à la température ambiante, qui décrit les principales données utiles permettant d'évaluer les performances de la réfrigération magnétique.

2.2 L'effet magnétocalorique EMC

2.2.1 Définition

L'effet magnétocalorique est une propriété intrinsèque des matériaux para ou ferromagnétique. Cette propriété se traduit par un échauffement ou un refroidissement réversible [De Lacheisserie 99] de la substance sous l'action ou suppression d'un champ magnétique. En effet, l'application d'un champ magnétique va aligner les moments magnétiques et si ce processus est mené de façon adiabatique, c'est à dire sans échange de chaleur avec l'extérieur, l'entropie totale doit rester constante. La mise en ordre des moments magnétiques sera compensée par l'apparition d'un désordre dans les arrangements atomiques qui se traduira par une augmentation de la température : c'est l'échauffement par aimantation adiabatique. Inversement, la suppression du champ favorise le désordre des moments magnétiques au détriment des arrangements atomiques qui se traduira par une diminution de la température de la substance : c'est le refroidissement par désaimantation adiabatique. Par définition l'effet magnétocalorique est l'écart de température adiabatique ΔT_{ad} associé à la variation de champ appliqué au matériau ($\Delta H = H_{max} - H_{min}$).

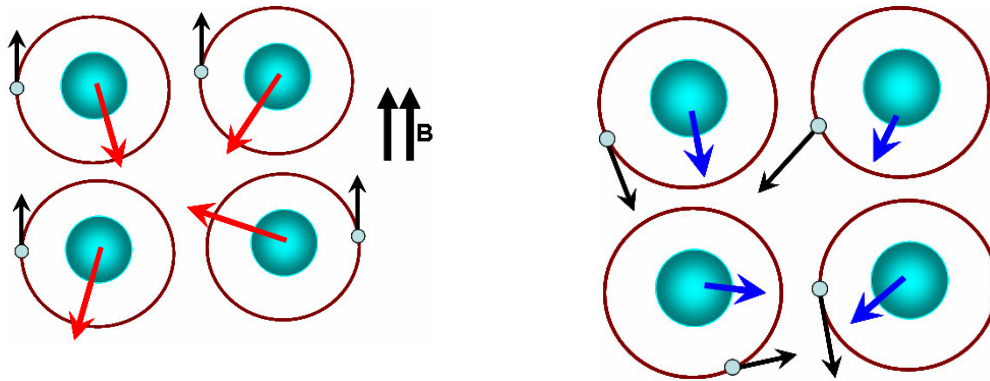


Figure 2.1 : Schématisation du couplage entre l'entropie magnétique (désordre des spins) et l'entropie du réseau (agitation des atomes : phonos représenté par les noyaux)

Au voisinage de la température de transition les variations de l'aimantation sont importantes et se traduisent par des variations importantes de l'énergie interne du réseau cristallin, entraînant une augmentation de la variation d'entropie magnétique (Fig. 2.2). D'où l'intérêt de travailler autour de la région de transition.

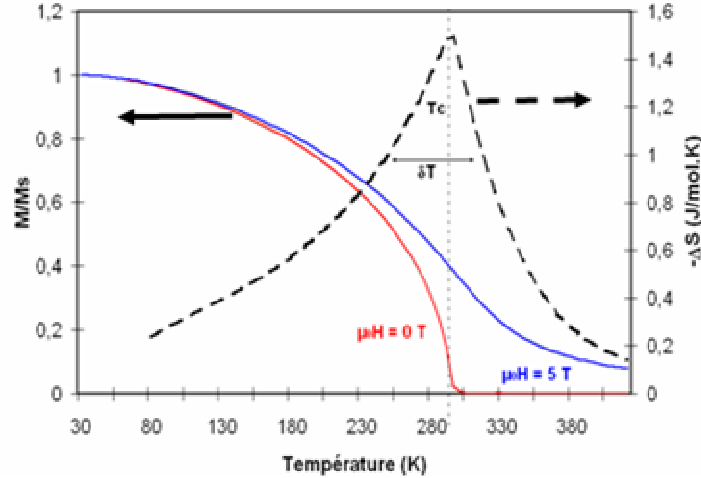


Figure 2.2 : Evolution en fonction de la température de l'aimantation et de la variation d'entropie magnétique du gadolinium [Allab 03] autour de sa température de Curie T_c (M_s aimantation à 0 K ou aimantation à saturation, $\mu_0 H$ induction appliquée (Tesla), M aimantation et ΔT plage de température d'utilisation potentielle du matériau)

2.2.2 Analyse thermodynamique de l'EMC

Pour analyser l'effet magnéto-calorique, il est utile de rappeler les propriétés thermodynamiques d'un système plongé dans un champ magnétique [Pesty 93], [Yu 03], [Tishin 04]. Le potentiel thermodynamique adapté à la description d'un tel système est l'enthalpie libre G (énergie de Gibbs). Elle est fonction des variables intensives, c'est-à-dire la température T , la pression P et l'induction magnétique B . B étant directement lié au champ magnétique extérieur appliqué H_e ($\vec{B} = \mu_0 \vec{H}_e$). U est l'énergie interne, les variables extensives sont l'entropie S , le volume V et l'aimantation M . On peut négliger tout effet dû au volume et à la pression, puisque les matériaux en question sont généralement à l'état solide.

$$G = G(T, P, B) = U + PV - \vec{M} \cdot \vec{B} - TS \quad (2.1)$$

La différentielle totale exacte de l'enthalpie libre peut s'écrire :

$$dG = \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right) dT + \left(\frac{\partial G}{\partial B} \right) dB = -M \cdot dB - SdT \quad (2.2)$$

Une des propriétés de la différentielle exacte est que les dérivées partielles secondes croisées sont identiques :

$$\frac{\partial}{\partial B} \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right) = \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial G}{\partial B} \right) \quad (2.3)$$

D'où les relations de Maxwell Weiss :

$$\left(\frac{\partial S}{\partial B}\right)_T = \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_B \quad (2.4)$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_B = \frac{1}{T} C_B \quad (2.5)$$

Dans le cas d'une transformation réversible, la différentielle de l'entropie S peut s'écrire de la manière suivante :

$$dS = \frac{\partial S}{\partial T} dT + \left(\frac{\partial S}{\partial B}\right)_B dB = \frac{C_B}{T} dT + \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_B dB \quad (2.6)$$

Dans le cas d'une transformation adiabatique, plusieurs relations découlent des équations précédentes. On exprime en particulier, celles qui présentent un intérêt pour la caractérisation de l'EMC, à savoir, la variation adiabatique de la température ΔT_{ad} et la variation d'entropie magnétique ΔS_m :

$$\Delta S_m(T, \Delta B) = \int_0^{B^{max}} \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_B dB \quad (2.7)$$

$$S_m(T, B) = \int_0^T \frac{C_B(T, B)}{T} dT + S(0, B) \quad (2.8)$$

$$\Delta S_m(T, \Delta B) = S_m(T, 0) - S_m(T, B) \quad (2.9)$$

$$\Delta T_{ad}(T, \Delta B) = -\frac{T \Delta S_m(T, \Delta B)}{C_B(T, 0)} \quad (2.10)$$

Comme on peut le constater, l'effet magnéto-calorique dépend directement des variations d'aimantation et du champ appliqué. Les détails d'exploitation de ces relations seront évoqués dans le paragraphe consacré aux méthodes de caractérisation des matériaux à effet magnéto-calorique.

2.2.3 Modélisation de l'effet magnéto-calorique EMC

2.2.3.1 EMC dans l'approximation du champ moyen

Les relations établies précédemment montrent que les propriétés magnéto-caloriques d'un matériau peuvent être déterminées en connaissant l'entropie totale $S(T, B)$. Si on se place dans le cas du magnétisme localisé, i. e. seuls les électrons localisés sont responsables du magnétisme, on peut ainsi décomposer l'entropie du système en trois contributions, l'entropie magnétique des moments magnétiques portés par les électrons localisés S_m , l'entropie du réseau cristallin associée aux atomes (phonons) S_r , et l'entropie électronique attribuée aux électrons de conduction S_e .

$$S(T, B) = S_m(T, B) + S_r(T) + S_e(T) \quad (2.11)$$

a- Entropie magnétique S_m

Pour déterminer l'entropie magnétique d'une population de N moments magnétiques, on se place dans l'approximation du champ moléculaire, ce qui nous permet d'utiliser la statistique de Boltzmann qui décrit correctement l'effet de l'agitation thermique sur les propriétés magnétiques d'une substance magnétique. Dans ces conditions l'aimantation induite M est exprimée par

$$M(x) = Ng_J \mu_B J B_J(x) \quad (2.12)$$

$$B_J(x) = \frac{2J}{2J+1} \coth\left(\frac{2J+1}{2J} x\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{1}{2J} x\right) \quad (2.13)$$

$$x = \frac{g_J \mu_B J B_0}{k_B T} + \frac{3T_C J B_J(x)}{T(J+1)} \quad (2.14)$$

Avec g_J : facteur de Landé, μ_B magnéton de Bohr, J : moment cinétique total, B_0 : champ appliqué, T_C température de Curie, k_B : constante de Boltzmann et $B_J(x)$: la fonction de Brillouin donnée par la relation :

$$B_J(x) = \frac{\partial Z(x)}{\partial x} \quad (2.15)$$

$$Z(x) = \text{sh}\left(\frac{2J+1}{2J} x\right) / \text{sh}\left(\frac{1}{2J} x\right) \quad (2.16)$$

Où Z est la fonction de partition appelée aussi somme des états.

En thermodynamique statistique, l'énergie libre et l'entropie d'un système sont exprimées par les équations suivantes :

$$F = -RT \ln(Z) \quad (2.17)$$

$$S = -\frac{\partial F}{\partial T} = R \left[\ln(Z) + T \frac{\partial \ln(Z)}{\partial T} \right] \quad (2.18)$$

D'où la relation de Smart [Smart 65]

$$S_m(B, T) = R \left(\ln\left(\sinh\left(\frac{2J+1}{2J} x\right)\right) - \ln\left(\sinh\left(\frac{1}{2J} x\right)\right) - x B_J(x) \right) \quad (2.19)$$

b- Entropie du réseau cristallin S_r

La contribution du réseau cristallin est représentée par le modèle des phonons de Debye [Kittel 91], l'entropie associée est ainsi donnée par la relation :

$$S_r(T) = R \left(-3 \ln \left(1 - e^{-\frac{T_D}{T}} \right) + 12 \left(\frac{T}{T_D} \right)^3 \int_0^{\frac{T_D}{T}} \frac{y^3}{e^y - 1} dy \right) \quad (2.20)$$

Avec T_D la température de Debye et R la constante universelle des gaz.

c- Entropie des électrons de conduction S_e

La contribution thermique des électrons est négligeable par rapport à celle des phonons en particulier à haute température (ambiante). L'entropie des électrons est donnée par la théorie statistique de Fermi Dirac [Quéré 88].

$$S_e(T) = \gamma T \quad (2.21)$$

Avec γ coefficient de chaleur spécifique électronique qui dépend directement de la densité d'états électronique au niveau de Fermi.

Une fois l'entropie totale $S(T, B)$ calculée, le changement de température adiabatique ΔT (appelé aussi EMC) est directement déterminé par la condition d'aimantation (désaimantation) isentropique ou adiabatique suivante :

$$S(T, 0) = S(T + \Delta T_{ad}, B) \quad (2.22)$$

$$S_m(T, 0) + S_r(0, T) + \gamma T = S_m(T + \Delta T_{ad}, B) + S_r(T + \Delta T_{ad}) + \gamma(T + \Delta T_{ad}) \quad (2.23)$$

La variation de l'entropie magnétique ΔS_M est donnée par :

$$\Delta S_m(T, B) = S_m(T, 0) - S_m(T, B) \quad (2.24)$$

On peut aussi déterminer la capacité calorifique $C_B(T, B)$ en combinant les équations (2.5) et (2.11)

$$C_B(T, B) = T \left(\frac{\partial S_m(T, B)}{\partial T} \right)_B \quad (2.25)$$

2.2.3.2 Application aux terres rares

Les terres rares représentent un cas typique de moments localisés. En effet, l'essentiel du moment magnétique provient des électrons 4f fortement liés aux sites des atomes. L'approche de champ moyen semble très adaptée, en particulier, au voisinage de l'état désordonné où de bons accords ont été observés entre les mesures et la théorie [De Lacheisserie 99]. Les paramètres du modèle de calcul des propriétés magnétocaloriques sont la température de Debye T_D , le facteur de Landé g_J et le moment magnétique total J , ces derniers sont obtenus par des approches empiriques et les règles de Hund (Fig. 2.3).

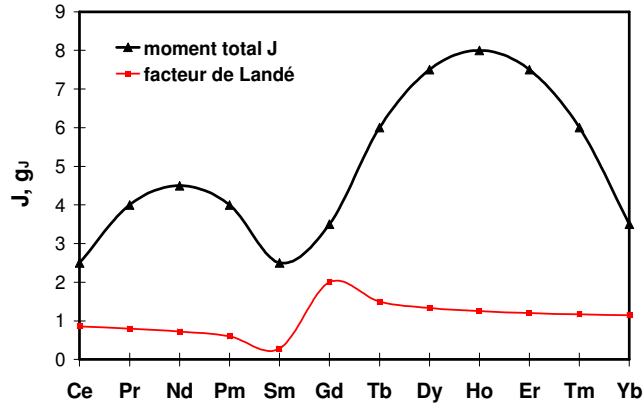


Figure 2.3 : Paramètres des terres rares donnés par la théorie de Hund

Dans cette étude on s'intéressera particulièrement au gadolinium qui présente le maximum de ses performances magnétocaloriques au voisinage de la température ambiante. Les paramètres sont : $T_C = 293$ K, $T_D = 180$ K, $\gamma = 0.011$ J/K.mole, $g_J = 2$ et $J = 3.5$.

Pour des champs de 0 et 5 Tesla, nous avons calculé l'entropie totale du matériau en fonction de la température. Les courbes de la figure 2.4 représentent respectivement l'entropie magnétique et l'entropie totale. L'entropie magnétique à champ nul tend vers une limite correspondant au maximum de désordre, donnée par la relation de Boltzmann appliquée à une population de moments J : ($S_{max} = R \cdot \log(2J+1)$); $S_{limite} (Gd) = 115,2$ J/kg.K). On distingue la variation isotherme d'entropie magnétique ΔS_m et la variation adiabatique de la température ΔT_{ad} exprimées par les équations (2.23) et (2.24).

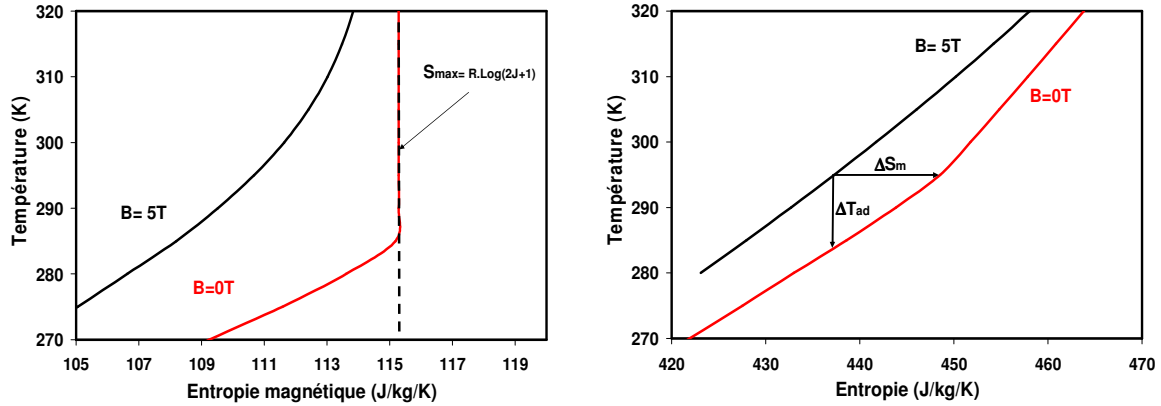


Figure 2.4 : Représentation de l'entropie magnétique (gauche) et de l'entropie totale (droite) pour Gd ($B=0$, $B=5T$) et identification des grandeurs magnéto-caloriques (l'entropie magnétique maximale $S_{m,max}=R.Log(2J+1)$, variation d'entropie magnétique et variation de la température adiabatique)

Les courbes représentées sur la figure 2.5 montrent bien les tendances prévues, à savoir, un maximum autour de la température de transition et une augmentation avec le champ. Cependant, on constate une légère différence de l'évolution des deux grandeurs (Fig. 2.6-a) pour les champs élevés. Cela est dû à la dépendance de la capacité calorifique au champ appliqué. En effet, le champ magnétique réduit l'anomalie de la capacité calorifique autour de la température de transition (Fig. 2.6-b), ce qui se traduit par une augmentation de l'EMC autour de cette dernière.

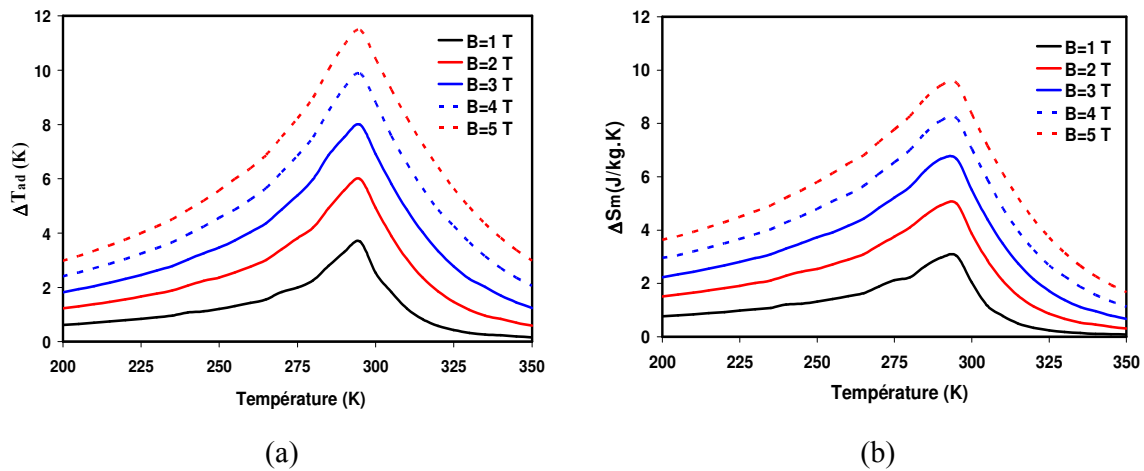


Figure 2.5 : Evolution de l'effet magnéto-calorique ΔT_{ad} (a) et de la variation d'entropie magnétique ΔS_m (b) de Gd pour différents champs

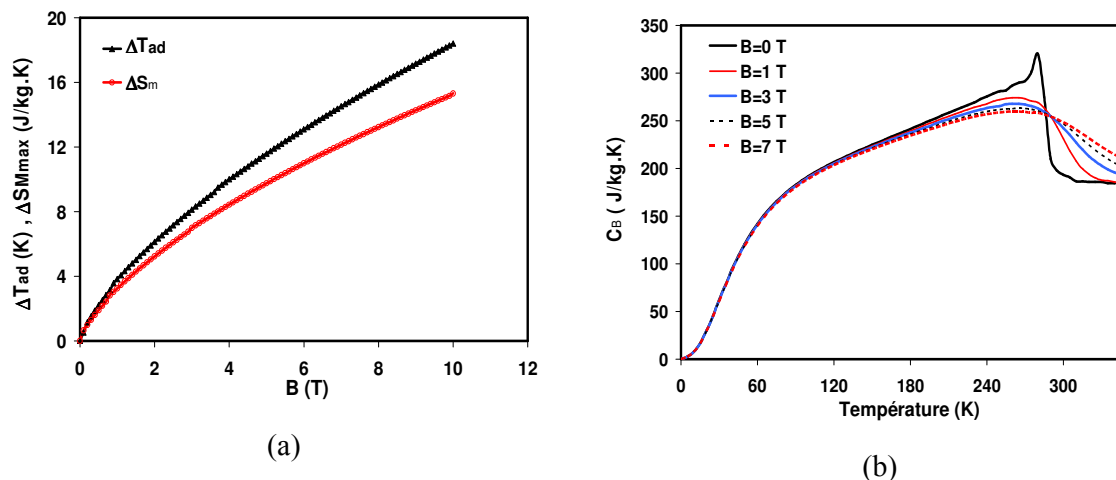


Figure 2.6 : Variations d'entropie ΔS_m , de température ΔT_{ad} en fonction du champ magnétique autour de la température de transition, $T_C=293K$ (a) et capacité calorifique sous différentes variations de champ (b)

Sur la figure 2.7 est représentée le maximum de variation d'entropie magnétique du Gd ($T=T_C$) pour des champs extrêmement élevés. On remarque que cette variation tend vers une limite égale à $Nk_B \ln(2J+1)$, elle est estimée à 110 J/kg.K. Les champs limites sont du même ordre de grandeur que le champ moléculaire (quelques centaines voire quelques milliers de teslas), donc des valeurs inaccessibles expérimentalement.

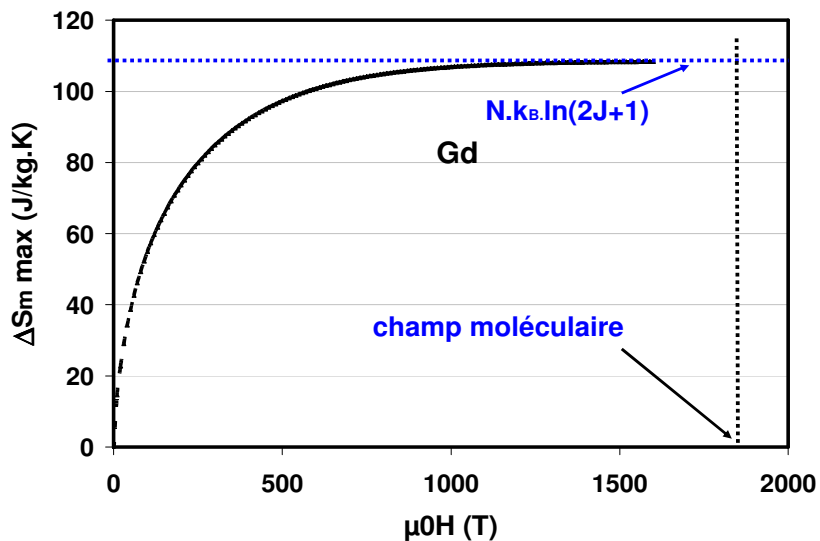


Figure 2.7 : Variation du maximum d'entropie magnétique ΔS_{mmax} en fonction du champ appliqué

2.2.3.3 Les alliages de terres rares

Les autres éléments de terres rares (Tb, Dy, Er, Eu, ...) ne sont pas directement adaptés à notre application, puisque leurs températures de transition (T_N : température de Néel dans la majorité des cas) sont très basses. Cependant, on peut envisager des alliages terres rares de type Gd_xR_{1-x} ($R = Tb,$

Er, Dy, ...). Cela permettrait le contrôle de la température de transition et donc une utilisation optimale des performances magnéto-caloriques pour une gamme de température voulue.

Le modèle développé semble répondre à ce type d'optimisation, reste à identifier ses paramètres (J , g , T_C). Pour ce faire, nous avons utilisé les propriétés des alliages binaires. Considérant un alliage Gd_xR_{1-x} ($R = Tb, Dy, Er, \dots$) dont x est la concentration de Gd dans l'alliage, alors on peut écrire les relations suivantes :

$$m_{Gd_xR_{1-x}} = xm_{Gd} + (1-x)m_R \quad (2.26)$$

$$\mu_{Gd_xR_{1-x}}^2 = x \left\{ \mu_{eff}^2 \right\}_{Gd} + (1-x) \left\{ \mu_{eff}^2 \right\}_R \quad (2.27)$$

Avec m la masse molaire et μ_{eff} le moment effectif qui peut être calculé par $\mu_{eff} = g_J \sqrt{J(J+1)}$

Par ailleurs, la température de transition T_0 des alliages terres rares obéit à la loi empirique établie par P. Gilles de Gennes [Rhyne 72] :

$$T_0 = 46.G^{\frac{2}{3}} \quad (2.28)$$

$$G_{Gd_xR_{1-x}} = xG_{Gd} + (1-x)G_R \quad (2.29)$$

$$G = (g_J - 1)^2 J(J+1) \quad (2.30)$$

Avec G le facteur de De Gennes

Le facteur de Landé $g_{J,Gd-R}$ et le moment cinétique total J_{Gd-R} de l'alliage sont donnés par :

$$g_{J,Gd_xR_{1-x}} = \frac{\mu_{Gd_xR_{1-x}}}{\mu_{Gd_xR_{1-x}} - \sqrt{G_{Gd_xR_{1-x}}}} \quad (2.31)$$

$$J_{Gd_xR_{1-x}} = \frac{I}{2} \left(\sqrt{I + \left(\frac{2 \cdot \mu_{Gd_xR_{1-x}}}{g_{Gd_xR_{1-x}}} \right)^2} - I \right) \quad (2.32)$$

Les courbes de la figure 2.8-a montrent la variation de l'entropie magnétique de l'alliage Gd_xTb_{1-x} pour $x = 0.5, 0.8, 1$; l'intérêt étant d'augmenter la gamme de température d'utilisation. En effet, l'ajout d'un élément de terre rare à Gd va réduire sa température de transition, cela dépend directement de la concentration et de la nature de l'élément substitué. Comme on peut le remarquer sur la figure 2.8-b, la température de transition dépend linéairement de la concentration de Gd et la pente caractérise la nuance du substitué. Les alliages Gd_xEr_{1-x} présentent la pente la plus élevée, cela signifie que leur température de transition est très sensible à la quantité de Er substituée. En effet, 10% de Er permet d'obtenir une température de transition de 275 K, alors qu'il faut 20 % de Dy et plus de 30% de Tb pour obtenir le même effet. Par exemple, si on cherche un maximum de performance autour de la température de 275 K, il est évident de choisir une composition dont la température de transition est

autour de 275 K. Mis à part les critères de disponibilité et du coût de la matière première, il existe une composition optimale en termes de ΔS_M et ΔT_{ad} (Fig. 2.9-a et Fig. 2.9-b).

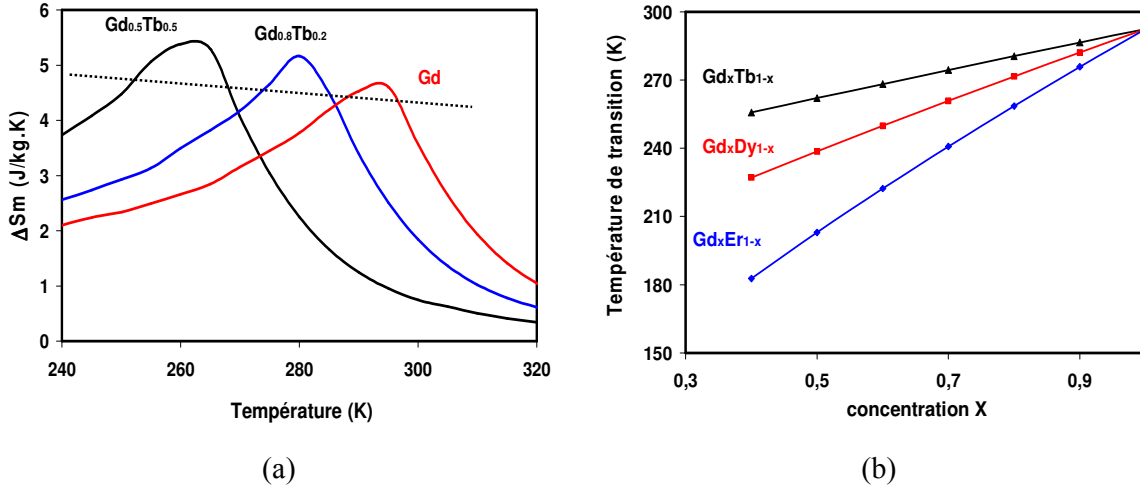


Figure 2.8 : ΔS_M des alliages Gd_xTb_{1-x} (a) et température de transition T_0 en fonction de la concentration x pour différents alliages (b)

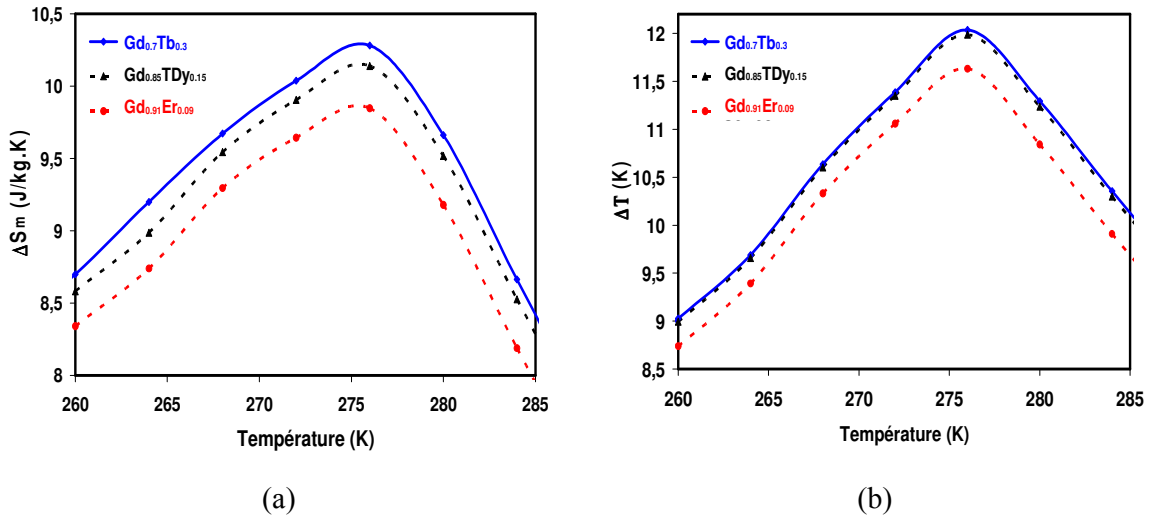


Figure 2.9 : Evolution en fonction de la température de ΔS_m (a) et de l'effet magnétocalorique ΔT_{ad} (b) pour différentes compositions

2.2.3.4 Validité du modèle de calcul de l'EMC

Afin d'étudier la validité du modèle, à la fois la méthodologie d'identification des paramètres et le modèle de calcul de l'effet magnétocalorique, nous avons effectué des mesures magnétiques sur un échantillon de gadolinium pur (99,9%) et un alliage $Gd_{0.87}Dy_{0.13}$ élaboré au Laboratoire de Cristallographie de Grenoble (aujourd'hui département MCMF de l'Institut Néel). Les détails de

caractérisation expérimentale des échantillons seront exposés plus loin dans le paragraphe consacré aux méthodes de caractérisation de l'effet magnétocalorique.

Les résultats de comparaison sont illustrés sur les figures 2.10 et 2.11. Comme on peut le constater les courbes théoriques décrivent bien le comportement magnétocalorique en particulier la phase paramagnétique (désordonnée). Cependant, les effets observés dans la phase ferromagnétique sont surestimés, avec des écarts pouvant aller jusqu'à 30%. Ce résultat est cohérent puisque le modèle du champ moyen est une approximation optimiste d'un ferromagnétique parfait.

Pour les éléments de terre rare, en particulier Gd et alliages Gd-Tr, cette démarche reste un bon outil de prédiction des performances magnétocaloriques. Dans le cas des autres familles de matériaux, par exemple les métaux de transition (3d), l'aspect magnétisme itinérant et la contribution des électrons de conduction ne nous permettent pas d'adopter l'approximation du champ moléculaire moyen, d'où la limite du modèle.

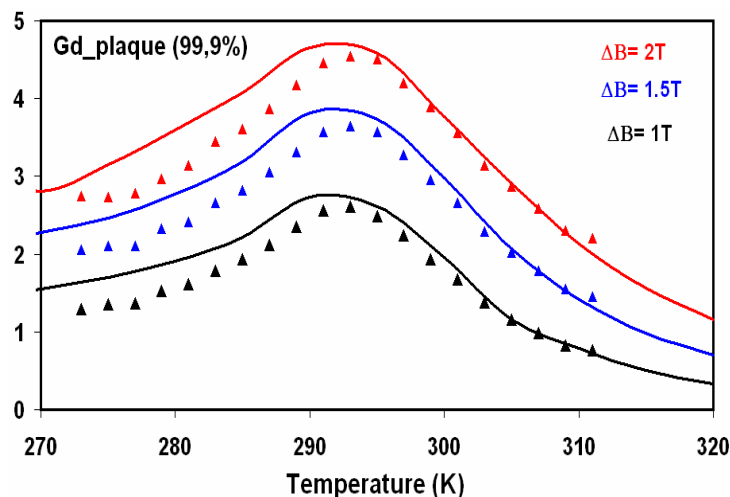


Figure 2.10 : Evolution en fonction de la température de ΔS_M du Gd, modèle (traits) et mesures (triangles).

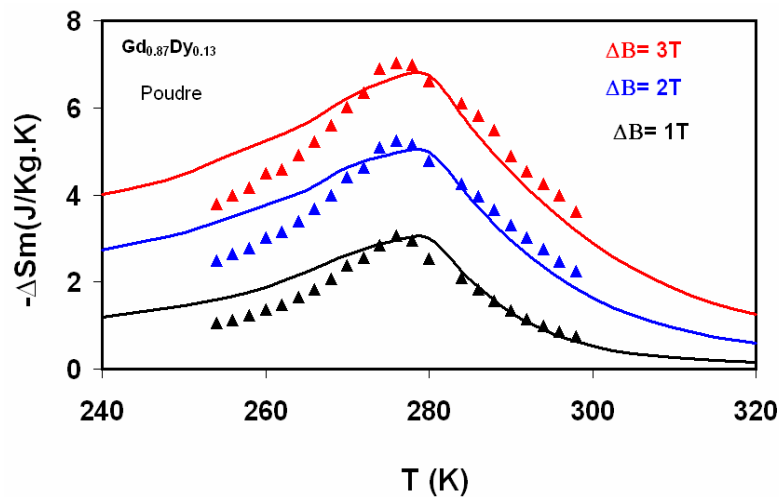


Figure 2.11 : Evolution de ΔS_m en fonction de la température de l'alliage $Gd_{0.87}Dy_{0.13}$, modèle (traits) et mesures (triangles)

2.2.3.5 Modèle de Bean Rodbell et transitions magnétiques du premier ordre

Jusqu'à présent, nous avons défini l'effet magnétocalorique dans le cas d'un magnétisme classique où la transition de phase magnétique s'effectue sans modification de la structure cristalline. On peut montrer que ce genre de transition est du deuxième ordre, i.e l'évolution en fonction de la température de l'aimantation est continue dans la région critique.

Dans certains alliages (MnAs, MnFePAs...), des effets magnétoélastiques peuvent s'ajouter au comportement magnétothermique ; ces effets se manifestent par des variations structurales des alliages en question. En effet, les interactions d'échanges sont sensibles aux distances interatomiques (Fig. 2.12) (paramètres de maille cristalline), ce qui peut engendrer une déformation spontanée de la maille et donc un changement de la structure cristalline qui s'observe en dessous de la température d'ordre.

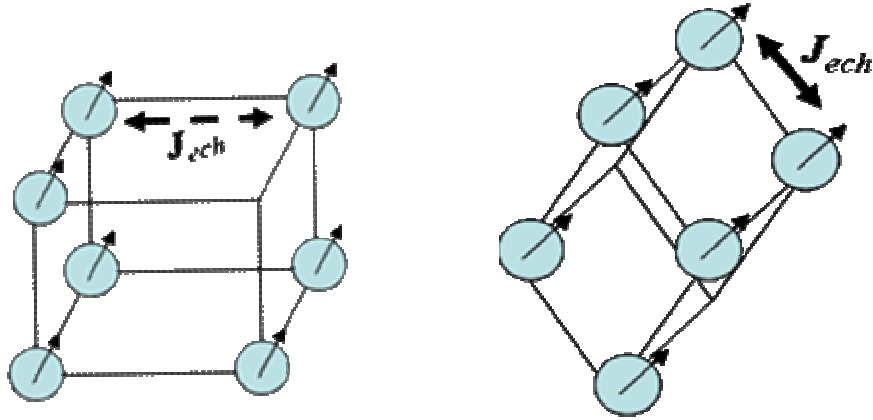


Figure 2.12 : Relation entre l'intégrale d'échange et les paramètres de maille

Bean et Rodbell [Bean 62] ont établi un modèle phénoménologique qui permet de décrire les effets magnétoélastiques du composé MnAs. Le modèle associe le changement de la structure cristalline aux effets magnétoélastiques importants qui caractérisent la nature de la transition. Par conséquent les interactions d'échange sont modifiées par la variation des distances interatomiques. La dépendance de la température de transition (température de Curie) avec la variation du volume de la maille est donnée par :

$$T_C = T_0 \left(1 + \beta \frac{V - V_0}{V_0} \right) \quad (2.33)$$

Avec T_0 la température de transition en l'absence de déformation, V_0 le volume en l'absence d'interaction d'échange, β un coefficient qui définit le rapport entre la variation de la température de Curie et la variation de volume.

L'énergie libre de Gibbs définie précédemment sera la somme de différentes contributions caractérisant les phénomènes couplés magnétoélastiques et magnétothermiques à savoir : l'énergie d'échange entre moments magnétiques, l'énergie Zeeman induite par l'effet du champ externe B et

l'énergie de déformation due aux effets magnétoélastiques et aux pressions externes. Dans l'approximation du champ moléculaire de Weiss, elle s'exprime par l'équation suivante :

$$G = -\frac{3}{2} \left(\frac{J}{J+1} \right) Nk_B T_c \sigma^2 - B g_j \mu_b J N \sigma + \frac{1}{2K} \frac{(V-V_0)^2}{V_0} + PV - T(S_m + S_r) \quad (2.34)$$

$$\sigma = \frac{M}{Ng_j \mu_B J} = \frac{M}{M_0} \quad (2.35)$$

Où P est la pression hydrostatique externe, K le coefficient de compressibilité, S_M et S_R l'entropie magnétique et l'entropie du réseau respectivement. A l'équilibre thermodynamique la variation du volume est donnée par la minimisation de l'équation (2.34) :

$$\frac{V-V_0}{V_0} = \frac{3}{2} \frac{J^2}{J(J+1)} Nk_B K T_0 \beta \sigma^2 - PK \quad (2.36)$$

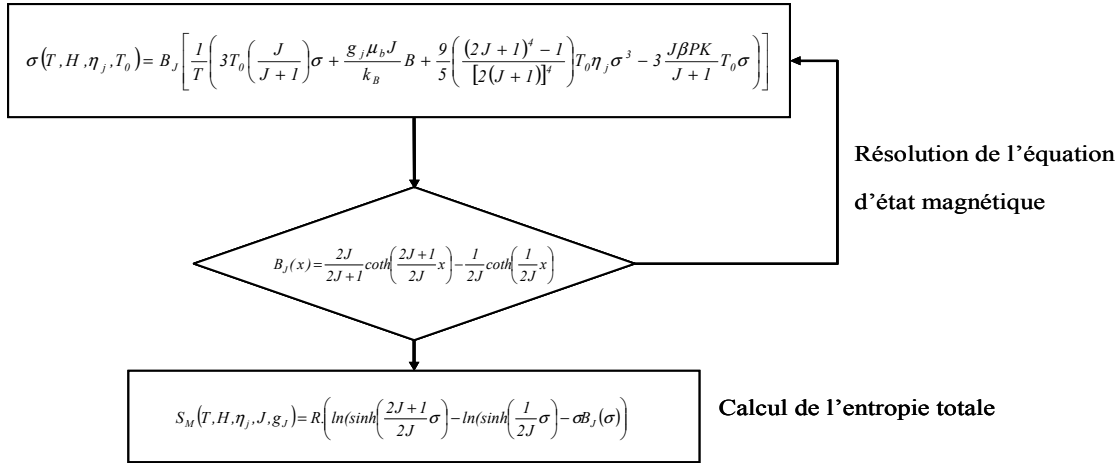
L'équation (2.36) montre bien que le changement du volume dépend de la pression externe appliquée et aussi de l'aimantation. En substituant l'équation (2.36) dans (2.34) et en minimisant par rapport à l'aimantation à champ nul, on obtient l'équation d'état magnétique donnée par :

$$\sigma(T, H, \eta_j, T_0) = B_j \left[\frac{1}{T} \left(3T_0 \left(\frac{J}{J+1} \right) \sigma + \frac{g_j \mu_b J}{k_B} B + \frac{9}{5} \left(\frac{(2J+1)^4 - 1}{[2(J+1)]^4} \right) T_0 \eta_j \sigma^3 - 3 \frac{J \beta P K}{J+1} T_0 \sigma \right) \right] \quad (2.37)$$

On note η_j un paramètre qui dépend de la variation du volume et du coefficient de compressibilité, il est donné par :

$$\eta_j = \frac{5}{2} \frac{[4J(J+1)]^2}{[(2J+1)^4 - 1]} Nk_B T_0 K \beta^2 \quad (2.38)$$

Pour pouvoir résoudre l'équation (2.35) et effectuer les calculs de l'aimantation, de l'effet magnétocalorique et de la variation de l'entropie magnétique, nous avons mis au point un programme de calcul sous Mathcad dont l'organigramme est schématisé ci-dessous :



Les paramètres du modèle sont la température de transition en l'absence de déformation T_0 , le moment magnétique total J et le facteur de Landé g_j ; ces derniers peuvent être trouvés dans la littérature ou bien déterminés par des mesures magnétiques. Dans un premier temps, on peut se contenter d'une étude qualitative concernant l'influence des paramètres (K, β) qui sont les coefficients caractérisant les effets mécaniques induits par une pression externe et aussi par les effets magnétoélastiques.

Dans la figure 2.13, nous avons tracé l'aimantation relative à champ et à pression nuls ($H = 0, P = 0$) pour différentes valeurs de η_j . Suivant la valeur du paramètre on distingue la nature de la transition. Ainsi pour $\eta_j < 1$ l'évolution de l'aimantation est continue même au voisinage de la température critique, il s'agit d'une transition du second ordre. Par contre, pour $\eta_j > 1$ on observe une discontinuité de la variation de l'aimantation accompagnée d'une translation de la température de transition donnant naissance à une hystérésis thermique. Ces caractéristiques sont propres à la transition du premier ordre.

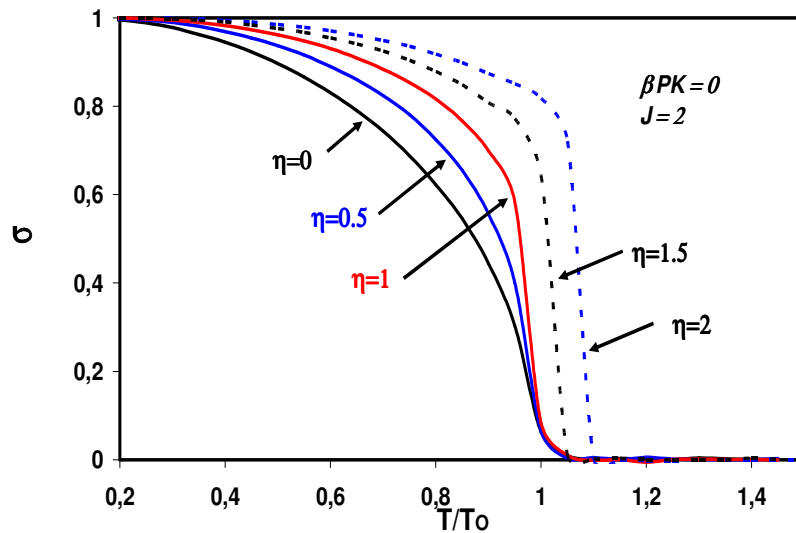


Figure 2.13 : Influence du paramètre η_j sur la nature de transition pour $K\beta P = 0$

Les courbes de la figure 2.14 illustrent l'évolution de l'aimantation pour différentes valeurs du produit $K\beta P$. L'effet d'une pression externe est essentiellement observé sur la température de transition et on peut distinguer deux types de contraintes. Une compression ($P > 0$) qui va réduire les paramètres de la maille, cela se traduit par l'augmentation de l'énergie d'échange et donc l'augmentation de la température de transition. En revanche, une traction ($P < 0$) réduit l'énergie d'échange et anticipe la phase désordonnée.

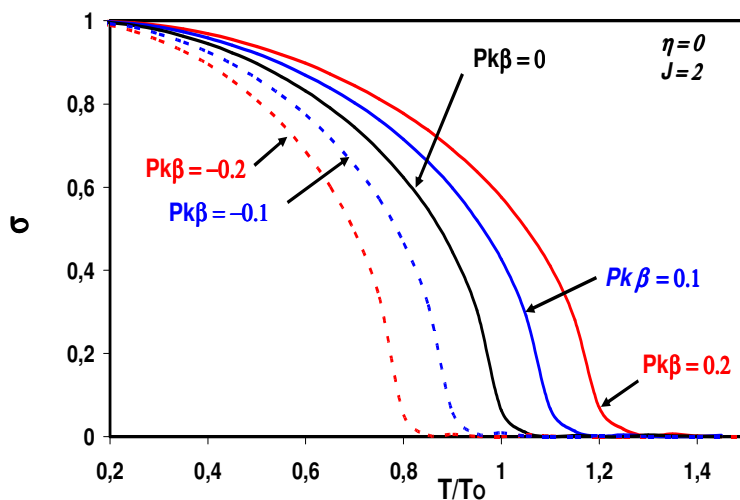


Figure 2.14 : Influence du paramètre $K\beta P$ sur la température de transition pour $\eta_j = 0$

Afin d'identifier le paramètre d'ordre η du composé MnAs, nous avons réalisé des mesures magnétiques sur le composé MnAs en poudre. Les courbes d'aimantation mesurées et calculées sont représentées sur la figure 2.15. Le moment magnétique à saturation porté par MnAs est de $3.4\mu_B$, le choix des paramètres $g_J = 2$, $J = 1.7$ et $\eta = 2$ permet un bon accord avec les mesures.

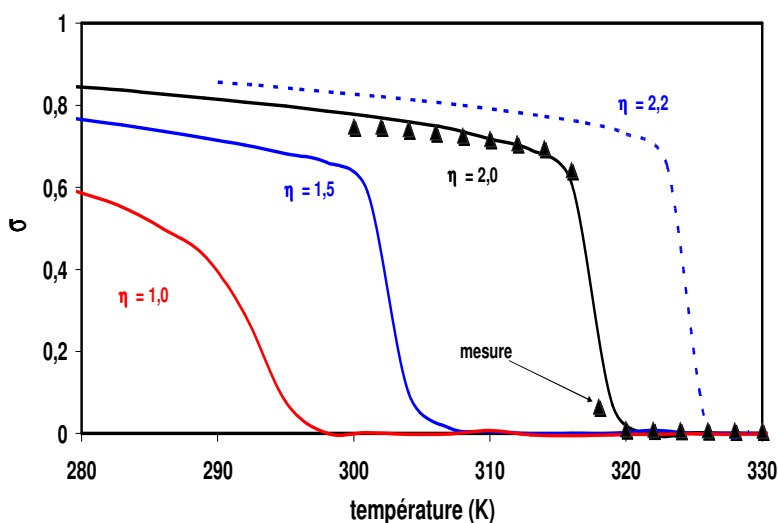


Figure 2.15 : Aimantation du composé MnAs : modèle (traits) mesures magnétiques (triangle) et identification du paramètre d'ordre η

Une fois les paramètres déterminés, l'entropie totale est calculée par l'équation (2.10). On note que l'entropie du réseau est calculée par le même modèle utilisé dans le cas des terres rares, la température de Debye est prise égale à 310 K. La figure 2.16 représente l'entropie totale de MnAs pour les inductions 0, 1, 2 et 3 Tesla. La variation de l'entropie magnétique ΔS_m et le changement de la température adiabatique ΔT_{ad} sont déterminées par les équations (2.22) et (2.23). Les résultats obtenus montrent une bonne concordance avec les mesures (Fig. 2.17). La plage d'exploitation ΔS_m dépend fortement du champ appliqué, contrairement à son maximum. Cependant, l'allure des courbes ΔT_{ad} (Fig. 2.18) est quasi constante avec un maximum autour de la température de transition. A titre de comparaison, MnAs présente un ΔS_m 10 fois supérieur à celui du gadolinium avec un ΔT_{ad} comparable.

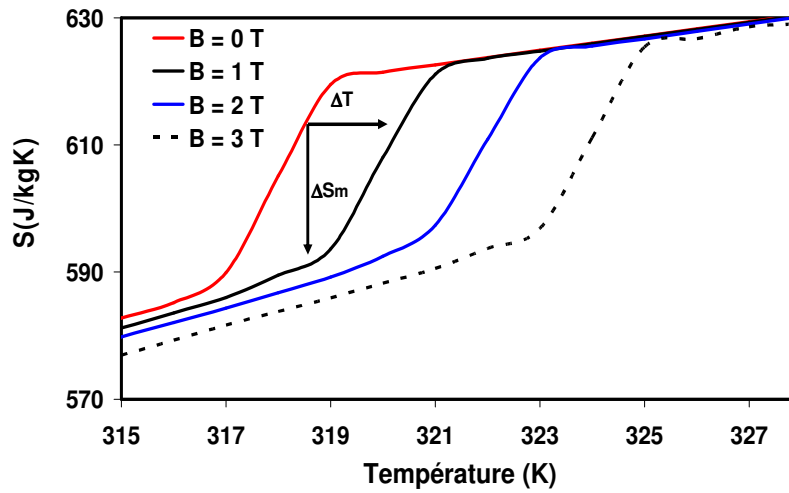


Figure 2.16 : Entropie totale de MnAs, modèle

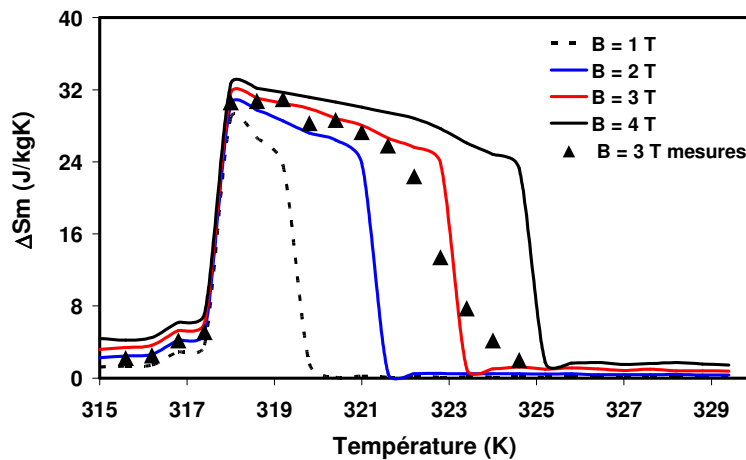


Figure 2.17 : Variation d'entropie magnétique du composé MnAs (modèle, mesures pour $B=3T$)

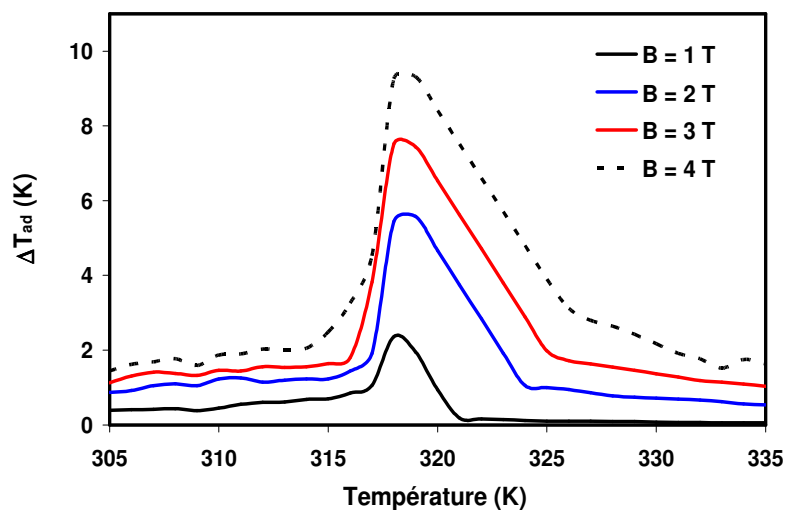


Figure 2.18 : Changement de la température adiabatique ou EMC du composé MnAs

Récemment, Wada [Wada 03] a étudié l'effet de la substitution de As par l'antimoine (Sb). Les résultats des mesures obtenues (Fig. 2.19) montrent que l'effet de la substitution de Sb permet d'étaler la gamme de température d'exploitation (200 à 340K) en jouant sur la température de Curie. Dans le modèle, la variation des paramètres (η, T_0) donne les mêmes effets (Fig. 2.20). Par identification, on peut dire que l'antimoine réduit les effets magnétoélastiques qui sont en grande partie à l'origine de la transition de 1^{er} ordre dans le MnAs.

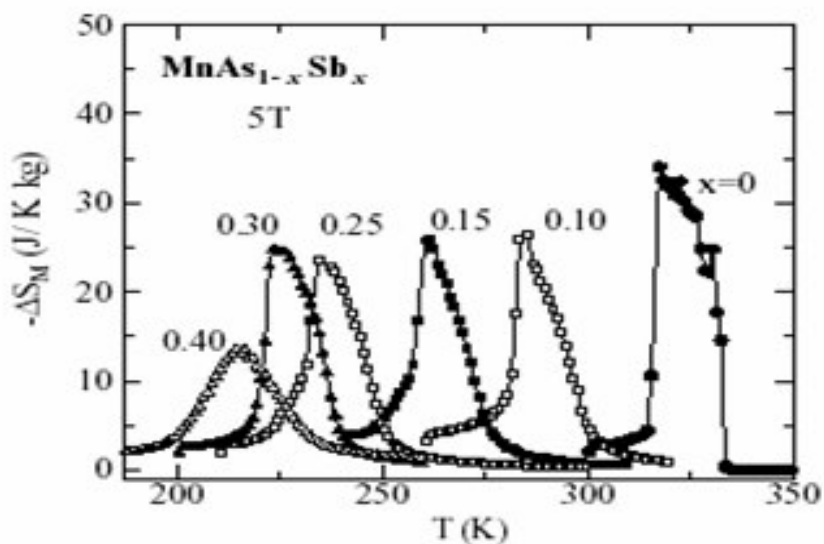


Figure 2.19 : Variation de l'entropie magnétique du composé $MnAs_xSb_{1-x}$ [Wada 03]

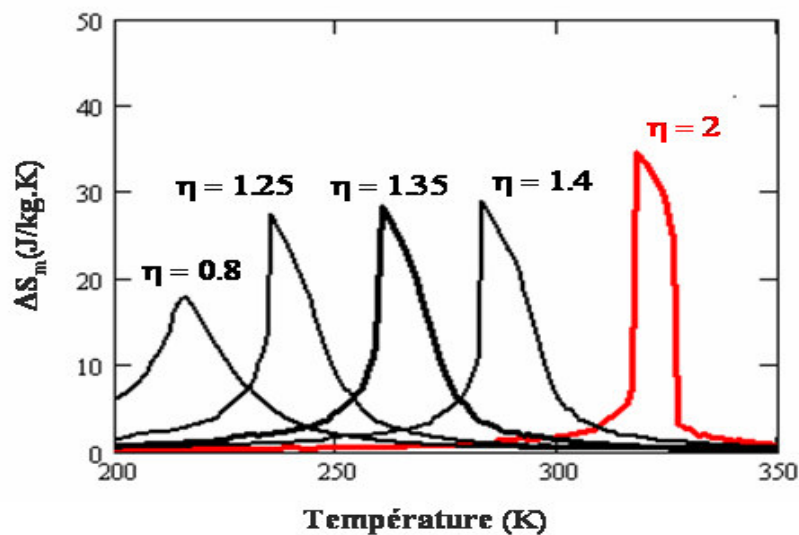


Figure 2.20 : Variation de l'entropie magnétique calculée du composé MnAs (modèle), pour différents paramètres (T_0, η)

2.2.4 Conclusion

L'effet magnétocalorique des terres rares au voisinage de la température ambiante est correctement décrit par la théorie de champ moléculaire de Weiss, en particulier la phase paramagnétique. Nous avons généralisé cette approche pour le cas des alliages binaires de terres rares. Les résultats obtenus pour Gd-Dy sont en bon accord avec les mesures. Le modèle peut être utilisé pour l'optimisation de la composition de l'alliage.

En introduisant les effets magnétoélastiques associés aux transitions du premier ordre, le modèle de Bean et Rodbell permet d'expliquer l'amplification de l'effet magnétocalorique. Ce modèle ne nécessite que deux paramètres qui, une fois identifiés permettent une caractérisation complète de cet effet. Ce modèle décrit correctement le comportement magnétocalorique de MnAs et MnAsSb, il reste à le vérifier sur d'autres matériaux.

2.3 Les matériaux à effet magnétocalorique

Pour les applications de la réfrigération magnétique autour de la température ambiante, le matériau doit présenter un EMC géant. Par EMC géant, nous sous-entendons des variations de température élevées (quelques °C à quelques dizaines de °C) pour des inductions magnétiques accessibles par des aimants ou des électroaimants supraconducteurs (quelques Tesla). Pour que le matériau possède un EMC géant, il faut qu'il réunisse au mieux les conditions suivantes :

- Une variation d'entropie magnétique ΔS_m élevée sur une plage de température la plus large possible, ceci se traduit par un moment magnétique élevé et une large transition de phase.
- Une variation de température ΔT_{ad} élevée, ceci se traduit par une faible capacité calorifique C_p , ΔS_m étant lié à ΔT_{ad} , pour une transformation adiabatique à une température T donnée, par la relation (2.9).

Le gadolinium, qui est une terre rare dont la température de Curie est proche de l'ambiante ($T_C = 293$ K), répond à ces deux critères. Aujourd'hui c'est le seul matériau magnétique métallique disponible à l'état pur qui possède un EMC géant. Il a été exploité dans les premières réalisations pour démontrer la faisabilité de la réfrigération magnétique [Zimm 98]. Son EMC ou variation de température adiabatique est de l'ordre de 2 K/T.

Compte tenu de l'équation de la variation de l'entropie magnétique établie précédemment et caractérisant le comportement magnétocalorique, un EMC géant peut être obtenu même pour une densité de moments magnétiques faible en jouant sur la nature de la transition de phase (Fig. 2.21). En effet, une transition du premier ordre (brusque), peut amplifier considérablement la variation de l'entropie. Ceci ne peut se faire cependant qu'au détriment de la plage de température δT qui s'en trouve réduite.

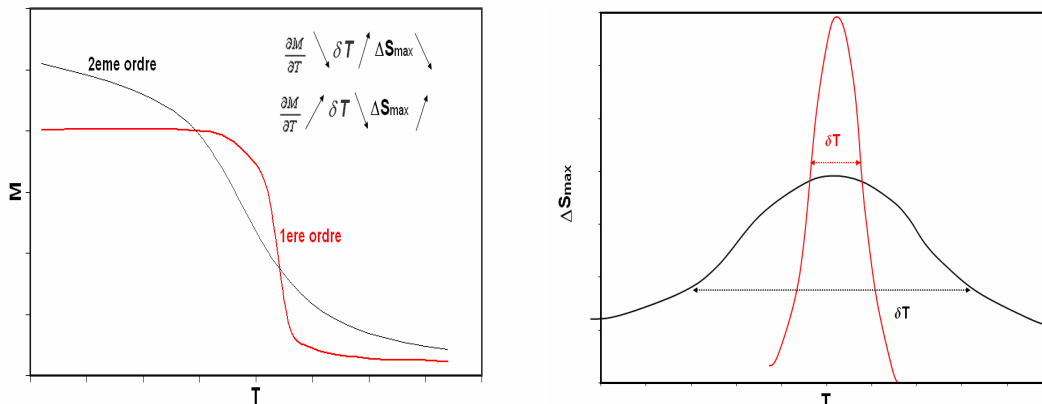


Figure 2.21 : Transitions de phase et variations de l'entropie magnétique associées

Aujourd'hui, les recherches sur les matériaux à EMC géant autour de la température ambiante [Pesharsky 98], [Tegus 02], [Wada 03], [Fujita 02] s'orientent vers ce type de solution qui offre une large variété de compositions à explorer. Il s'agit de trouver des compositions permettant de disposer d'un EMC élevé sous un champ magnétique faible tout en assurant des coûts de matière première et de mise en œuvre réduits. Actuellement, Gd est le seul matériau disponible sur le marché.

Ainsi, les premières recherches se sont orientées aux USA vers la substitution du gadolinium par les alliages $Gd_5(SixGe_{1-x})_4$ [Pecharsky 98]. L'équipe de Wada [Wada 01] de l'université de Kyushu (Japon) s'intéresse aux composés $MnAs_{1-x}Sb_x$. Aux Pays Bas, des composés $MnFeP_{1-x}As_x$ ont été synthétisés et étudiés [Tegus 02]. Ces composés appelés phospho-arséniures, sont connus depuis longtemps mais n'ont été caractérisés que du point de vue fondamental, [Bacmann 94], [Bacmann 96]. Ils ont un fort pouvoir magnétocalorique et peuvent être élaborés de manière relativement simple selon les procédés de la métallurgie des poudres, procédés bien maîtrisés. D'autres familles sont aujourd'hui étudiées et la liste des matériaux potentiels ne cesse de s'allonger.

Notre travail sur les matériaux effectué en forte collaboration avec le Laboratoire de Cristallographie de Grenoble (LCG) et le Laboratoire Louis Néel (LLN), regroupé actuellement dans l'Institut Néel, consiste à trouver des matériaux à EMC géant qui répondent le mieux aux critères présentés précédemment et aussi à d'autres spécificités concernant directement notre application.

2.3.1 Caractérisation des matériaux à EMC

2.3.1.1 Mesures directes

La méthode la plus évidente est la mesure directe. Il s'agit de mesurer grâce à un capteur de température en contact direct avec l'échantillon, l'échauffement de ce dernier lorsqu'on le place dans un champ magnétique [Pnomarev 83]. Ce principe ne permet que des mesures à température fixe et à des champs relativement faibles. Pour palier ces problèmes et utiliser cette méthode pour caractériser de manière complète et précise l'EMC [Gopal 97], [Kato 91], des dispositifs plus sophistiqués ont été mis au point. Suivant le champ magnétique appliqué, on distingue deux techniques : les techniques pulsées [Kurt 85] utilisées essentiellement pour les champs intenses (30T) et les techniques statiques [Tishin 88]. Dans ces systèmes, l'isolation thermique de l'échantillon a été améliorée pour assurer des conditions adiabatiques et des mesures différentielles de température utilisant des thermocouples de qualité ont été mises en œuvre pour augmenter la précision. De plus, des circuits électroniques ont été introduits pour compenser l'effet de la variation du champ magnétique sur la réponse des capteurs de température. Les erreurs de mesures estimées sont de l'ordre de 5 à 10 % [Pecharsky 99-1].

Ici on propose une illustration simple de la méthode directe pour la mesure de l'EMC du gadolinium (Fig. 2.22), on dispose de deux sources de champ de type Halbach avec des inductions respectives : 0.8 et 0.5 Tesla. On vient coller un thermocouple de type T sur une plaque de gadolinium (99.9% de pureté) de dimensions : $H = 50\text{mm}$; $L = 17\text{mm}$ et $e = 1\text{mm}$. La mesure de l'effet magnétocalorique

de la plaque est donnée par le changement de température ΔT_{ad} enregistré au cours du processus d'aimantation, réalisé par simple introduction de l'échantillon dans la zone de champ (intérieur de l'aimant). Afin d'évaluer les effets de forme, on distingue deux positions de la plaque par rapport au champ : parallèle (suivant L) et perpendiculaire (suivant e).

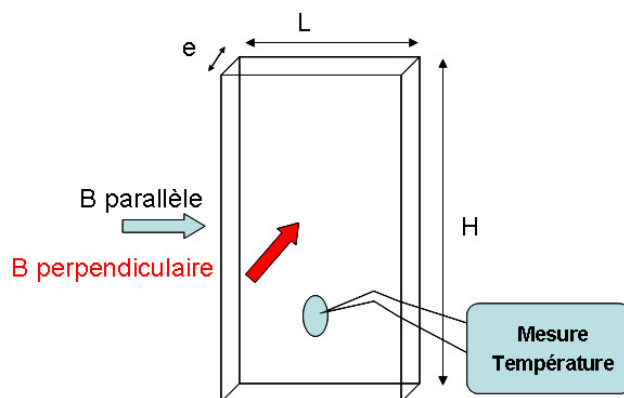


Figure 2.22 : Mesure directe de l'EMC sur une plaque de gadolinium

Les figures 2.23 et 2.24 montrent l'augmentation de la température ΔT_{ad} due à l'EMC ; on peut remarquer l'apparition d'une constante de temps lors de l'opération d'aimantation. Comme le phénomène mis en jeu est spontané, ce retard est dû au temps de positionnement de l'échantillon sur la région de champ magnétique et aussi à l'inertie thermique du thermocouple. On retrouve bien les valeurs de l'EMC du gadolinium (environ $2^\circ\text{C}/\text{Tesla}$ autour de l'ambiante) dans le cas favorable de l'orientation de l'échantillon ($\Delta T = 0.9^\circ\text{C}$ à 0.5 T et $\Delta T = 1.5^\circ\text{C}$ à 0.8 T). En revanche, les effets de forme sont très importants, avec une dégradation de l'EMC de 40 % pour $B = 0.5\text{ T}$ et de 20 % pour un $B = 0.8\text{ T}$. En effet, la réponse magnétocalorique du matériau dépend du champ interne (le matériau va voir un champ $H = H_0 - N_d \cdot M$; M étant l'aimantation, N_d le facteur de champ démagnétisant). Le champ réel est donc généralement inférieur au champ appliqué d'où la diminution de l'EMC.

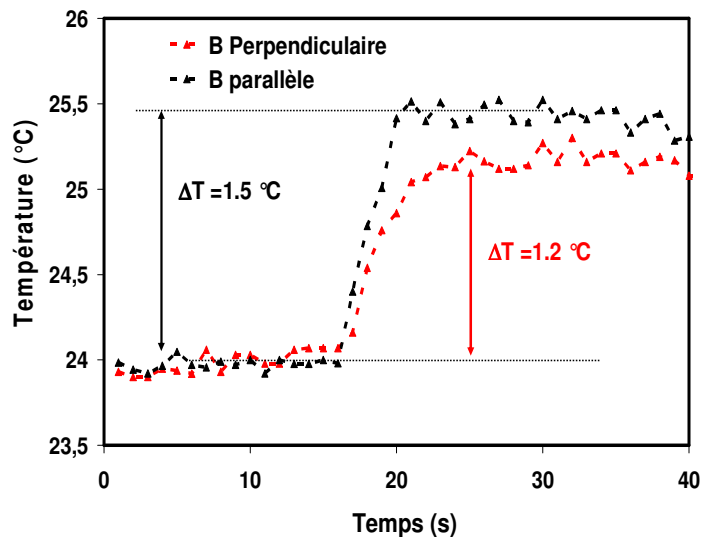


Figure 2.23 : EMC de Gd pour un champ de 0.8 Tesla

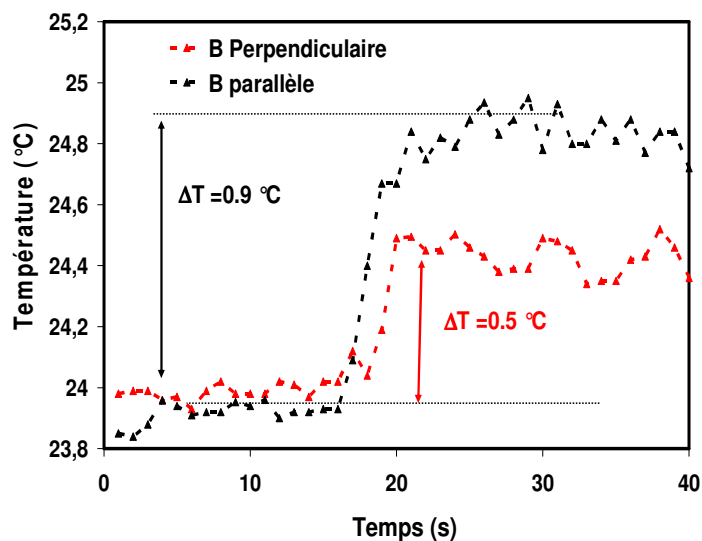


Figure 2.24 : EMC de Gd pour un champ de 0.5 Tesla

2.3.1.2 Mesures calorimétriques

Les différentes relations thermodynamiques exprimées précédemment (2.26), (2.27) offrent d'autres moyens de mesure de l'EMC. Les mesures de chaleur spécifique $C_p(T,B)$ (Fig. 2.25) appelées encore mesures calorimétriques [Pecharsky 99-2], nous permettent de déduire l'entropie magnétique $S_m(T,B)$ et sa variation $\Delta S_m(T, \Delta B)$ ainsi que l'EMC exprimé en variation adiabatique de température ΔT_{ad} . Cette méthode calorimétrique a un avantage indéniable qui est la possibilité d'accéder simultanément à toutes les propriétés magnéto-caloriques intervenant dans la réfrigération magnétique à savoir la

chaleur spécifique, l'entropie magnétique et l'EMC. Cependant, elle reste une méthode lourde à mettre en œuvre.

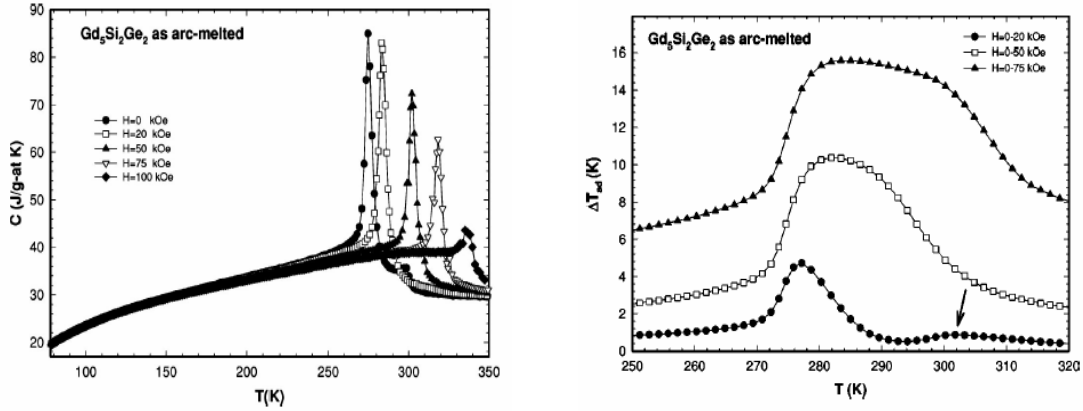


Figure 2.25 : Courbes de capacité calorifique (C_p) mesurées et de l'EMC (ΔT_{ad}) déduites [Pecharsky 99-2]

2.3.1.3 Mesures magnétiques

Les relations entre la variation de l'entropie magnétique et l'aimantation sont données par les relations thermodynamiques classiques. On a évoqué précédemment le lien entre les transitions magnétiques et la variation d'entropie, dans le cas de transition de 2nd ordre qui se caractérise par une continuité de la variation de l'aimantation même au voisinage de la température de transition, la variation de l'entropie magnétique est donnée par la relation de Maxwell-Weiss :

$$\Delta S_m = \int_0^{H_{\max}} \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_H \mu_0 dH \quad (2.39)$$

Dans le cas de la transition de 1^{er} ordre qui se caractérise par une discontinuité au voisinage de la température de transition, la variation de l'entropie magnétique est donnée par la relation de Clausius-Clapeyron :

$$\Delta S_m = \mu_0 \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_H \Delta M \quad (2.40)$$

L'intégration numérique de (2.39) donne les valeurs ΔS_m à différents champs et températures

$$\Delta S_m(T_i, \Delta B) = \sum_j \frac{M_{i+1}(T_{i+1}, B_j) - M_i(T_i, B_j)}{T_{i+1} - T_i} \cdot \Delta B_j \quad (2.41)$$

C'est la méthode la plus utilisée en particulier au voisinage de la température ambiante, elle permet une évaluation rapide des performances magnétocaloriques des matériaux. L'étude sur la précision de

la méthode réalisée par Gschneidner [Gschneidner 00] montre qu'elle est meilleure que la méthode calorimétrique dans la gamme des températures proches de l'ambiante (3 à 10 %).

2.3.2 Présentation des matériaux caractérisés et résultats obtenus

A l'exception de Gd tous les matériaux étudiés ont été élaborés au sein du Laboratoire de cristallographie de Grenoble LCG et leurs caractérisations ont été effectuées par les dispositifs de mesure magnétique disponibles au laboratoire du magnétisme Louis Néel (LLN). Dans cette partie expérimentale, nous nous contentons de décrire les mesures magnétiques.

2.3.2.1 Description du dispositif de mesure et de la méthode de dépeuillement des données brutes

Les mesures magnétiques sont réalisées grâce aux deux magnétomètres (Fig. 2.26) disponibles au LLN : BS2 adapté pour les basses températures (1,5 à 300 K) et BS1 pour les hautes températures (290 à 900 K). Ils peuvent être également utilisés pour la détermination de l'anisotropie et de la susceptibilité magnétiques. Ces deux instruments sont automatisés à l'aide d'un système informatique. L'échantillon qui se trouve dans le champ de la bobine supraconductrice, est déplacé dans un bobinage de mesure. La variation de flux induite, qui est proportionnelle à l'aimantation de l'échantillon est mesurée en intégrant la tension induite aux bornes du bobinage.

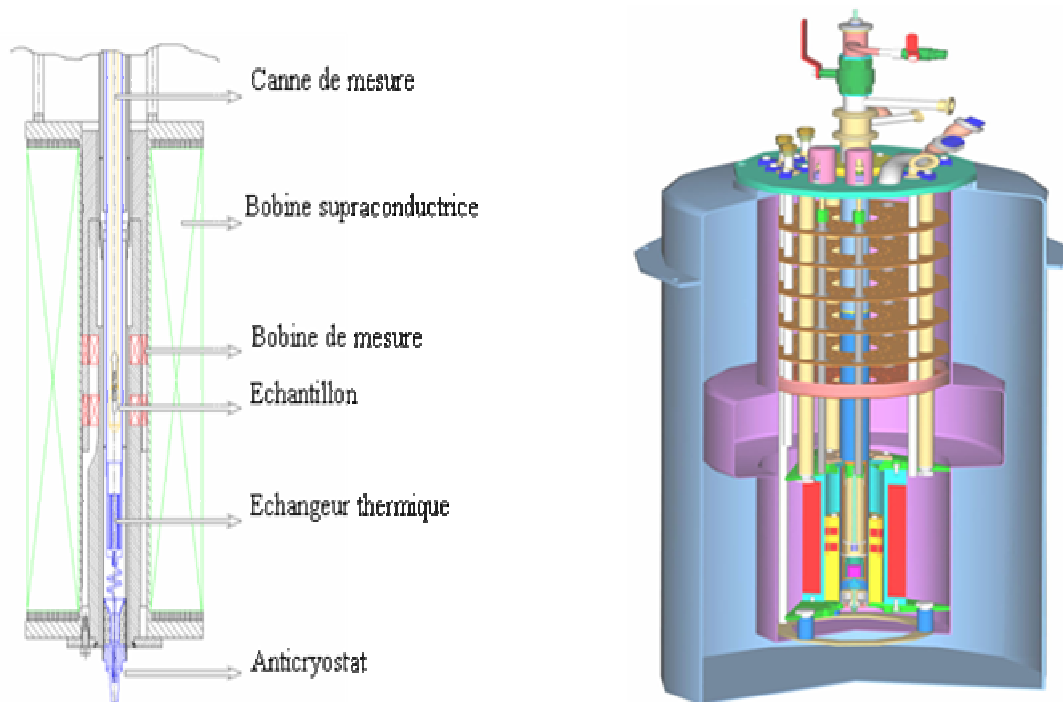


Figure 2.26 : Schéma du dispositif de mesure de l'aimantation (magnétomètre à extraction)

Ainsi pour un échantillon, de volume V_0 et de moment magnétique σ , on intègre la tension induite dans les bobinages avec un voltmètre intégrateur lors du déplacement de l'échantillon. Cette tension est donnée par : ($\delta\phi = \iiint (B/I) J \cdot dv / \mu_0$) avec J : aimantation par unité de volume, I : intensité, B : induction et μ_0 : perméabilité du vide.

L'échantillon est placé dans un système appelé anticryostat à flux d'hélium qui permet de régler sa température à 10^{-2} Kelvin près. La circulation de l'hélium est assurée par un jeu de vannes. Les autres caractéristiques du dispositif sont représentées dans le tableau 2.1.

Tableau 2.1 : Caractéristiques des magnétomètres BS1 et BS2

Paramètres	BS1	BS2
Résolution	10^{-4} uem (10^{-7} Am ²)	10^{-4} uem (10^{-7} Am ²)
Températures	290 à 900 K	1.5 à 300 K
Champ magnétique maximum	7 Tesla (pas 0.001T)	11 Tesla (pas 0.001T)
Dimensions de l'échantillon	$\Phi = 6$ mm, h =6 mm	$\Phi = 4,5$ mm, h =5 mm

Les résultats bruts de mesure sont les isothermes M(T,B) i.e l'aimantation pour différents champs et températures. Comme on a vu précédemment, les effets de forme interviennent dans les calculs de l'EMC. Pour avoir des mesures représentatives du matériau, les courbes d'aimantation seront exprimées en fonction du champ interne. Pour ce faire, on utilise les relations suivantes :

$$\vec{H}_{int} = \vec{H}_a + \vec{H}_d \quad (2.42)$$

$$\vec{H}_d = -N_d \vec{M} \quad (2.43)$$

Avec H_d champ démagnétisant, N_d coefficient du champ démagnétisant, M : aimantation (mesurée), H_{ap} : champ appliqué (mesuré), H_{int} : champ interne (calculé) et T : température.

La variation de l'entropie magnétique ΔS_m est ainsi déduite à partir des courbes d'aimantation. La méthodologie de calcul des propriétés magnétothermiques ainsi que l'identification des paramètres du modèle présentée précédemment est schématisée dans l'organigramme ci-dessous. On note que les valeurs de M sont exprimées soit en unité électromagnétique par gramme (uem/g) soit en magnétons de Bohr par formule ($\mu_B/u.f$) et la conversion entre les deux systèmes est donnée par :

$$\frac{\mu_B}{\text{formule}} = \frac{\text{masse atomique}}{5585} \cdot \frac{\text{uem}}{g} \quad (2.44)$$

$$\text{Avec } 1 \frac{\text{uem}}{g} = 1 \frac{\text{A.m}^2}{\text{kg}}$$

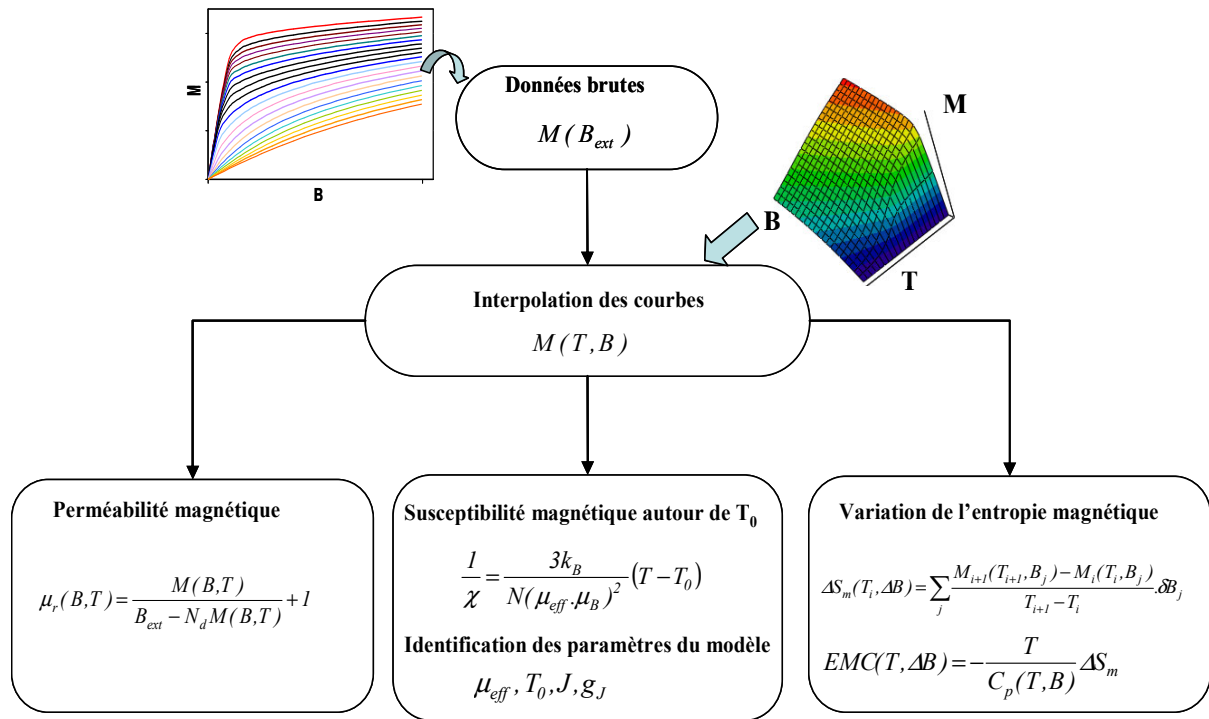


Figure 2.27 : Schéma de la méthodologie de calcul de l'effet magnétocalorique

2.3.2.2 Gadolinium Gd et alliage Gd_{0,87} Dy_{0,13}

Le gadolinium sera le matériau utilisé dans notre étude, donc sa caractérisation sera complète. Mises à part les propriétés magnétocaloriques, on s'intéressera aux propriétés magnétiques (les courbes de perméabilités relatives) qui sont aussi importantes, d'autant plus que notre objectif est la réalisation d'un système de réfrigération magnétique.

L'échantillon caractérisé provient des plaques utilisées dans notre démonstrateur ayant une pureté de 99,99%. Les mesures d'aimantation sont faites à des températures allant de 271 à 311 K avec un pas de 2 K et pour des champs allant de 0 à 2 Tesla avec un pas de 0,1T. Ces conditions correspondent à l'utilisation pratique du matériau.

Nous avons porté sur la figure 2.28 les courbes $M(H, T)$ et l'évolution thermique de l'aimantation à faible niveau d'induction (0.1 T). Cette dernière montre un point d'inflexion à 294 K qui correspond à la température de transition caractérisant les transitions de phase magnétique du second ordre (ferromagnétique - paramagnétique).

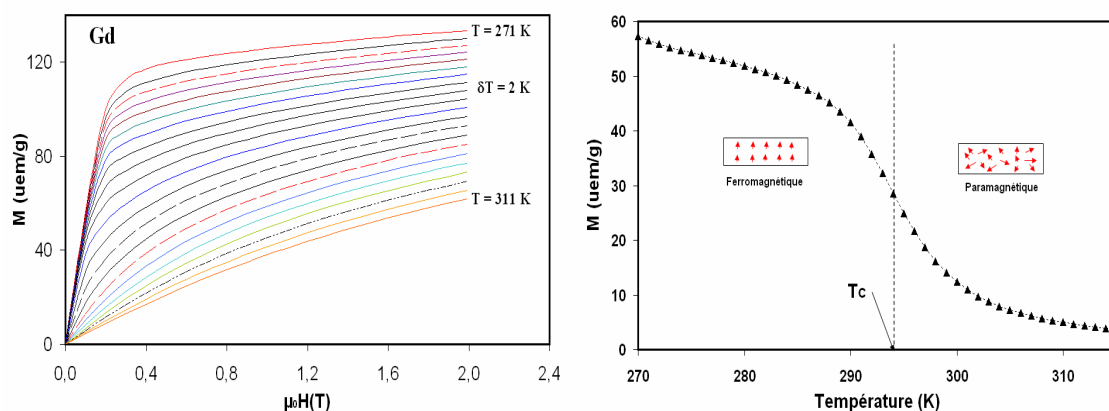


Figure 2.28 : Courbes expérimentales $M(H, T)$ isothermes, évolution de l'aimantation en fonction de la température à faible champ (0.1 T)

Les tendances des courbes de perméabilité (Fig. 2.29) au voisinage de la région critique sont assez proches de celles de l'aimantation, en particulier la perméabilité initiale (à champ faible). Cependant, celle-ci diminue rapidement en fonction du champ. Pour des champs supérieurs à 0.5 T, les perméabilités varient de 3 à 1 sur la gamme de température 270 à 310 K. Ce qu'il faut retenir, c'est que même au voisinage de la température de transition, le gadolinium reste magnétique et susceptible d'interagir avec un environnement magnétique.

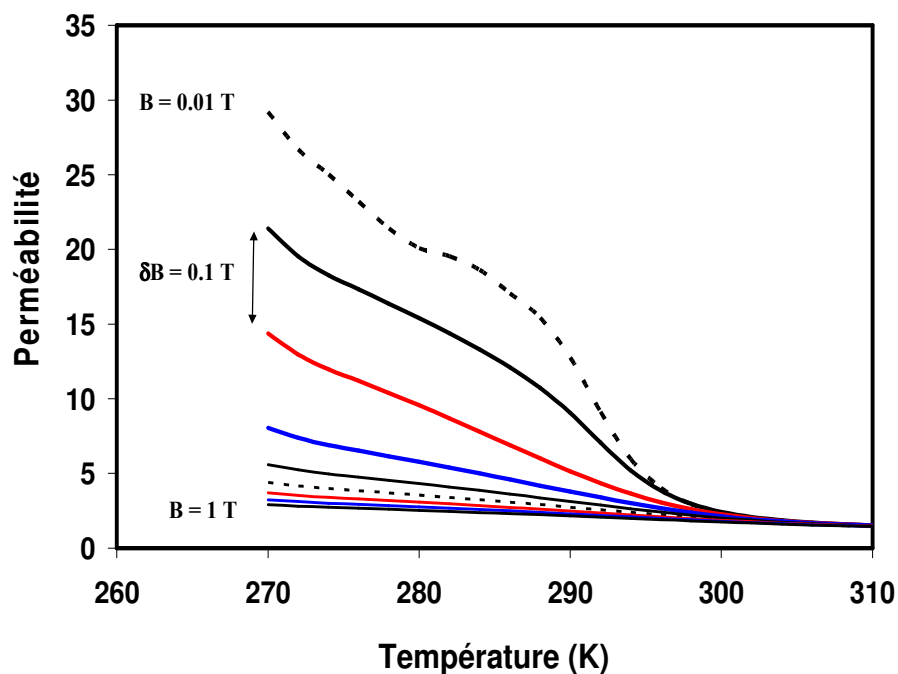


Figure 2.29 : Courbes de perméabilité relative $\mu_r(T)$ pour différents champs

Les résultats de la figure 2.30 montrent l'évolution de l'entropie magnétique en fonction de la température pour des champs allant de 0.2 à 2 Tesla. On constate que cette variation en fonction du champ appliqué est quasi-linéaire.

Le profil de l'EMC (Fig. 2.31) est similaire à celui de la variation d'entropie. Ces résultats sont en accord avec les mesures directes réalisées qui donnaient un EMC de 1.5 °C à 24°C et sous 0.8 T.

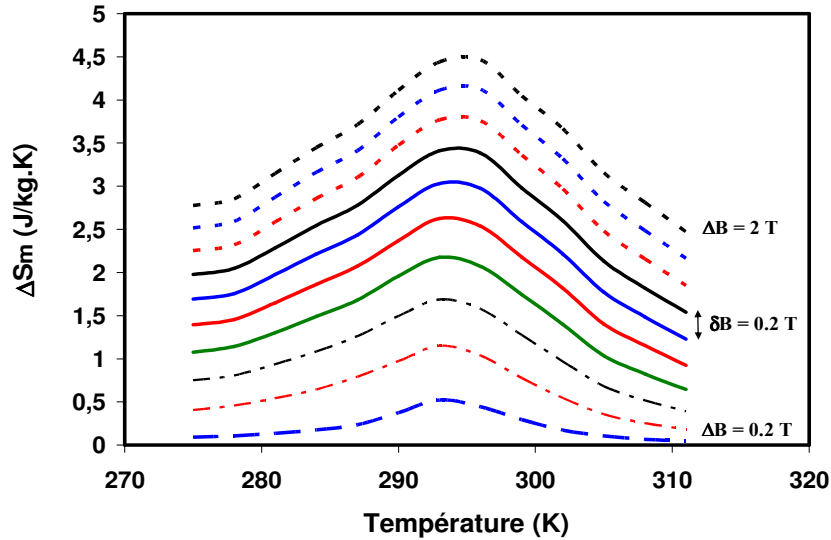


Figure 2.30 : Mesure expérimentale de la variation d'entropie magnétique du gadolinium en fonction de la température

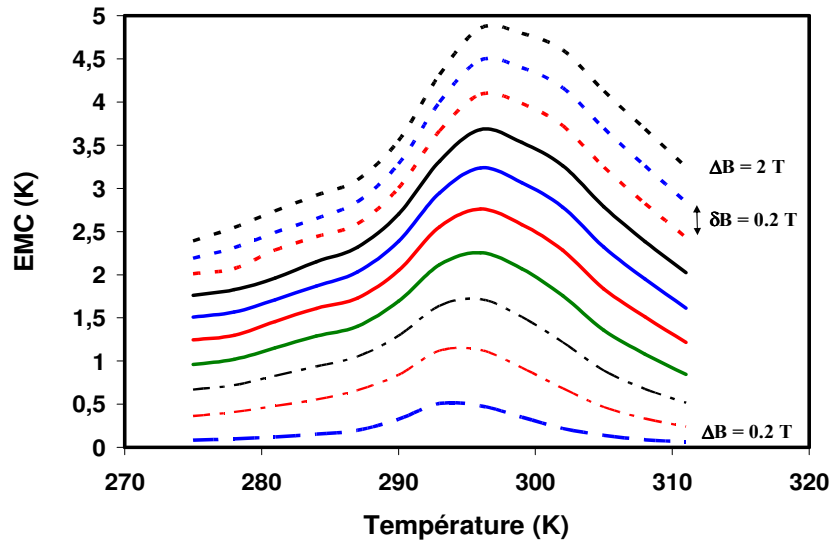


Figure 2.31 : EMC du gadolinium en fonction de la température et du champ, $C_{p,Gd} = 270 \text{ J/K.kg}$

L'alliage $\text{Gd}_{0.87}\text{Dy}_{0.13}$ a été spécialement élaboré et caractérisé pour valider le modèle de calcul des propriétés magnétocaloriques dans le cas des alliages de terres rares. Les résultats des mesures sont présentés sur les courbes de la figure 2.32 ; on observe bien l'effet du dysprosium même en petite

quantité, il fait passer la température de transition de 293 (Gd pur) à 278K. En revanche, l'intensité et l'allure de la variation de l'entropie magnétique restent les mêmes que dans le cas de Gd.

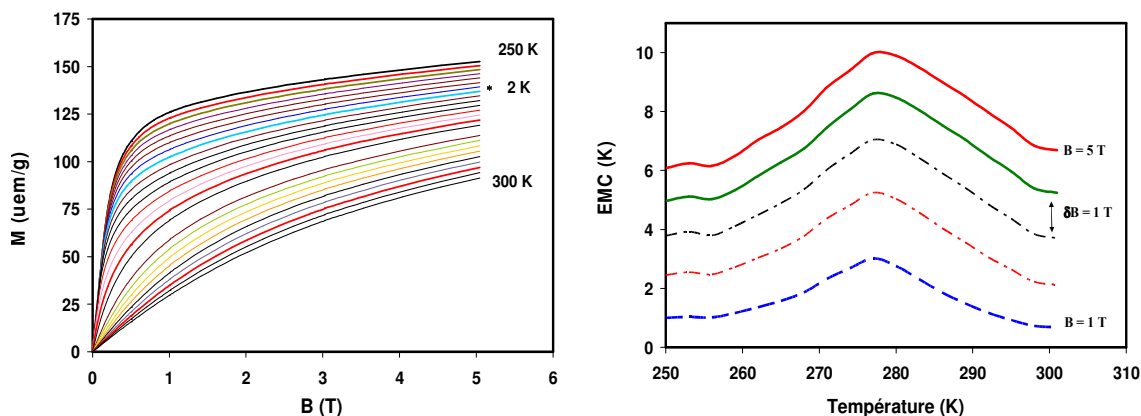


Figure 2.32 : Isothermes de $Gd_{0.87}Dy_{0.13}$ et variation de son entropie magnétique ΔS_m

2.3.2.3 Composés MnFePAs

Les composés $MnFeP_{1-x}As_x$ ont été longuement caractérisés sur le plan fondamental dans le cadre des études systématiques portant sur les phosphures et arséniures de métaux de transition [Malaman 96], [Bacmann 94], [Zach 98].

Dans le système (MnFeP - MnFeAs) on rencontre les trois structures cristallographiques (Fig. 2.33) typiques de ces systèmes : orthorhombique pour $x < 0.15$, tétragonale pour $x > 0.65$ et hexagonale dans le domaine intermédiaire.

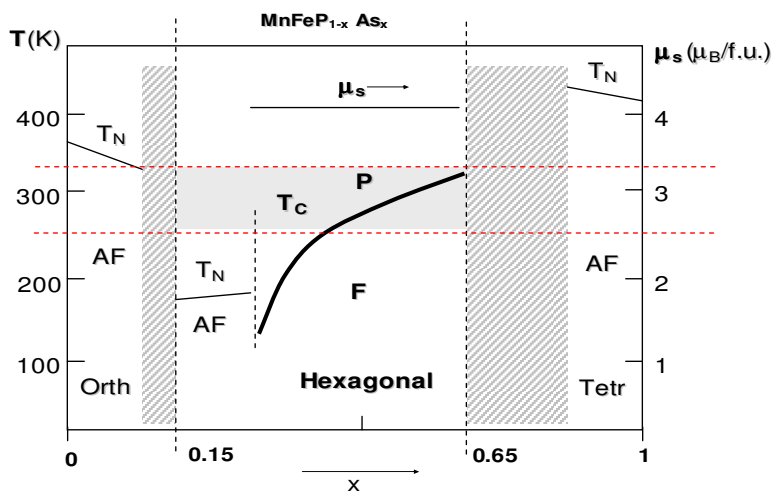


Figure 2.33 : Propriétés structurales des composées $MnFe(P,As)$

Sur le plan magnétique, cette phase hexagonale se caractérise par la juxtaposition d'un état antiferromagnétique (AF) ($x < 0.27$) séparé de l'état ferromagnétique (F) par une transition de phase du premier ordre avec une hystérésis de 1 à 2 K.

En fait, cette transition se prolonge pour $0.27 < x < 0.65$ et tient lieu de transition F \rightarrow P (ferromagnétique \rightarrow paramagnétique) avec par exemple pour $\text{MnFeP}_{0.5}\text{As}_{0.5}$ ($T_C \# 280$ K) une forte anomalie dans l'évolution des paramètres de la maille hexagonale (néanmoins avec une variation de volume quasi-nulle) qui caractérise cette transition de type magnétoélastique.

L'origine de tous ces phénomènes réside dans les variations d'intensité du moment magnétique du fer : $1.2\mu_B$ pour la phase ferromagnétique et $0.4\mu_B$ pour la phase paramagnétique, contrariant ainsi l'ordre ferromagnétique global, en particulier celui du manganèse Mn qui porte un fort moment magnétique ($3.2\mu_B$) [Bacmann 94]. Il en résulte une très forte variation d'entropie magnétique à T_C qui a été récemment remarquée pour conduire à un EMC à forte potentialité d'application.

Ces composés révélés par l'équipe hollandaise [Tegus 02] qui offre les meilleures ouvertures dans l'exploitation des propriétés magnéto-caloriques autour de l'ambiante est $\text{FeMnP}_{0.45}\text{As}_{0.55}$. C'est donc autour de cette teneur que nous mettrons en évidence l'effet magnéto-calorique.

Nous avons étudié plus précisément deux compositions ($\text{FeMnP}_{0.66}\text{As}_{0.33}$; $\text{FeMnP}_{0.5}\text{As}_{0.5}$) qui étaient déjà disponibles au LCG [Gauthier 02].

La démarche utilisée est la même que pour le gadolinium. Le tableau 2.2 présente les caractéristiques des deux compositions.

Tableau.2.2 : Caractéristiques des échantillons

Composition	Masse molaire	Masse de l'échantillon	Gamme de température étudiée
$\text{FeMnP}_{0.5}\text{As}_{0.5}$	163.77 g/mol	1.1504 g	262 – 316 K
$\text{FeMnP}_{0.66}\text{As}_{0.34}$	157.77 g/mol	0.7602 g	160 – 240 K

Les mesures magnétiques sont réalisées pour la gamme de température allant de 262 à 316 K avec un pas de 2 K sous des champs allant de 0 à 3 T par pas de 0.1T. La figure 2.34 montre le réseau de courbes isothermes enregistrées avec le composé $\text{FeMnP}_{0.5}\text{As}_{0.5}$.

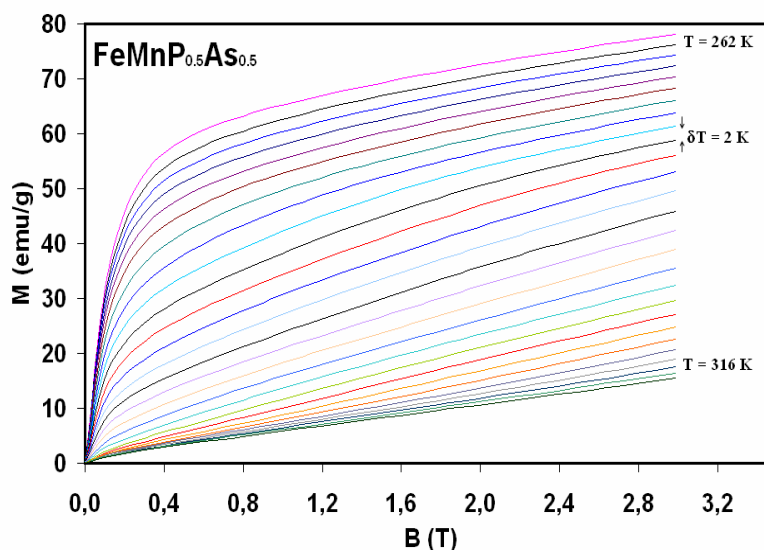


Figure 2.34 : Courbes d'aimantation isothermes de $FeMnP_{0.5}As_{0.5}$

La variation d'entropie magnétique déduite expérimentalement est reportée en fonction de la température sur la figure 2.35. A 280 K et pour une induction magnétique de 2 T, la variation d'entropie magnétique estimée est environ 3 fois plus importante que celle obtenu pour le gadolinium.

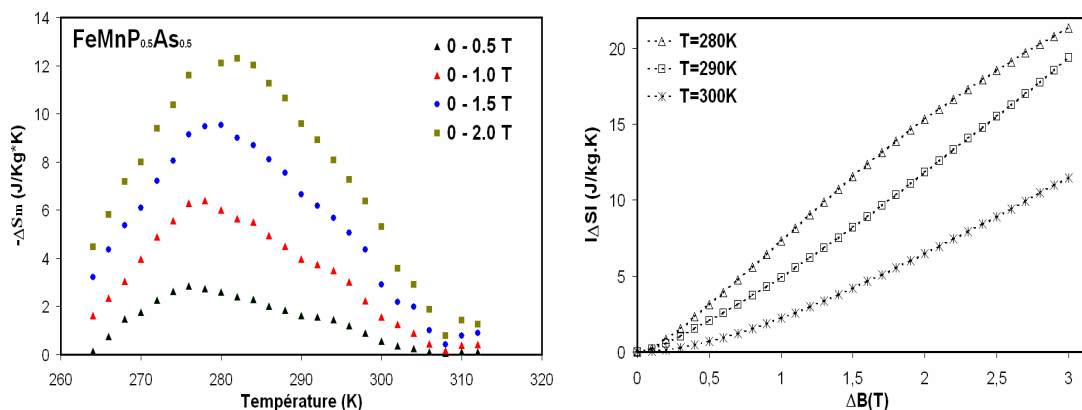


Figure 2.35 : Variation d'entropie magnétique de $FeMnP_{0.5}As_{0.5}$ en fonction de la température et du champ

Pour la composition $FeMnP_{0.66}As_{0.34}$, les mesures magnétiques sont réalisées pour la gamme de température allant de 162 à 220 K avec un pas de 2 K et sous des inductions magnétiques allant de 0 à 3 T par pas de 0.1 T. La figure 2.36 montre le réseau de courbes isothermes enregistrées et l'évolution de l'aimantation. La température de Curie de la composition $FeMnP_{0.66}As_{0.34}$ est d'environ 200 K. Cette température dépend sensiblement de la fraction P/As, il en est de même pour le maximum de l'EMC.

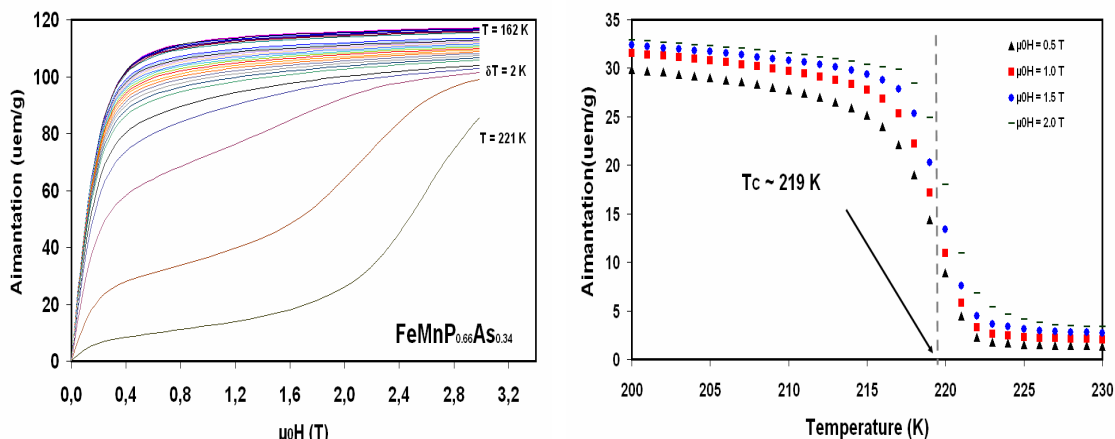


Figure 2.36 : Courbe isothermes et isochamps de $FeMnP_{0.66}As_{0.34}$

D'où l'intérêt de sélectionner les compositions dont le point de Curie est voisin de la température de la source froide. Dans notre application, les compositions intéressantes sont celles dont X est entre $0.45 < X < 0.65$. Le maximum de variation d'entropie ΔS_m est de 4 J/kg.K.T (Fig. 2.37) ce qui représente le double de celui du gadolinium.

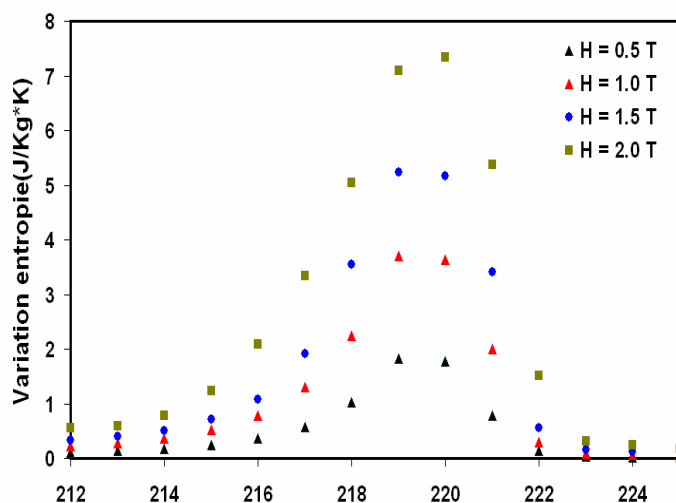


Figure 2.37 : Variation d'entropie magnétique de $FeMnP_{0.66}As_{0.34}$ en fonction de la température

2.3.2.4 Composés Fe_2P

Il s'agit des échantillons monocristaux du composé Fe_2P , la masse totale de l'échantillon caractérisé est de 0.2453 g. Les isothermes (courbes d'aimantation $M(\mu_0H, T)$ en fonction du champ appliqué pour différentes températures) sont données pour des pas de température différents, 5 K dans la phase ferromagnétique et paramagnétique proche de la transition, 2 K au voisinage de la transition puis 10 K au delà. La figure 2.38 montre les résultats des mesures.

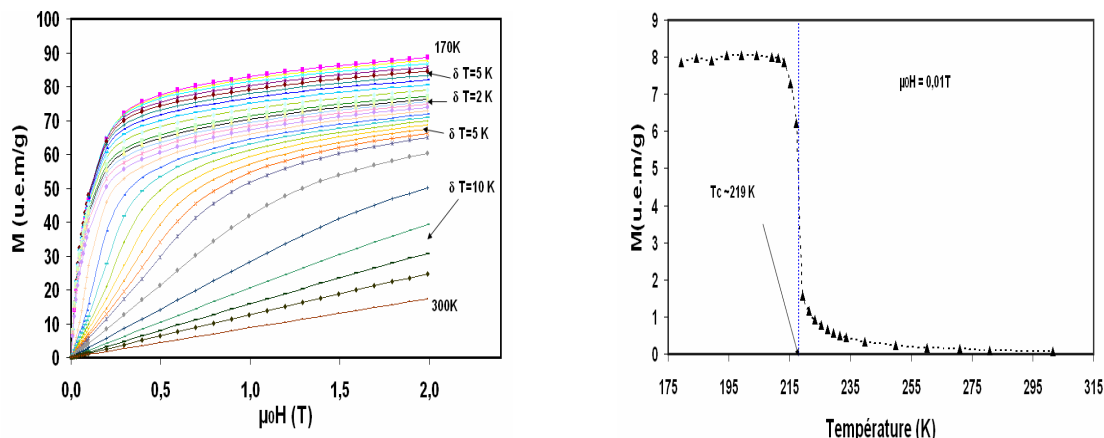


Figure 2.38 : Isothermes de Fe_2P et mise en évidence de la transition de phase du premier ordre

L'interpolation numérique des surfaces $M(\mu_0H, T)$ nous permet de déduire les propriétés magnétocaloriques, en particulier la variation d'entropie magnétique ΔS_m .

Le maximum de ΔS_m enregistré au voisinage de la température de Curie est de l'ordre de 2 J/kg.K.T ce qui est proche de Gd. La variation de champ appliqué influe à la fois sur le maximum de la variation d'entropie (Fig. 2.39) mais aussi sur la largeur de sa température d'exploitation δT , cette augmentation est observée principalement dans la phase paramagnétique.

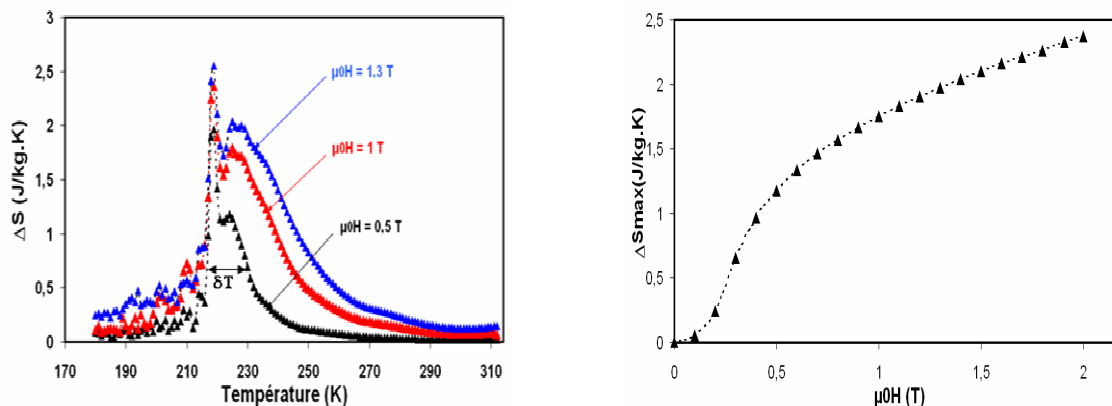


Figure 2.39 : Variation d'entropie magnétique en fonction de la température et du champ appliqué

2.3.2.5 Composés $(Fe, M)_2P$

Le composé Fe_2P est caractérisé par une température de transition de 219 K ce qui ne convient pas aux applications à température ambiante. Pour cela nous avons testé d'autres composés dérivant du type Fe_2P à savoir les $(Fe, M)_2P$, avec M un élément de transition 3d. En effet, la substitution des éléments 3d au fer permet de faire varier T_c .

Plusieurs compositions sont en cours de synthèse et de caractérisation. On présentera les résultats obtenus dans le cas de l'ajout du nickel (Ni) en particulier la composition $(Fe_{0.98}Ni_{0.02})_2P$.

Sur le plan fondamental les composés de type $(\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x})_2\text{P}$ ont été étudiés par R. Fruchart [Fruchart 69], A. Fujii [Fujii 78] et S.N. Dolia [Dolia 93] pour mettre en évidence l'effet de Ni sur les propriétés magnétiques. Sur la figure 2.40 nous avons porté les courbes d'aimantation à différentes températures de la nuance $(\text{Fe}_{0,98}\text{Ni}_{0,02})_2\text{P}$. L'évolution de l'aimantation en fonction de la température montre un comportement tout à fait différent du composé Fe_2P . En plus de la température de transition T_C , la substitution de Ni modifie considérablement la nature et l'aspect de la transition magnétique. En effet, la transition du composé est du second ordre, avec une très large région de transition (220 à 300 K) et une variation de l'entropie magnétique quasi-constante sur une trentaine de degrés (Fig. 2.41). Ce comportement est intéressant pour les applications en réfrigération magnétique ; il permet l'utilisation du matériau réfrigérant sur une large gamme de température. Cependant, en module, la variation de l'entropie magnétique ne dépasse pas 1.5 J/kg.K pour une variation de champ de 3 T ce qui représente un EMC 5 fois moins important que dans Gd.

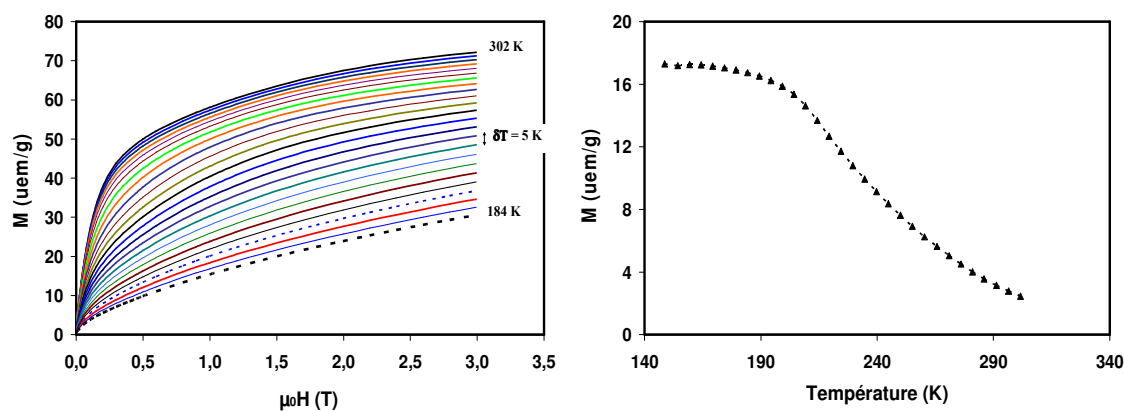


Figure 2.40 : Isothermes de $(\text{Fe}_{0,98}\text{Ni}_{0,02})_2\text{P}$, et évolution de l'aimantation en fonction de la température ($\mu_0 H = 0.05 \text{ T}$)

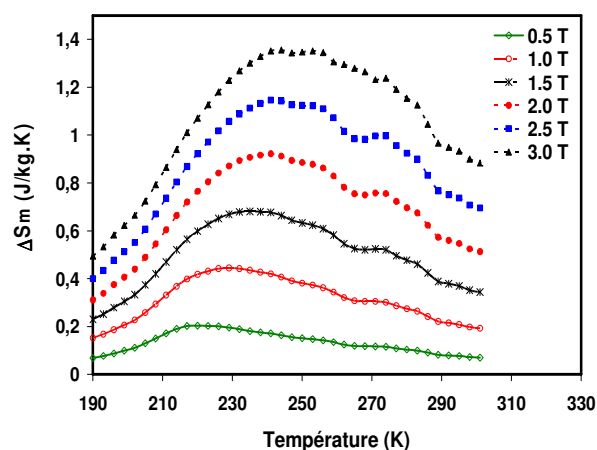


Figure 2.41 : Variation de l'entropie magnétique en fonction de la température et du champ appliqué de $(\text{Fe}_{0,98}\text{Ni}_{0,02})_2\text{P}$

En plus de Ni, d'autres éléments de transition peuvent être substitués, on citera en particulier Co. Les points forts de cette famille sont le coût de la matière première, l'absence d'élément toxique (As), la maîtrise des processus d'élaboration et une grande variété de composés.

2.3.2.6 Composés $\text{Fe}_{0.7}\text{Ni}_{0.3}$

La température de Curie T_C est l'un des critères du choix du matériau réfrigérant. Pour les applications à température ambiante, T_C doit être du même ordre que les températures de source chaude et froide du matériau. Il se trouve que certaines nuances des alliages FeNi possèdent des températures de Curie proche de l'ambiante. Pour estimer leurs performances magnéto-caloriques nous avons caractérisé la composition $\text{Fe}_{70}\text{Ni}_{30}$ dont la température d'ordre est proche de l'ambiante. Ce type de composé est connu pour ses propriétés magnétothermiques.

Les résultats de la figure 2.42 montrent l'évolution de la variation de l'entropie magnétique en fonction de la température pour des variations de champ de 0.5, 1.0, 1.5 et 2 T.

Les performances magnéto-caloriques du composé restent faibles, elles sont du même ordre que pour la composition $(\text{Fe}_{0.98}\text{Ni}_{0.02})_2\text{P}$. Cependant, la disponibilité et la maîtrise du processus d'élaboration de ces alliages peuvent constituer un atout.

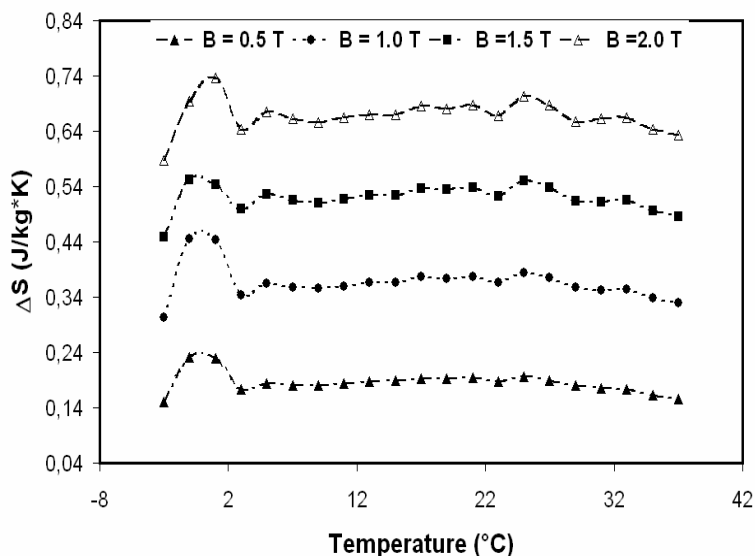


Figure 2.42 : Variation d'entropie magnétique en fonction de la température et du champ appliqué

2.3.2.7 Composé MnAs

Nous disposons de poudre MnAs synthétisée au LCG, les mesures magnétiques sont effectuées pour la gamme de température de 300 à 350 K. Dans la figure 2.43 nous avons porté les courbes d'aimantation à différentes températures et les variations d'entropie magnétique induite par les variations de champ de 1, 1.5, 2 et 3 T.

Comme le montrent les courbes de variation d'entropie magnétique, MnAs représente un EMC géant sur une gamme de température 315 à 324 K. Le maximum de ΔS_m est estimé à 30 J/kg.K pour une variation de champ de 1 T, c'est 10 fois plus important que Gd. Par contre la plage de température δT de son exploitation dépend fortement de l'intensité du champ appliqué (Fig 2.42). Ce comportement a été mis en évidence par Wada [WAD 01].

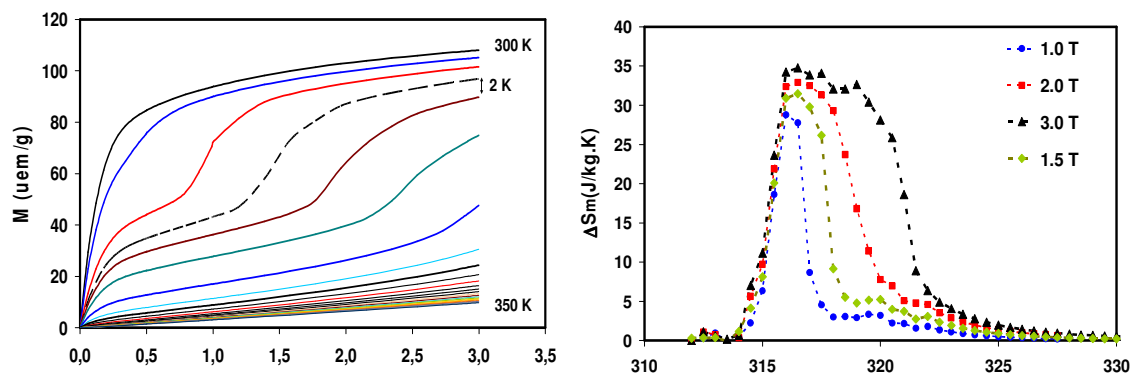


Figure 2.43 : Isothermes et courbes de variation de l'entropie magnétique de MnAs

Outre la présence de l'arsenic qui constitue un obstacle dans les applications du composé, du point de vue magnétothermique, l'apparition d'une importante hystérésis magnétothermique (environ 10 K) autour de T_C ajoute d'autres difficultés pour réaliser des processus réversibles aimantation / désaimantation. Ce point en particulier a été souligné par Chernenko [Chemenko 99] lors des études effectuées sur les propriétés magnétoélastiques de MnAs.

Afin de contourner les problèmes cités précédemment (hystérésis, température de transition et présence de As), l'équipe de Wada de l'université de Kyoto a proposé récemment [WAD 03] le composé $MnAs_{1-x}Sb_x$. En effet, la substitution par Sb permet à la fois d'étaler la gamme de température d'exploitation (200 à 340 K) en jouant sur la température de Curie, de réduire considérablement l'hystérésis thermique et aussi de réduire la quantité d'arsenic.

Au Laboratoire de Cristallographie de Grenoble, on s'oriente vers d'autres éléments de substitution. On citera la formule $Mn(TiV)As$ où le manganèse et l'arsenic sont remplacés par le vanadium et le titane.

2.3.3 Conclusion

Il ressort de cette étude sur les matériaux magnéto-caloriques que l'élaboration de nouvelles familles de matériaux doit passer par la maîtrise à l'échelle fondamentale des phénomènes intervenant dans le couplage magnéto-calorique. C'est dans cet esprit qu'une collaboration est menée avec l'Institut Néel.

Une méthodologie de caractérisation de l'EMC basée sur les mesures magnétiques a été développée et exploitée pour la caractérisation de plusieurs familles de matériaux. Cette partie de notre travail a été poursuivie d'une manière plus approfondie par M. Balli (thèse à l'institut Néel, [Balli 07]). Notre

collaboration permet de mieux orienter les recherches sur les matériaux, en introduisant les contraintes et les spécifications des diverses applications de l'effet magnétocalorique.

Le nombre important d'articles publiés récemment sur les matériaux à EMC géant et leurs applications dans la réfrigération magnétique témoigne de l'intérêt porté sur cette thématique. Initialement, cette recherche concernait les deux principales familles présentées à savoir les alliages de terres rares $Gd_5(Si_xGe_{1-x})_4$ réalisés par l'équipe de Gschneider (USA) et les phospho-arséniures étudiés par l'équipe de Buschow (Pays Bas) et l'Institut Néel. Pour conclure, le tableau 2.3 donne les principaux matériaux magnétocaloriques étudiés.

Tableau.2.3 : Caractéristiques de quelques matériaux magnétocaloriques
(M : mesures magnétiques , C : Mesures calorimétriques)

Matériaux	T_0 (K)	Champ $\mu_0 H$ (T)	ΔS_M max (J/Kg.K)		EMC (K)
Gd (99.99%)	294	2 0.8 0.5	4.3	M	4.8 1.5 0.9
Gd_{0.83}Dy_{0.13}	278	2	4	M	
MnAs_{1-x}Sb_x					
x=0	318	2	31	C	4.8
x=0.1	283	2	24	C	5.7
x=0.25	230	2	18	C	
MnFeP_{1-x}As_x					
x=0.55	300	2	14.5	M	6
x=0.50	282	2	16.5	M	-
Ni_{52.6}Mn_{23.1}Ga_{24.3}	300	5	18		-
Gd₅(Ge_{0.5}Si_{0.5})₄	276	2	14		7.4
Fe₄₉Rh₅₁	313	2	12		8.4
Fe₄₉Rh₅₁	316	2	22		12.9
Fe_{1.75}Rh_{0.25}	310	2	1.4		1
La(Fe_{0.89}Si_{0.11})₁₃H_{1.3}	291	2	24		6.9

Chapitre 3

**Réfrigération magnétique active à régénération :
Modélisation et étude expérimentale.**

3.1 Comment exploiter l'EMC pour la production du froid autour de l'ambiante?	77
3.2 Généralités sur les cycles magnétothermiques	77
3.2.1 Cycles à régénération externe	79
3.2.1.1 Cycle d'Ericsson	79
3.2.1.2 Cycle de Stirling	81
3.2.1.3 Cycle de Brayton	82
3.2.2 Cycle à régénération active (AMRR: Active Magnetic Refrigeration Regeneration).....	83
3.2.3 Modélisation du cycle AMRR	85
3.2.3.1 Mise en équation et hypothèses simplificatrices	86
3.2.3.2 Calcul du coefficient d'échange h et les pertes de charge	88
3.2.3.3 Discrétisation et résolution numérique des équations	91
3.2.3.4 Résultats du modèle et l'influence des paramètres du cycle AMRR	93
3.2.3.5 Etude de l'influence des divers paramètres du cycle AMRR	95
3.3 Etude expérimentale du cycle AMRR et validation du modèle	98
3.3.1 Les constituants du dispositif expérimental	99
3.3.1.1 Le matériau actif (régénérateur)	100
3.3.1.2 Les sources de champ magnétique	101
3.3.1.3 Les organes d'entraînement du fluide et du bloc de matériau	102
3.3.2 Exploitation des mesures et validation du modèle thermique du cycle AMRR ...	105
3.4 Conclusion	108

Dans ce chapitre nous aborderons l'application de l'effet magnéto-calorique dans la production du froid. Pour ce faire, des généralités sur les cycles magnétothermiques sont d'abord exposées en particulier le cycle à régénération active AMRR (Active Magnetic Regenerative Refrigeration). Une approche de modélisation de ce cycle sera présentée et validée expérimentalement.

3.1 Comment exploiter l'EMC pour la production du froid autour de la température ambiante ?

Nous avons vu qu'une aimantation adiabatique du matériau se traduit par une augmentation de sa température. Réciproquement une désaimantation permet de le refroidir, et ceci de façon réversible. On peut ainsi réaliser magnétiquement l'équivalent d'un cycle d'une machine thermique classique. L'aimantation du matériau est alors équivalente à la compression d'un gaz et sa désaimantation à la détente.

Ainsi l'analogie avec les cycles à gaz peut être généralisée. Dans le tableau (Tab.3.1) ci-dessous sont représentées les équivalences magnétiques des différentes transformations thermodynamiques.

Tableau 3.1 : Analogie entre cycle thermodynamique conventionnel et cycle magnétique

Cycle conventionnel	Cycle magnétique
Compression isotherme ($T=cte$)	Aimantation isotherme ($T=cte$)
Refroidissement isobare ($P=cte$)	Refroidissement isoaimantation ($M=cte$)
Refroidissement isochore ($V=cte$)	Refroidissement isochamp ($B=cte$)
Détente isotherme ($T=cte$)	Désaimantation isotherme ($T=cte$)
Réchauffement isobare	Réchauffement isoaimantation
Réchauffement isochore	Réchauffement isochamp
Compression adiabatique ($S=cte$)	Aimantation adiabatique ($S=cte$)
Détente adiabatique ($S=cte$)	Désaimantation adiabatique ($S=cte$)
(P, V, T)	(M, H, T)

3.2 Généralités sur les cycles thermomagnétiques

Comme dans tout système de réfrigération, le matériau magnéto-calorique (réfrigérant) va subir de manière cyclique (Fig. 3.1) : un échauffement induit par son aimantation suivi d'une évacuation de la chaleur par contact direct avec la source chaude ou par un fluide caloporteur, puis un refroidissement généré par la désaimantation et enfin l'absorption de la chaleur en contact avec la source froide. On appelle ce type de processus le cycle thermomagnétique.

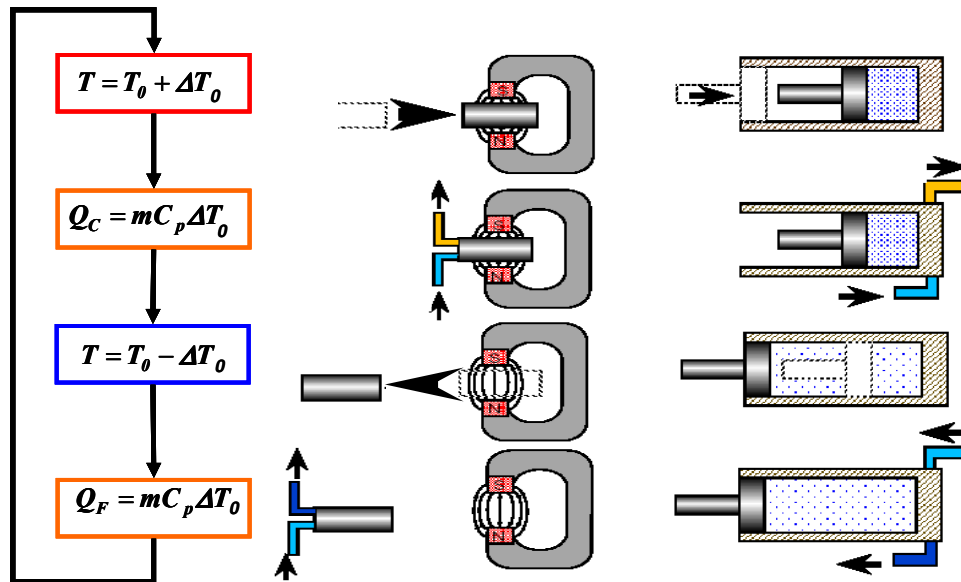


Figure 3.1 : Schématisation du cycle magnétique et analogie avec un système thermodynamique

Autour de la température ambiante, seuls les cycles à régénération permettent de réaliser des écarts de température élevés. La figure 3.2 représente un exemple de cycle magnétique à régénération. Il s'agit de cycles avec échange, nécessitant la présence d'un élément appelé régénérateur. En effet, le passage de la température chaude à la température froide se fait en cédant de la chaleur au régénérateur. Cette chaleur est restituée au matériau magnétique pendant son passage de la température froide à la température chaude. Le régénérateur doit revenir à son état initial à la fin de chaque cycle puisqu'il ne doit pas y avoir de stockage de chaleur à long terme.

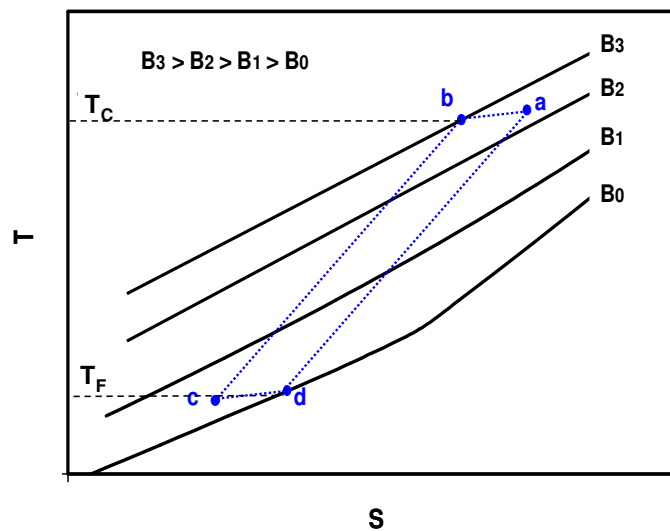


Figure 3.2 : Cycle magnétique à régénération

Suivant les transformations, plusieurs cycles peuvent être utilisés. Dans notre cas, on distingue principalement deux types de cycles :

- cycle à régénération externe dont le principe est analogue aux cycles thermodynamiques conventionnels tels que le cycle de Stirling, le cycle de Brayton et le cycle d'Ericsson.
- cycle de réfrigération à régénération magnétique active (AMRR : active magnetic regenerative réfrigération). Il s'agit d'un cycle spécifique à la réfrigération magnétique dans lequel le matériau magnétique actif joue le rôle du régénérateur.

3.2.1 Cycle à régénération externe

3.2.1.1 Cycle d'Ericsson magnétique

Pour comprendre le principe du cycle magnétique à régénération externe, on propose ici une analyse des étapes de fonctionnement théorique d'un cycle d'Ericsson magnétique appliqué à un matériau magnétocalorique type Gd soumis à une variation de champ ΔB . Le cycle complet (Fig 3.3) est décrit par les phases suivantes :

- a- Aimantation isotherme : le matériau Gd s'échauffe puis échange sa chaleur d'aimantation avec la source chaude de température T_C .

$$Q_C = T_C \Delta S(T_C, \Delta B) = T_C \Delta S_m(T_C, \Delta B) \quad (3.1)$$

- b- Refroidissement isochamp : le matériau est à $T=T_C$, le fluide caloporteur à $T=T_F$, circule de la source froide à la source chaude en absorbant la chaleur du matériau jusqu'à ce que sa température soit égale à T_F .

- c- Désaimantation isotherme : Gd se refroidit et absorbe une quantité de chaleur Q_F de la source froide à $T= T_F$

$$Q_F = T_F \Delta S(T_F, \Delta B) = T_F \Delta S_m(T_F, \Delta B) \quad (3.2)$$

- d- Réchauffement isochamp : le matériau est à $T=T_F$, le fluide caloporteur $T=T_C$ circule de la source chaude à la source froide en cédant de la chaleur au matériau jusqu'à ce que sa température devienne égale à T_C .

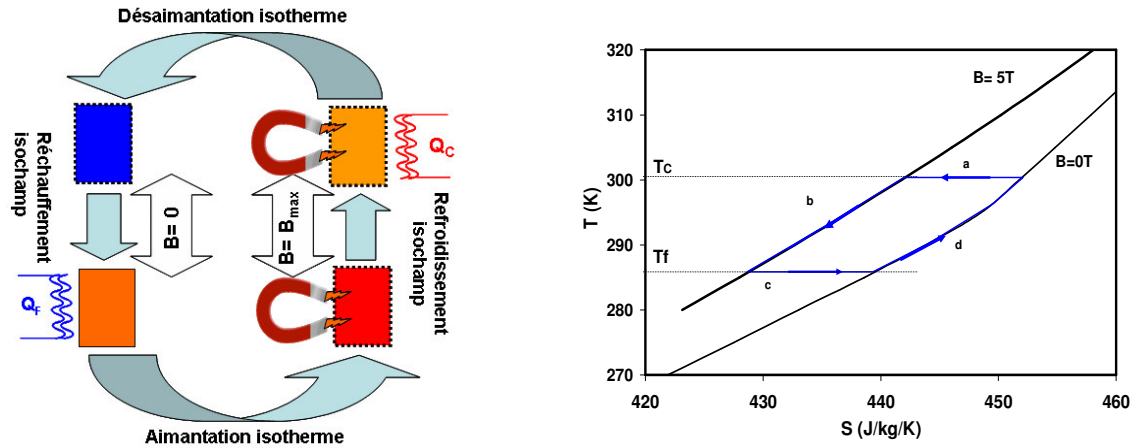
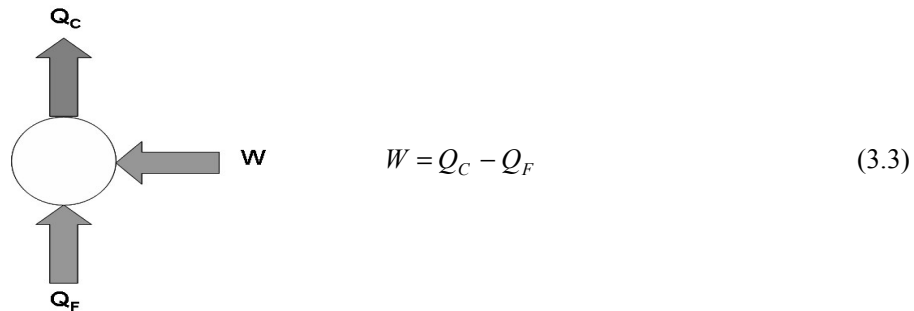


Figure 3.3 : Cycle d'Ericsson magnétique de Gd

Afin de définir l'efficacité du cycle frigorifique associé, on utilise les relations thermodynamiques établies pour les machines dithermes :



Où W est le travail magnétique, Q_C et Q_F sont les quantités de chaleur échangées à la source chaude et à la source froide respectivement. L'efficacité d'une telle machine est définie par son coefficient de performance COP (Coefficient Of Performance). Il s'agit du rapport entre la quantité de chaleur prélevée côté froid (réfrigération ou climatisation) ou cédée côté chaud (pompe à chaleur) sur l'énergie fournie. Cette définition exclut donc toutes autres formes de chaleur liées aux pertes et aux imperfections d'un système. Ainsi on définit bien un COP maximal théorique qui s'exprime par l'équation suivante :

$$COP_{theorique} = \frac{Q_{prelevée}}{W_{fourni}} = \frac{Q_F}{W} \tag{3.4}$$

En remplaçant les quantités de chaleur associées aux transformations isothermes, on peut écrire ce COP de la manière suivante :

$$COP_{theorique} = \frac{T_F \Delta S_m(T_F, \Delta B)}{T_C \Delta S_m(T_C, \Delta B) - T_F \Delta S_m(T_F, \Delta B)} \tag{3.5}$$

Si la variation de l'entropie $\Delta S_m(T, \Delta B)$ est constante en fonction de la température, on retrouve l'efficacité de Carnot qui est bien la limite physique des performances d'un système thermodynamique :

$$COP_{theorique} = \frac{T_F}{T_C - T_F} = \eta_{Carnot} \quad (3.6)$$

D'où, pour un cycle d'Ericsson, le réfrigérant idéal doit avoir une variation d'entropie magnétique constante en fonction de la température, au moins dans l'intervalle de son utilisation $[T_F, T_C]$. Dans la réalité, les processus sont irréversibles. Donc, au cours du cycle, il y a forcément production d'entropie due à l'irréversibilité.

D'après le second principe de la thermodynamique, on a :

$$\Delta S(T_C, \Delta B) = \Delta S(T_F, \Delta B) + \Delta S_{irr} \quad (3.7)$$

avec ΔS_{irr} la production d'entropie due aux différentes contributions de pertes (thermique, mécanique, magnétique). L'efficacité d'un cycle réel d'Ericsson s'écrit alors :

$$\zeta = \xi_{Carnot} \frac{(T_C - T_F) \Delta S(T_F, \Delta B)}{(T_C - T_F) \Delta S(T_F, \Delta B) - T_C \Delta S_{irr}} \quad (3.8)$$

Compte tenu de l'équation (3.8) le matériau idéal est encore celui qui possède une variation d'entropie magnétique constante en fonction de la température.

Cependant, la variation de l'entropie magnétique des matériaux usuels est fonction de la température avec un maximum autour de la température de transition. Ces critères thermodynamiques ont orienté le choix des matériaux ou leur élaboration en terme de maximum d'efficacité. On citera en particulier les travaux de l'équipe Québécoise de l'Institut de Recherche pour l'Hydrogène (IRH). Une méthodologie d'optimisation d'un composé de matériau magnétocalorique a été proposée par Smaili et Chahine [Smaili 96]. L'idée consiste à trouver les proportions adéquates C_i de chaque composés dont la température de transition T_{0i} permettant de satisfaire le critère thermodynamique de maximum d'efficacité ($\Delta S = Cte$).

3.2.1.2 Cycle de Stirling magnétique

La seule différence avec le cycle d'Ericsson est que les transformations iso-champs sont remplacées par des isoaimantations. La figure 3.4 représente le diagramme T-S du cycle de Stirling magnétique. Les mêmes conclusions relatives à l'évolution de la variation d'entropie magnétique peuvent être dégagées.

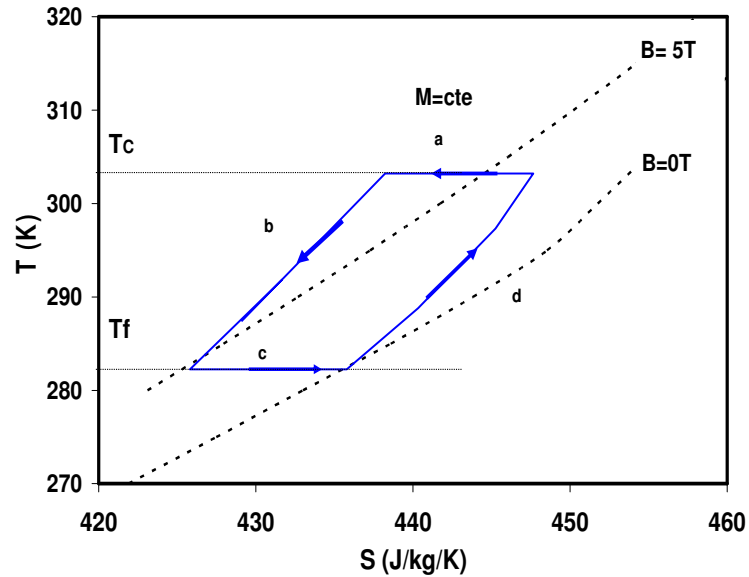


Figure 3.4 : Cycle de Sterling magnétique de Gd

Dans la pratique, ce type de cycle (Ericsson, Stirling) est très difficile à réaliser, à cause de la complexité des transformations isothermes. En effet, l'aimantation ou la désaimantation isotherme consiste à échanger la chaleur à température constante, ce qui impose un contrôle précis du champ magnétique dans le matériau au cours de cette transformation. Pour résoudre ce problème, les transformations isothermes sont remplacées par des transformations adiabatiques, il s'agit du cycle de Brayton à régénération.

3.2.1.3 Cycle de Brayton à régénération magnétique

Dans le cas de ce cycle, les adiabatiques sont assurées par la rapidité du processus aimantation / désaimantation. Le cycle de Brayton complet est décrit par les quatre phases suivantes :

- a- aimantation adiabatique : le matériau étant à la température T s'échauffe sous l'action du champ magnétique extérieur par effet magnétocalorique et passe à la température T_C
- b- refroidissement isochamp : le matériau cède sa chaleur à la source chaude
- c- désaimantation adiabatique : le matériau étant à la température T se refroidit par effet magnétocalorique.
- d- Réchauffement isochamp : le matériau absorbe de la chaleur à la source froide et se réchauffe.

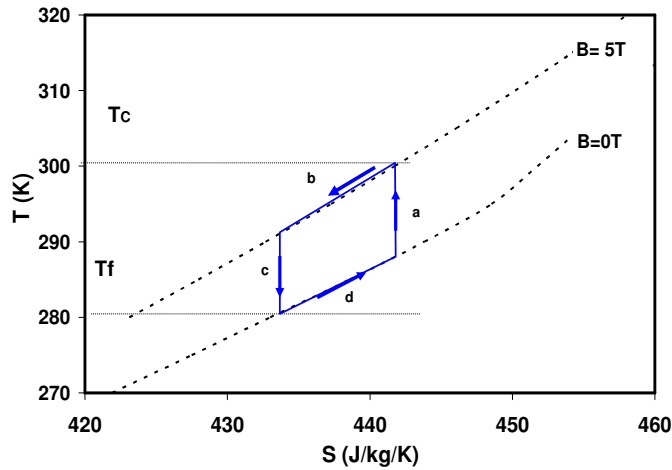


Figure 3.5 : Cycle de Brayton magnétique de Gd

3.2.2 Cycle à régénération active (AMRR : Active Magnetic Regenerative réfrigération)

Dans tous les cycles à régénération externe, le rôle du régénérateur est assuré par le fluide qui traverse le matériau en circulant alternativement de la source chaude à la source froide. Une des limites de ce principe était que la colonne du fluide devait garder lors de son déplacement un gradient de température stable pour assurer l'effet de la régénération. Une solution est de faire jouer le rôle de régénérateur au matériau réfrigérant. Barclay est le premier qui a décrit le principe de fonctionnement d'un régénérateur. Son cycle de fonctionnement ne présente pas d'analogie avec les cycles conventionnels, mais les phases sont similaires à celles du cycle de Brayton. Généralement, on le schématise par les profils de température dans le matériau et le fluide (Fig. 3.6) au cours des différentes phases.

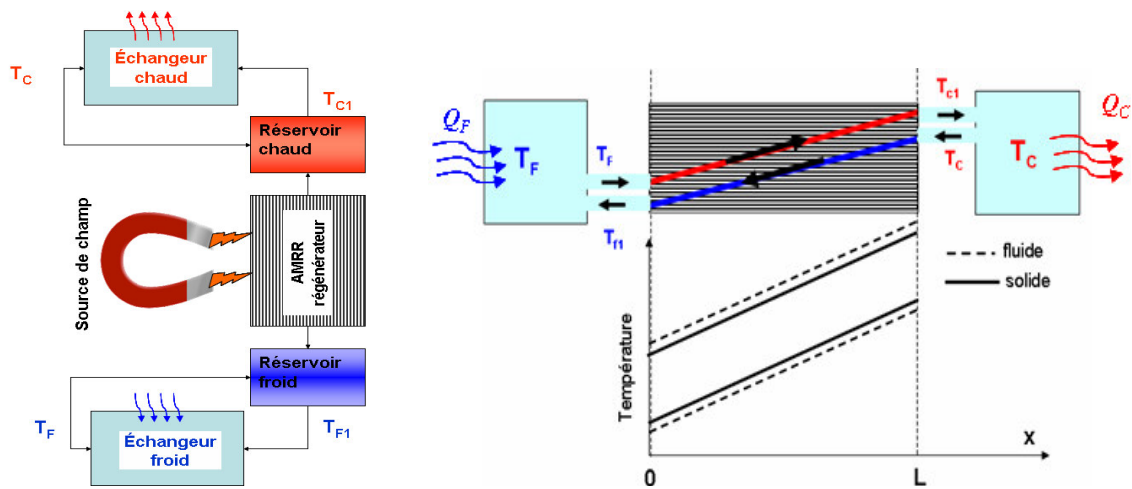
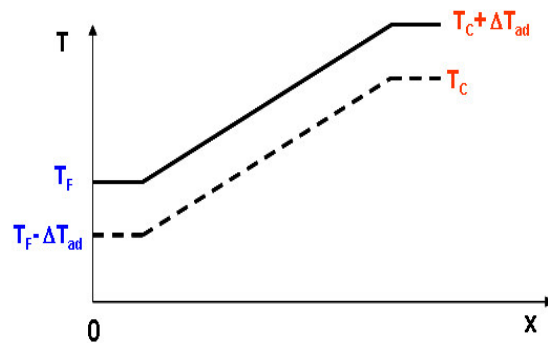


Figure 3.6 : Schéma de principe du réfrigérateur magnétique à cycle AMRR et profil de température dans le matériau et le fluide

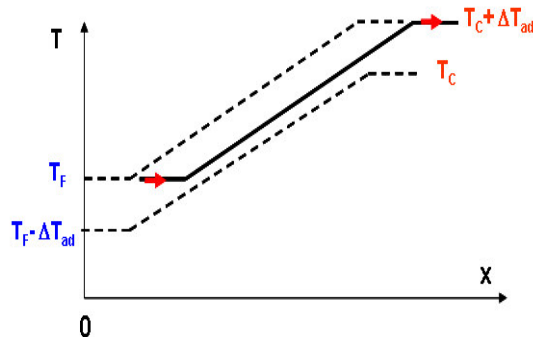
Le matériau magnéto-calorique va subir les cycles aimantation / désaimantation, les échanges de chaleur entre la source chaude et la source froide sont assurés par un fluide circulant alternativement dans un sens et puis dans l'autre.

Le cycle complet de l'AMRR décrit par Barclay est composé de quatre étapes (deux adiabatiques et deux isochamps). Il considère un gradient de température déjà établi le long du matériau.

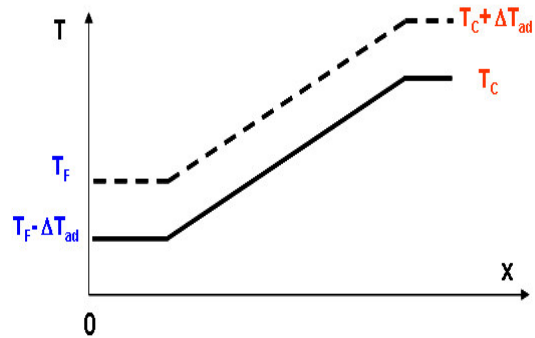
- ❶ **Aimantation adiabatique du matériau ($B=B_{max}$)** : durant cette phase, il n'y a pas de circulation du fluide. Initialement, le matériau se trouve en dehors du champ. L'aimantation provoque une augmentation de la température de l'ensemble du matériau de ΔT_{ad} .



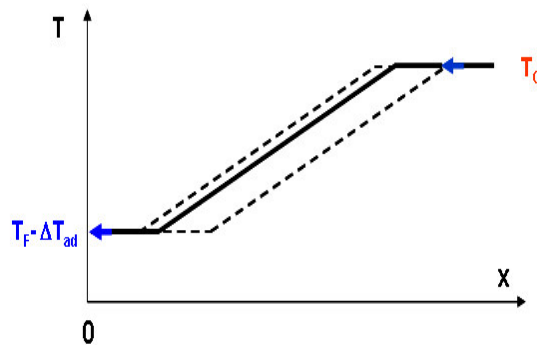
- ❷ **Refroidissement isochamp ($B=B_{max}$)** : le fluide caloporteur circule de la source froide à la source chaude, il rentre à la température T_F (température source froide), en absorbant une quantité de chaleur du matériau régénérateur, sa température augmente et sort à la température $T_C + \Delta T_{ad}$ supérieure à celle du côté chaud. Ainsi en passant par l'échangeur chaud, le fluide rejette l'excès de chaleur et sort à la température T_C .



- ❸ **Désaimantation adiabatique du matériau ($B=0$)** : durant cette phase, il n'y a pas de circulation du fluide. L'ensemble du matériau voit sa température diminuer de ΔT_{ad} .



- ④ **Réchauffement isochoamp ($B=0$)** : le fluide caloporteur circule de la source chaude à la source froide, il rentre à la température T_C (température source chaude), en cédant une quantité de chaleur au matériau régénérateur, sa température diminue. Il sort à la température $T_F - \Delta T_{ad}$ inférieure à celle du côté froid. Ainsi en passant par l'échangeur froid le fluide absorbe l'excès de chaleur et sort à la température T_F .



Ainsi, à chaque cycle, les quantités de chaleur induites par l'aimantation ou la désaimantation sont échangées dans les échangeurs chaud et froid. Si maintenant, on s'intéresse aux mécanismes d'amplification de l'écart de température entre la source froide et la source chaude, en particulier l'influence des divers paramètres, il semble important d'inclure le régime transitoire. Pour ce faire, nous avons développé un modèle thermique du cycle AMRR.

3.2.3 Modélisation du cycle AMRR

Le modèle élaboré s'appuie sur le principe de base de l'AMRR d'une machine alternative. Il s'agit d'un écoulement fluide à travers un matériau régénérateur (Fig. 3.7) dont le processus aimantation / désaimantation fait absorber ou dégager une quantité de chaleur au fluide. Les propriétés physiques du régénérateur sont fonction de la température et du champ magnétique appliqué.

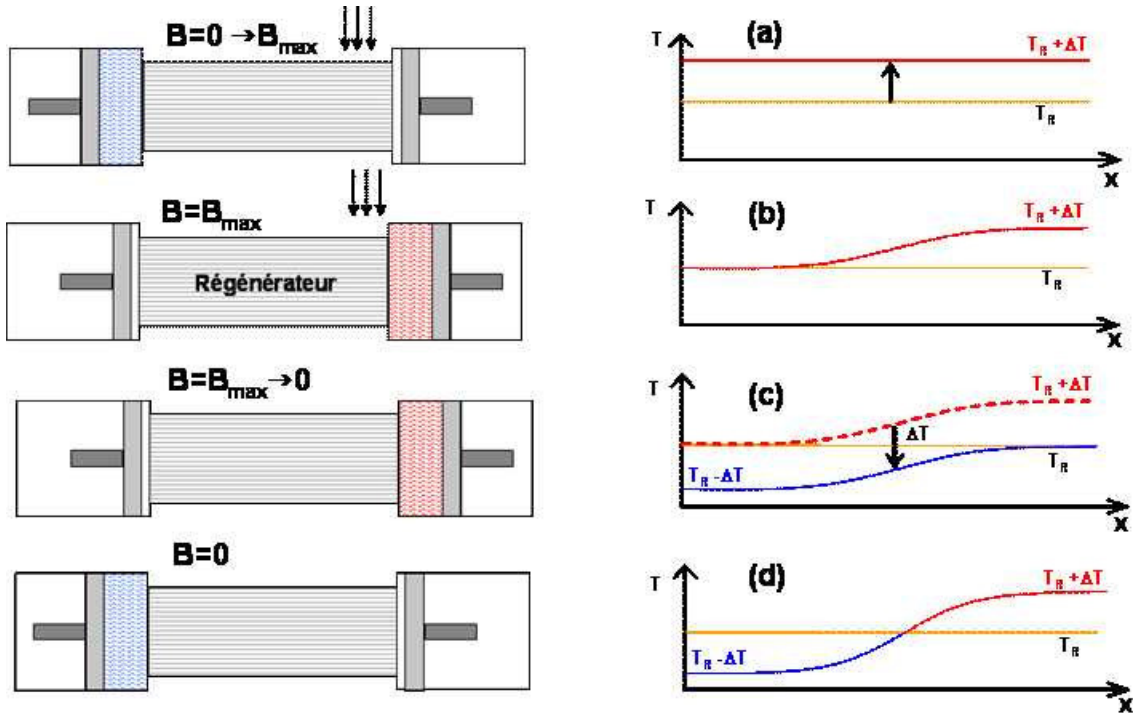


Figure 3.7 : Représentation du cycle AMRR et mise en évidence de l'amplification du gradient thermique (T_a : température ambiante, $\Delta T = \Delta T_{ad}$)

- adiabatique* : chaque point du matériau régénérateur voit sa température augmenter de ΔT_{ad} suite à l'application du champ magnétique
- isochamp* : la chaleur de l'aimantation est évacuée par le fluide circulant de la source froide T_F à la source chaude T_C .
- adiabatique* : chaque point du régénérateur voit sa température baisser de ΔT_{ad} suite à la désaimantation.
- isochamp* : le fluide circulant de la source chaude T_C à la source froide T_F cède sa chaleur au régénérateur.

Ainsi le ΔT induit par le processus d'aimantation et désaimantation sera amplifié à chaque cycle pour aboutir aux températures limites des sources chaude et froide. Le facteur d'amplification dépend des paramètres du cycles AMRR (propriétés physiques du régénérateur et du fluide, géométrie et forme de régénérateur, fréquence du cycle, débit du fluide, etc.)

3.2.3.1 Mise en équation et hypothèses simplificatrices

Pour modéliser l'AMRR, on considère la configuration schématisée dans la figure 3.8. Il s'agit d'un écoulement d'un fluide monophasique incompressible à travers deux plaques parallèles séparées par une épaisseur e_f très faible de sorte que le régime hydraulique est établi sur toute la longueur de l'écoulement.

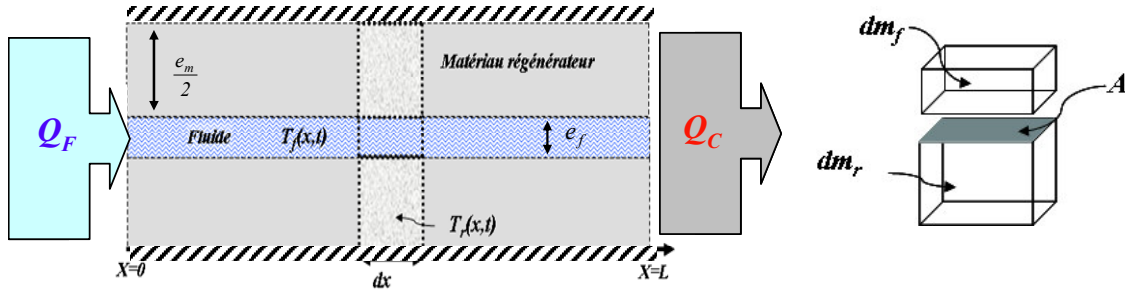


Figure 3.8 : Représentation de la géométrie de l'écoulement et les éléments différentiels (e_m : épaisseur de la plaque ; e_f : épaisseur du fluide ; L : longueur de la plaque)

En négligeant la conduction axiale le long du fluide et du matériau et en considérant les bilans énergétiques d'un élément de régénérateur, on obtient les équations des échanges de chaleur à une dimension régissant les phases iso-champs du cycle AMRR. Les relations entre les évolutions spatiotemporelles de la température du régénérateur T_r et du fluide T_f sont ainsi données par :

$$\rho_f C_f \left(\frac{\partial T_f}{\partial t} + v_f \frac{\partial T_f}{\partial x} \right) = h \frac{A}{\varepsilon} (T_r - T_f) \quad (3.9)$$

$$\rho_r C_r(B, T_r) \frac{\partial T_r}{\partial t} = h \frac{A}{1 - \varepsilon} (T_f - T_r) \quad (3.10)$$

où ρ_f , C_f , ρ_r , C_r sont les densités et capacités calorifiques relatives au fluide et au matériau régénérateur, v_f est la vitesse d'écoulement du fluide, h est le coefficient d'échange thermique, T_r et T_f sont les températures associées au régénérateur et au fluide, A la surface d'échange par unité de volume et ε la porosité définie comme le rapport du fluide sur le volume du régénérateur. Dans ce cas particulier la porosité est simplement le rapport des épaisseurs matériaux et fluide ($\varepsilon = \frac{e_f}{e_m}$).

Quant aux phases adiabatiques (aimantation / désaimantation), leurs contributions seront introduites à chaque pas de temps comme conditions initiales pour le matériau régénérateur. En effet, à chaque début de phase les profils de température dans le matériau seront réinitialisés par la condition suivante :

$$T_r(t = 0, x) = T_r(t = \tau, x) \pm \Delta T_{ad}(T_r, \Delta B) \quad (3.11)$$

Avec ΔT_{ad} le changement de température adiabatique, qui dépend de la température du matériau et de la variation de champ magnétique appliqué. Le signe (-) correspond à la phase de désaimantation et le signe (+) correspond à l'aimantation. On note aussi que les temps des phases adiabatiques sont très courts et négligeables devant la période totale du cycle 2τ , où τ est la durée du passage du fluide dans la phase aimantation ou désaimantation.

Pour le Gadolinium, le matériau utilisé dans cette étude, une expression analytique de $T_{ad}(T, \Delta B)$ a été trouvée en s'appuyant sur les mesures magnétiques. Des formulations similaires peuvent être trouvées pour les autres matériaux magnétocaloriques.

Pour des inductions inférieures à 3 T, les courbes expérimentales ΔT_{ad} sont interpolées par des polynômes d'ordre 3 en champ et d'ordre 5 en température :

$$\Delta T_{ad}(T_r, \Delta B) = \sum_{j=0}^3 \sum_{i=0}^5 a_i b_j T_r^i \Delta B^j \quad (3.12)$$

a et b étant les coefficients d'interpolation.

Durant les phases isochoamps, les échanges avec les sources chaude et froide sont assurés par le fluide.

Supposons que les échangeurs soient parfaits, alors on peut les estimer par les relations ci-dessous :

$$Q_F = \tau \int_0^{\tau} q \cdot C_f [T_F - T_f(t, x=0)] dt \quad (3.13)$$

$$Q_C = \tau \int_0^{\tau} q \cdot C_f [T_f(t, x=L) - T_C] dt \quad (3.14)$$

Avec q le débit du fluide, T_F et T_C sont les températures des réservoirs ou des échangeurs froid et chaud respectivement, L est la longueur du régénérateur et τ la durée de la phase.

3.2.3.2 Calcul du coefficient d'échange h et des pertes de charge

Du point de vue écoulement, il s'agit d'un problème de convection forcée, qui est caractérisée par le paramètre h appelé coefficient d'échange thermique. Il dépend des conditions expérimentales et tout particulièrement :

- de la géométrie du régénérateur (forme, rugosité)
- des propriétés du fluide (densité, viscosité, conductivité thermique)
- de la vitesse et de la nature d'écoulement (laminaire, turbulent)

Ce coefficient est généralement calculé par une analyse dimensionnelle faisant intervenir trois nombres à savoir : le Reynolds Re qui caractérise directement l'écoulement ; le Prandtl Pr qui ne dépend que des propriétés physiques du fluide et le Nusselt Nu qui donne la valeur du coefficient d'échange thermique h .

$$Re = \rho \cdot v_{moy} \cdot \frac{D_h}{\mu} \quad (3.15)$$

$$Pr = \mu \cdot \frac{C_f}{\lambda_f} \quad (3.16)$$

$$Nu = h \frac{D_h}{\lambda_f} \quad (3.17)$$

Avec D_h le diamètre hydraulique. Dans le cas général, celui-ci est défini comme étant le rapport entre la section de passage du fluide et le périmètre mouillant multiplié par un facteur 4 afin de le normaliser avec le diamètre d'une conduite circulaire.

$$D_h = \frac{4S}{p} \quad (3.18)$$

L'épaisseur de la couche du fluide étant très faible devant les dimensions de la conduite ($D_h = 2.e_f$), on peut utiliser la corrélation établie pour les écoulements internes à travers des plaques parallèles et donnée par :

$$Nu = 0.663Re^{0.6} Pr^{0.31} \quad (3.19)$$

Dans la figure 3.9 sont présentées deux configurations d'arrangement de plaques de régénérateur, selon la forme du support. L'approximation des plaques infinies reste valable dans les deux cas. Cependant, les coefficients d'échanges seront différents pour un débit donné à cause de la différence de la porosité, donc des vitesses moyennes du fluide à travers les plaques.

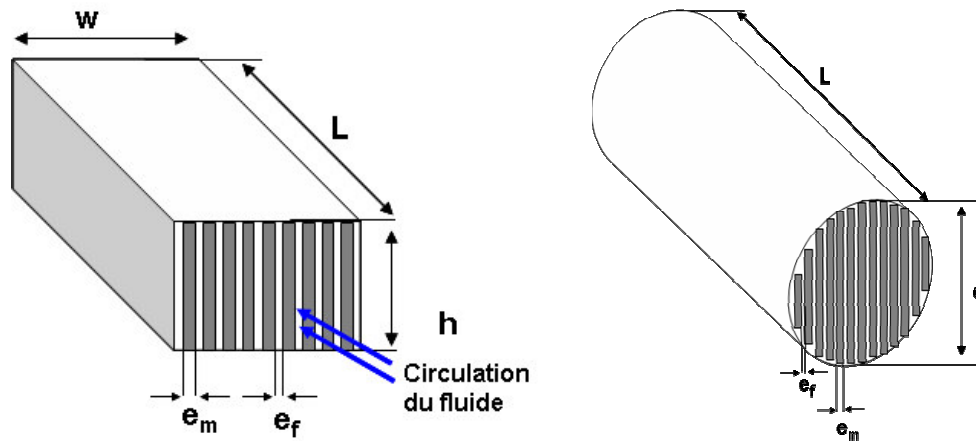


Figure 3.9 : Représentation de deux configurations du régénérateur en plaques parallèles.

Dans cette étude, on s'intéressera à la configuration cylindrique qui représente la forme du régénérateur utilisée dans le démonstrateur réalisé au laboratoire. Les détails du dispositif seront présentés plus loin. Les dimensions caractéristiques sont : la longueur du régénérateur L , le diamètre du cylindre ϕ , l'épaisseur des plaques e_m et l'épaisseur la couche du fluide e_f .

Le maximum de nombre de plaques n est donné par :

$$n = \text{entier} \left(\frac{\phi + e_f}{e_m + e_f} \right) \quad (3.20)$$

Avant de résoudre les équations régissant les échanges, il faut chercher l'équivalence 1D du système. Pour ce faire, nous avons redéfini, pour n impair, les caractéristiques géométriques associées à la représentation 1D, à savoir la section d'écoulement moyenne S_{moy} , le périmètre

mouillant moyen P_{moy} et la surface d'échange par unité de volume A . Sur la figure 3.10 sont représentées les caractéristiques de l'écoulement.

$$S_{moy} = \sum_{i=1}^{(n-1)/2} 2e_f \sqrt{\left(\frac{\phi}{2}\right)^2 - \left(\frac{e_m}{2} + (e_m + e_f)\left(\frac{i-1}{2}\right)\right)^2} \quad (3.21)$$

$$P_{moy} = 2n.e_f + 4 \sum_{i=1}^{(n-1)/2} \sqrt{\left(\frac{\phi}{2}\right)^2 - \left(\frac{e_m}{2} + (e_m + e_f)\left(\frac{i-1}{2}\right)\right)^2} \quad (3.22)$$

$$A = \frac{1}{2\pi\phi^2 L} \sum_{i=1}^{(n-1)/2} \sqrt{\left(\frac{\phi}{2}\right)^2 - \left(\frac{e_m}{2} + (e_m + e_f)\left(\frac{i-1}{2}\right)\right)^2} \quad (3.23)$$

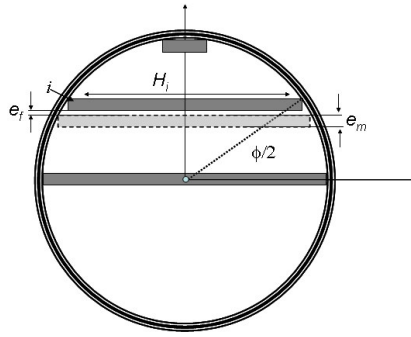


Figure 3.10 Calcul des caractéristiques de l'écoulement.

Ainsi le diamètre hydraulique, la porosité et la vitesse moyenne d'écoulement sont données par :

$$D_h = \frac{4S_{moy}}{P_{moy}} \quad (3.24)$$

$$\varepsilon = \frac{4S_{moy}}{\pi.\phi^2} \quad (3.25)$$

$$v_{moy} = \frac{q}{S_{moy}} \quad (3.26)$$

Dans la gamme des débits qui nous intéressent, le régime d'écoulement est laminaire. Les pertes de charges linéaires dues aux frottements peuvent être déterminées par l'expression :

$$\Delta P = \rho \frac{24}{R_e} \frac{L}{D_h} \frac{v_{moy}^2}{2} \quad (3.27)$$

La puissance nécessaire à la circulation du fluide dans la colonne du régénérateur est alors donnée par le produit du débit volumique par les pertes de charges :

$$P_{mot} = q\Delta P \quad (3.28)$$

3.2.3.3 Discrétisation et résolution numérique des équations

Le système d'équations des phases isochamps est résolu à chaque cycle par la méthode des différences finies avec un schéma de discrétisation explicite. Suivant le schéma représenté sur la figure 3.11, les équations (3.12) et (3.13) s'expriment alors par :

$$\frac{T_f(i+1,j) - T_f(i,j)}{\Delta t} + v_f \frac{T_f(i,j) - T_f(i,j-1)}{\Delta x} = \beta_f (T_f(i,j) - T_r(i,j)) \quad (3.29)$$

$$\frac{T_m(i+1,j) - T_r(i,j)}{\Delta t} = \beta_r (T_r(i,j) - T_f(i,j)) \quad (3.30)$$

Avec $m=L/\Delta x$, $n=\tau/\Delta t$ nombre d'éléments spatiotemporels et (β_f, β_r) des coefficients dépendant des caractéristiques physiques de l'écoulement, et qui sont donnés par :

$$\beta_f = \frac{hA}{\varepsilon \rho_f C_f} \quad (3.31)$$

$$\beta_r = \frac{hA}{(1-\varepsilon)\rho_r C_r(T_r, \Delta B)} \quad (3.32)$$

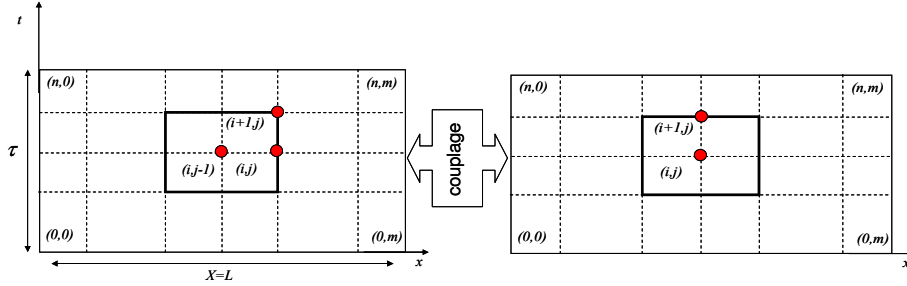


Figure 3.11 : Discrétisation du fluide et du régénérateur

La stabilité du schéma dépend uniquement de l'équation (3.29), puisque l'équation (3.30) relative au matériau est inconditionnellement stable. On considère une solution de la forme $T_f(i,j) = \zeta^i \cdot e^{iKj\Delta x}$ qui représente la propagation d'une erreur. On injecte cette solution dans le schéma numérique associé à l'équation du fluide et on cherche les solutions données par la condition $|\zeta| \leq 1$, quelque soit K . Après calcul, on montre que ce schéma est d'ordre un en temps et stable sous la condition de Courant Friedrichs Lewy dite condition CFL, donnée par le critère : $v_f \cdot \frac{\Delta t}{\Delta x} - 1 \leq 0$.

Le calcul pratique se déroule selon l'organigramme de la figure 3.12. On impose d'abord les températures de la source chaude et de la source froide et les paramètres du cycle AMRR. Le programme calcule alors le coefficient d'échange puis résout les équations thermiques en distinguant les deux étapes de l'aimantation et de la désaimantation. On obtient après chaque cycle AMRR, le profil de température dans le fluide et le régénérateur et les puissances échangées côté chaud et côté froid. Le calcul est réitéré jusqu'à l'obtention du régime permanent donné par la condition :

$$|\{T_r(n,j)\}_N - \{T_r(n,j)\}_{N-1}| < err \quad (3.33)$$

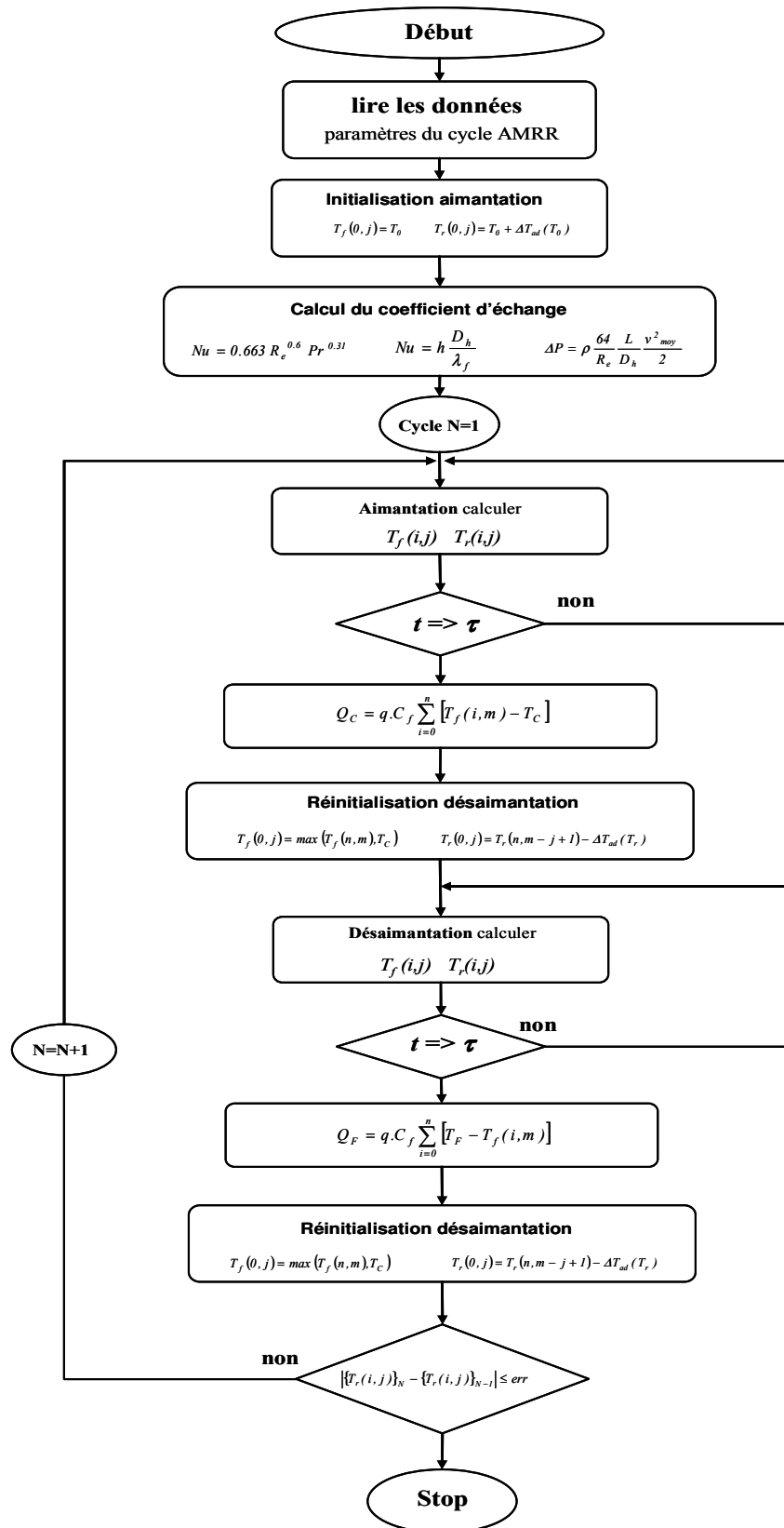


Figure 3.12 : Organigramme du code de calcul

3.2.3.4 Résultats du modèle et étude de l'influence des paramètres du cycle AMRR

Comme on l'a expliqué précédemment, les résultats du modèle sont les distributions spatio-temporelles des températures du matériau $T_r(x,t)$ et du fluide $T_f(x,t)$ et ceci quels que soient les paramètres du cycle et la nature du fluide.

On s'intéressera particulièrement au profil de température dans le matériau régénérateur, ainsi qu'à son évolution au cours des cycles. On considère la géométrie cylindrique présentée précédemment, les paramètres du cycle utilisés ainsi que les caractéristiques des écoulements associés sont présentés dans le tableau 3.2 :

Tableau 3.2 : Paramètres et données du cycle AMRR utilisés dans le modèle, caractéristiques des écoulements associés

Paramètres	Valeurs	paramètres	Valeurs
Matériau	Gd (99.9%)	durée du cycle	2 s
Fluide	eau	Induction magnétique	0.8 T
débit du fluide	Variable	température ambiante	300 K
longueur régénérateur	$L_r = 50$ mm	diamètre du cylindre	$\phi = 30$ mm
Epaisseur du fluide	$e_f =$ variable	épaisseur plaque	$e_m = 1$ mm
$\Delta T = T_C - T_F$	Variable	Pas dx	0.5 mm

La figure 3.13 montre l'évolution de la température des deux extrémités du matériau, appelées source chaude T_C et source froide T_F . En faisant un zoom sur le transitoire (Fig 3.14), on distingue nettement les phases du cycle AMRR élémentaire : les deux adiabatiques et les deux isochamps.

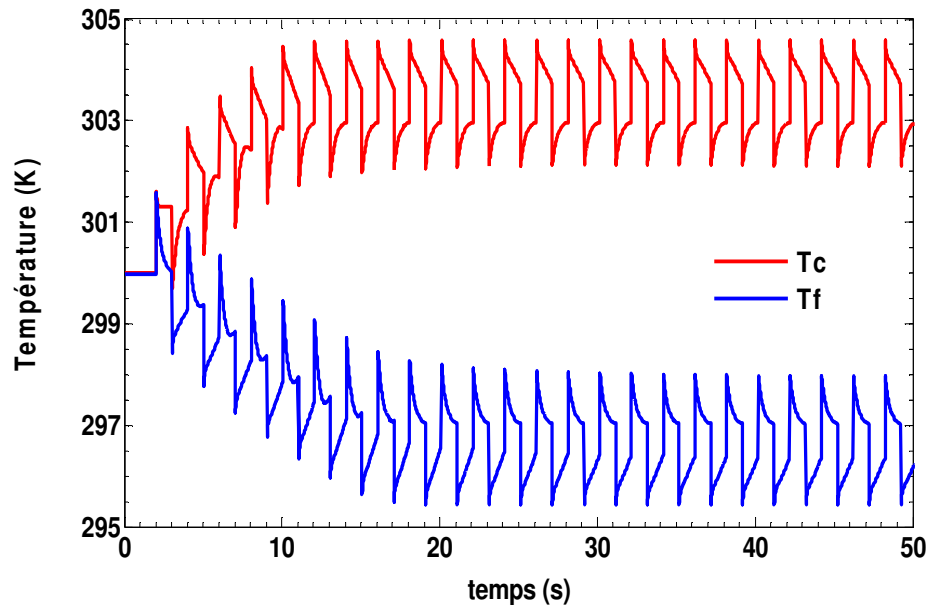


Figure 3.13 : Evolution de la température des extrémités chaude et froide ($f=0.5$ Hz, $B=0.8$ T, débit $q=3$ ml/s, $\Delta T= 6$ °C)

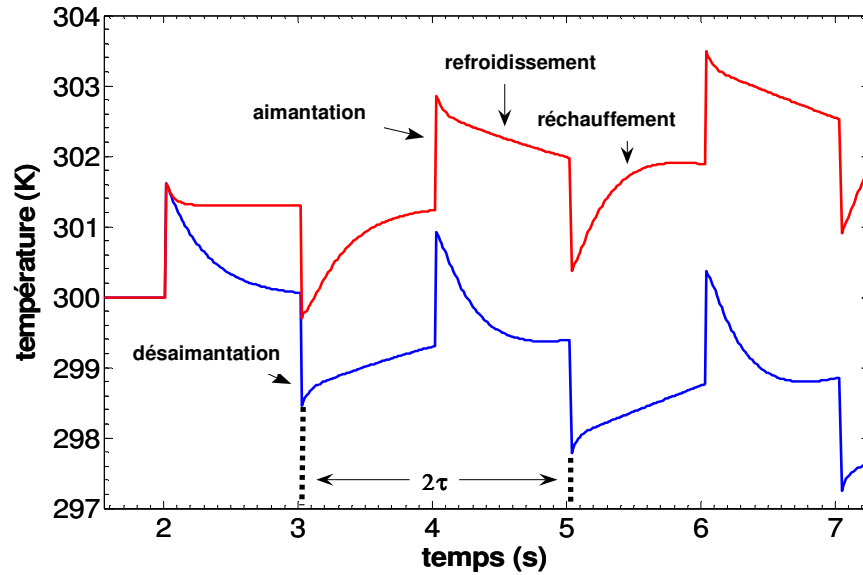


Figure 3.14 : Zoom sur le transitoire des températures des extrémités froide et chaude ($f=0.5$ Hz, $B=0.8$ T, débit $q=3$ ml/s, $\Delta T=6$ °C)

Le profil de température et son évolution le long du matériau régénérateur sont portés sur la figure 3.15. On retrouve le comportement typique du cycle AMRR, à savoir l'amplification du gradient jusqu'à atteindre le régime établi.

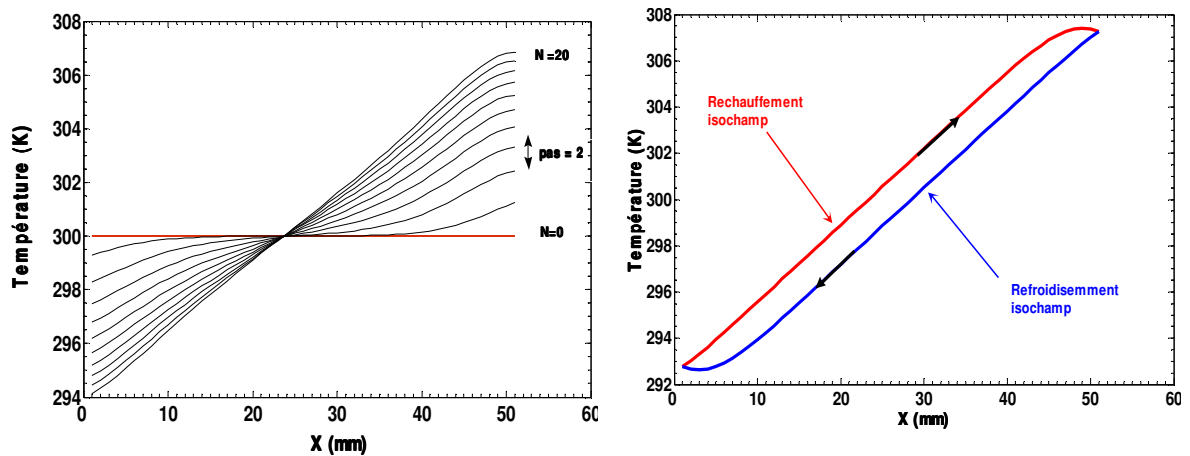


Figure 3.15 : Evolution du profil de température dans le matériau en régime transitoire, profil de température du fluide en régime établi et représentation des phases isochamps associées.

La figure 3.16 représente l'évolution des puissances froide et chaude au cours des cycles. Les mêmes paramètres du cycle ont été utilisés. En terme d'échange thermique, le comportement du cycle AMRR peut être divisé en trois phases : la première phase se caractérise par une amplification du gradient thermique sans échanges de chaleur i.e toute la puissance sert à amplifier le gradient ; la deuxième phase comporte à la fois les échanges et l'amplification, dans la troisième phase le régime permanent est atteint et toute la puissance du processus aimantation / désaimantation est échangée. La puissance

froide est estimée à 10 watts pour les paramètres exprimés précédemment ce qui correspond à 50 W/kg. Le temps d'établissement du régime permanent dépend des paramètres du cycle AMRR. Dans les conditions de fonctionnement représentées précédemment, il est estimé à 15 cycles, environ 2 mm. Le cycle AMRR est complètement réversible i.e on peut réaliser soit des systèmes de refroidissement (climatisation ou réfrigération) ou des systèmes de chauffage (pompe à chaleur). On peut remarquer une légère différence entre la puissance chaude et la puissance froide à cause de la dépendance de l'effet magnétocalorique de la température. En effet, un ΔT de 6°C peut être obtenu avec une puissance de 10 Watt froid et 12 Watt chaud.

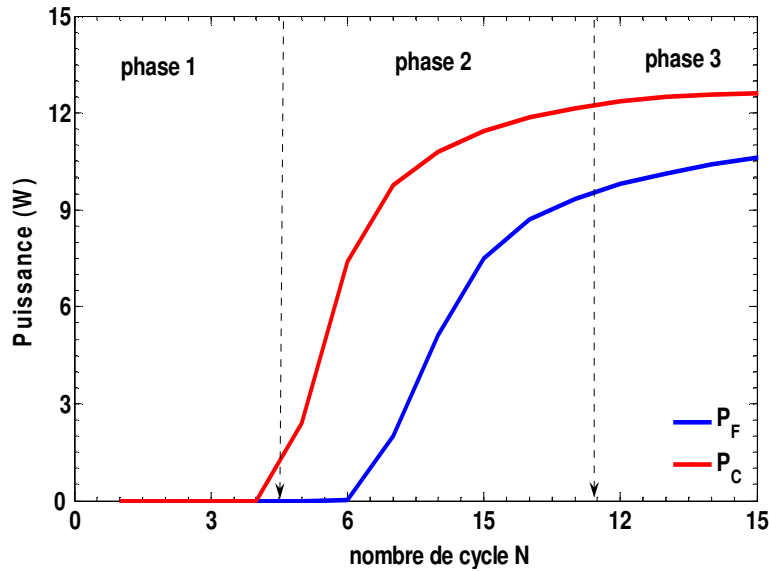


Figure 3.16 : Evolution des puissances chaude et froide en fonction de nombre de cycle pour les mêmes paramètres de cycle AMRR

3.2.3.5 Etude de l'influence des divers paramètres du cycle AMRR

Pour étudier l'influence des différents paramètres du cycle AMRR, on fixe la géométrie du régénérateur (plaques parallèles occupant un cylindre de diamètre ϕ et de longueur L).

Examinons d'abord le système d'équations (3.9) et (3.10) du cycle AMRR et réécrivons l'équation des échanges thermiques comme la somme des deux équations. On obtient ainsi une équation qui contient tous les paramètres du cycle.

$$\varepsilon \cdot \rho_f C_f \left(\frac{\partial T_f}{\partial t} + v_f \frac{\partial T_f}{\partial x} \right) + (1 - \varepsilon) \rho_r C_r (B, T_r) \frac{\partial T_r}{\partial t} = 0 \quad (3.34)$$

Si on considère des phases aimantation/désaimantation identiques, l'équation 3.34 peut encore se simplifier en introduisant les variables spatiotemporelles et les température adimensionnelles η , ζ et φ données par :

$$\eta = \frac{x}{L} \quad (3.35)$$

$$\zeta = \frac{l}{\tau} \left(t - \frac{x}{L} t_f \right) \quad (3.36)$$

$$\varphi = \frac{T - T_F}{T_C - T_F} \quad (3.37)$$

avec : τ la période du cycle ; L : la longueur du régénérateur ; T_F , T_C : les température source froide et source chaude.

En remplaçant les dernières équations dans 3.34, on obtient une équation adimensionnelle d'énergie de la forme :

$$\frac{\partial \varphi_r}{\partial \zeta} + \Gamma \frac{\partial \varphi_f}{\partial \eta} = 0 \quad (3.38)$$

$$\Gamma = \frac{v_f \cdot \rho_f \cdot C_f \cdot \varepsilon \cdot \tau}{\rho_r \cdot C_r \cdot (1 - \varepsilon) \cdot L} \quad (3.39)$$

$$\Gamma = - \frac{\frac{\partial \varphi}{\partial \zeta}}{\frac{\partial \varphi}{\partial \eta}} \quad (3.40)$$

Le coefficient Γ représente le rapport des capacités calorifiques entre le fluide et le régénérateur, il contient tous les paramètres du cycle AMRR. L'équation 3.38 représente à la fois la puissance par le terme $\frac{\partial \varphi_r}{\partial \zeta}$ et le gradient de température par $\frac{\partial \varphi_f}{\partial \eta}$. Qualitativement parlant, l'augmentation du coefficient Γ favorise la puissance d'échange alors que sa diminution favorisera l'écart de température ou le gradient thermique le long du régénérateur. Suivant, les performances recherchées, on peut choisir une valeur du coefficient Γ qui répond le mieux. En pratique, les paramètres accessibles sont la vitesse ou le débit du fluide, la fréquence du cycle, la géométrie et la nature du fluide et du matériau. Pour un Γ donné, plusieurs solutions des paramètres peuvent se présenter. Une étude quantitative de l'influence des paramètres du cycle peut se faire pour chaque paramètre en fixant les autres.

a) influence du débit du fluide, de l'écart de température et de la fréquence de cycle

Afin d'évaluer l'influence du débit nous fixons la fréquence du cycle, la géométrie (longueur du régénérateur $L=5$ cm ; la porosité ou le rapport entre l'épaisseur du fluide et du matériau $\varepsilon=15\%$), le champ magnétique $B=0.8T$ et la température ambiante $T_0=300$ K.

La figure 3.17 représente un réseau de courbe de la puissance froide échangée en fonction du débit pour différents écarts de température. D'après les résultats obtenus, on peut lire :

- il existe un débit optimum en terme de puissance froide échangée
- la puissance froide est inversement proportionnelle à l'écart de température
- le débit optimum dépend de l'écart de température.

Le choix du débit sera orienté par la puissance et le ΔT recherchés. La figure 3.18 illustre, l'influence du débit pour les fréquences de cycle 0.5, 1 et 1.5 Hz. Avec un $\Delta T=8$ K, l'augmentation de la fréquence permet d'élargir la plage de débit, ainsi d'optimiser à la fois l'écart de température et la puissance. Cependant, pour chaque fréquence il existe un débit optimal. Ainsi par exemple, à 0.5 Hz le débit optimal est de 5 ml/s et à 1.5 Hz, il est de 8 ml/s.

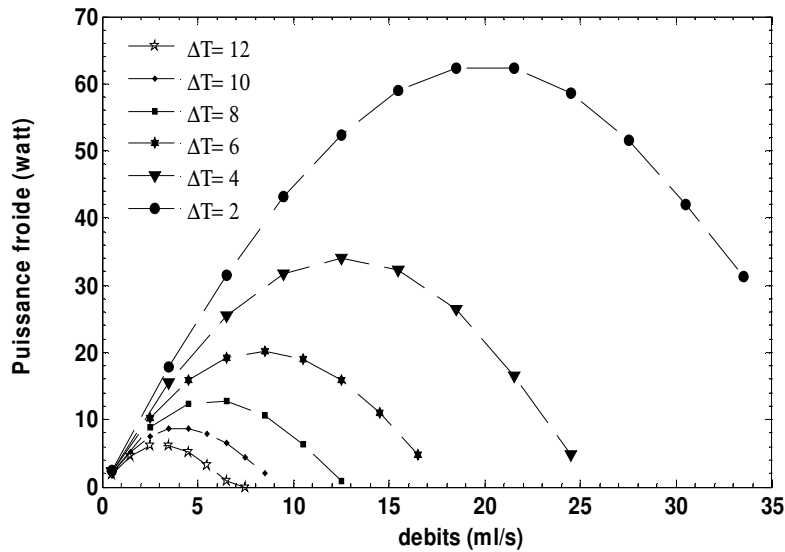


Figure 3.17 : Evolution de la puissance froide en fonction du débit du fluide pour différents ΔT

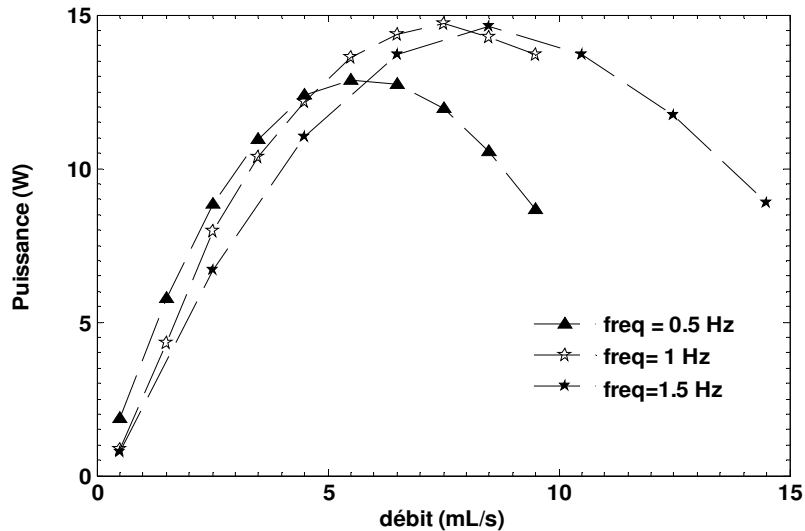


Figure 3.18 : Evolution de la puissance froide en fonction du débit du fluide pour différentes fréquences

b) influence de la période du cycle ou de la fréquence à différentes températures

Pour étudier l'influence de la fréquence ou du temps d'écoulement de fluide, on fixe les paramètres relatifs à la géométrie. La figure 3.19 illustre, pour différents écarts de température

entre la source chaude et la source froide, l'influence de la fréquence du cycle. Comme on peut s'y attendre, la puissance froide est proportionnelle à la fréquence de cycle.

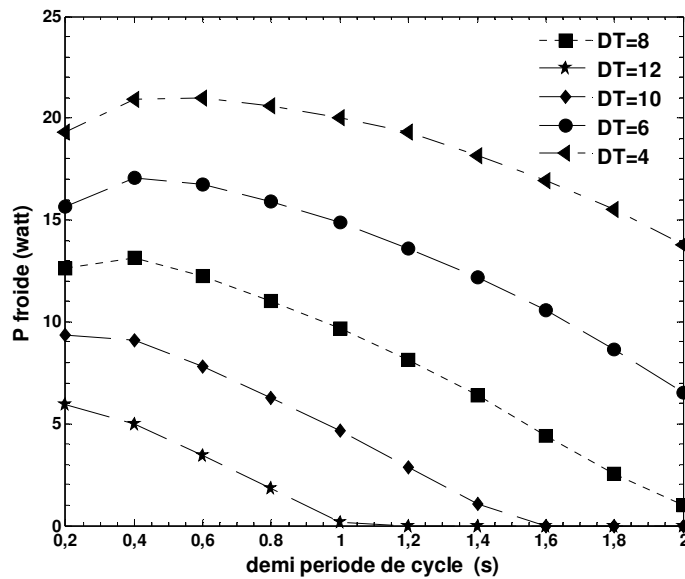


Figure 3.19 : Evolution de la puissance froide en fonction de la demi période de cycle pour différents ΔT

3.3 Etude expérimentale du cycle AMRR et validation du modèle

Dans le cadre du DEA de P. Clot un dispositif expérimental mettant en œuvre le principe du cycle AMRR a été réalisé [Clot 03], [Allab 03], [Lebouc 05]. Le but du démonstrateur étant la compréhension du principe de l'AMRR en particulier l'amplification du gradient de température. Le dispositif ne contient pas d'échangeur thermique, seuls les ΔT obtenus par le modèle seront validés. Le dispositif et le banc d'essai associé sont illustrés sur la figure 3.20.

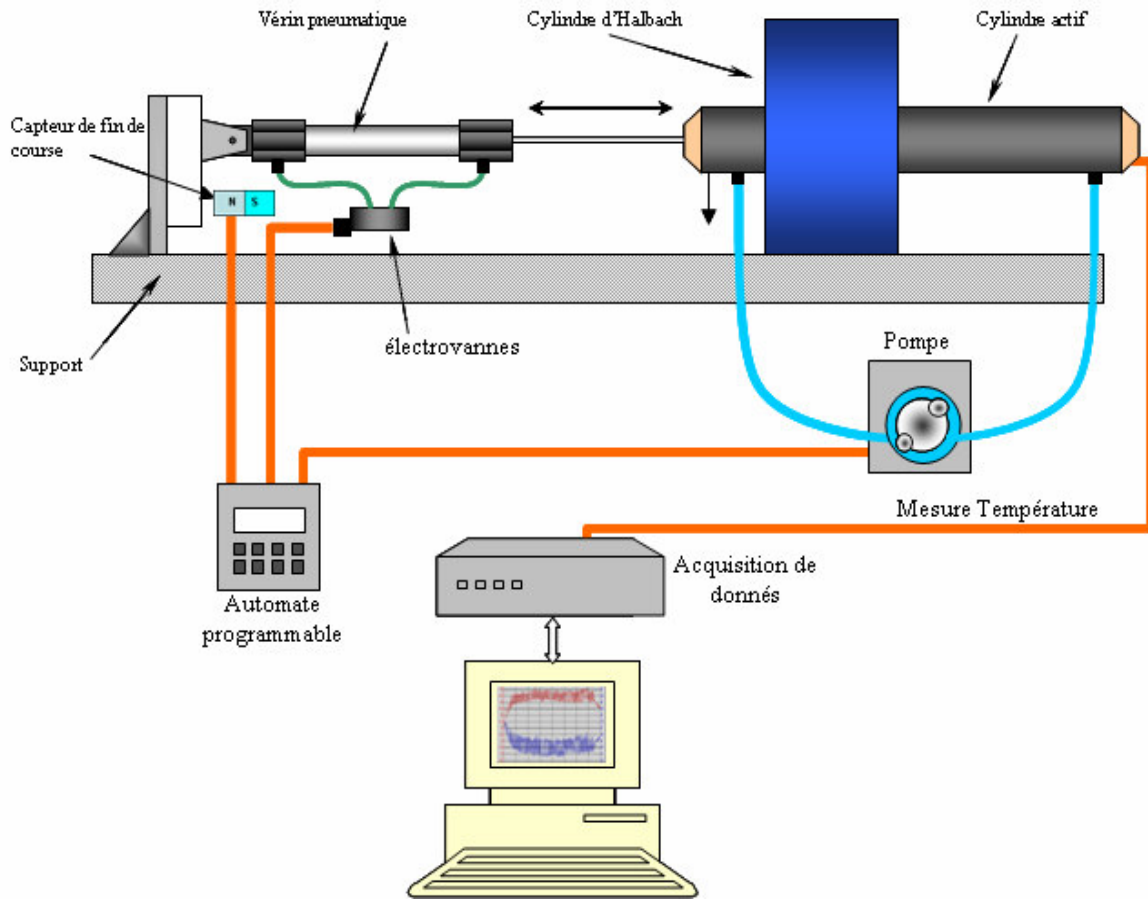


Figure 3.20 : Schéma de l'ensemble du dispositif et du banc d'essai associé

3.3.1 Les constituants du dispositif expérimental

Le cœur du dispositif (Fig. 3.21 et 3.22) est composé de deux compartiments contenant de l'eau qui sert de fluide caloporteur, et d'un bloc actif de matériau magnéto-calorique (un cylindre de 223 g de gadolinium sous forme de plaques de 1mm d'épaisseur, espacées de 0.15 mm et logées dans un tube en PVC). Le déplacement du fluide à travers les plaques est assuré par deux pistons entraînés par une pompe péristaltique.

Un vérin pneumatique permet le déplacement du système entier à l'intérieur et à l'extérieur de l'aimant (aimantation et désaimantation du Gd). Le cycle entier obtenu est décrit par quatre étapes :

- aimantation du Gd
- déplacement du fluide dans une direction
- désaimantation du Gd
- déplacement du fluide dans la direction inverse.

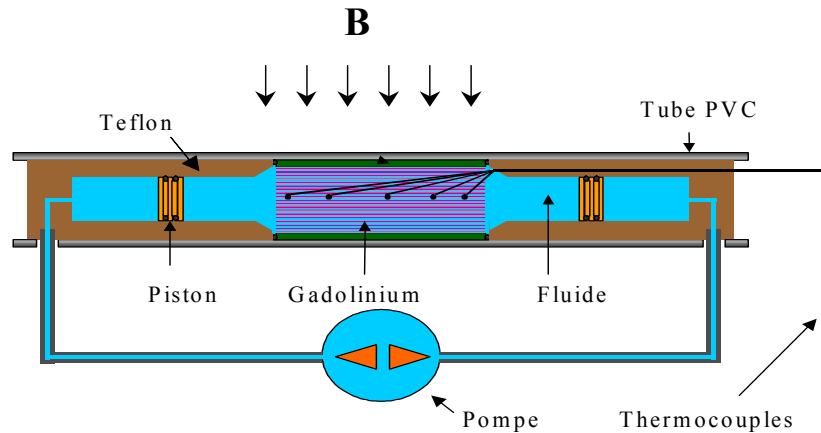


Figure. 3.21 : Schéma du dispositif

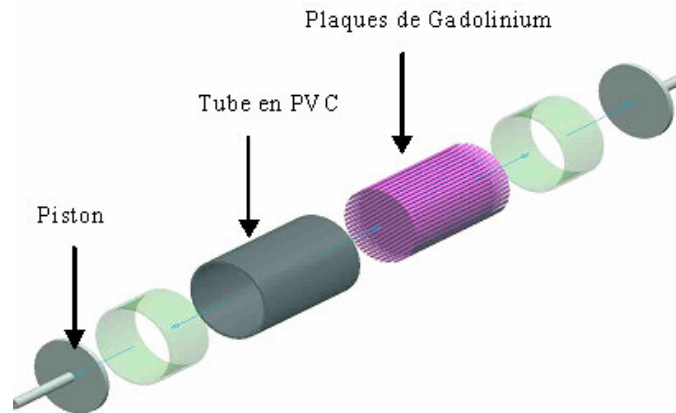


Figure 3.22 : Schéma de la partie active du dispositif

3.3.1.1 Le matériau actif (régénérateur)

Le choix du gadolinium comme matériau actif a été motivé par sa disponibilité, ses propriétés magnétocaloriques à température ambiante et aussi pour ses propriétés mécaniques qui permettent l'obtention de différentes géométries optimisées en terme d'échanges thermiques. De plus nous avons vérifié que l'EMC de ce matériau est peu sensible à sa mise en œuvre (découpage, planage et manipulations diverses). Ceci peut s'expliquer par le fait que le matériau est exploité principalement dans sa phase paramagnétique. Notre régénérateur est ainsi réalisé (Fig. 3.23) à partir de feuilles de gadolinium de 1 mm d'épaisseur. On note que les différents dispositifs réalisés [Rowe 04], [Zim 98] utilisent aussi le gadolinium comme matériau régénérateur à la différence de la forme. En effet les ceux-ci sont sous forme de billes d'environ quelques dizaines de μm de diamètre. Le choix des plaques permet un bon contrôle de la porosité et la réduction des pertes de charge. Cependant, les

pertes par conduction sont plus importantes que dans le cas des billes. Le dispositif complet peut être aussi adapté à d'autres formes de régénérateur et d'autres matériaux magnéto-caloriques, il suffit de loger le matériau dans le volume utile cylindrique.

Théoriquement, pour une porosité de 10%, c. à d. une épaisseur de la couche de fluide de 0.1 mm, on peut espérer loger 25 plaques de Gd d'épaisseur 1 mm. En pratique, les défauts de planéité ont réduit la masse active de plus de 10% (223 g au lieu de 250 g), le nombre de plaque est ainsi de 24. Cependant, la porosité est passée à 15%.



Figure 3.23 : Cylindre actif (gadolinium en plaques)

3.3.1.2 La source de champ magnétique

La puissance du dispositif est déterminée par l'entropie magnétique du matériau, son volume et l'intensité du champ disponible dans ce volume. En réalité la forme cylindrique de la partie active est imposée par source de champ utilisé. C'est un cylindre d'Halbach (Fig. 3.24), disponible au laboratoire et permettant de créer une induction moyenne de 0.8 Tesla, dans un volume cylindrique intérieur de 50 mm de longueur et de 43 mm de diamètre.

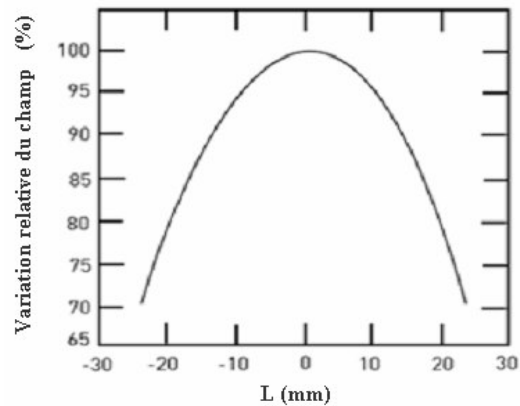


Figure 3.24 : Cylindre d'Halbach (ref : HC-800-45-093) et variation du champ le long de l'axe du cylindre

3.3.1.3 Les organes d'entraînement du fluide et du bloc de matériau

Principalement, on distingue deux types de déplacement : le mouvement de va et vient du fluide et celui du bloc actif contenant le matériau régénérateur.

a) - Vérin pneumatique

Le choix du vérin est principalement orienté par deux grandeurs à savoir la course et la force fournie. En effet, le vérin doit pouvoir fournir une force suffisante pour vaincre les forces d'interactions entre le bloc actif et l'aimant au cours du déplacement. Ainsi le diamètre minimal du vérin est donné par :

$$\phi_{min} = \sqrt{\frac{4.F_{max}}{\pi.P}} \quad (3.41)$$

Avec F_{max} la force maximale (estimée à 250N) et P la pression disponible dans la conduite.

Le choix d'un diamètre standard de 32 mm semble suffisant et le réglage des forces se fait par la pression. Pour assurer une désaimantation parfaite du matériau, on doit disposer d'une course minimale supérieure à 50 mm. Le choix du vérin s'est porté sur une course de 70 mm. Il est équipé d'un capteur magnétique qui indique le début et la fin de course qui correspond respectivement à l'aimantation et la désaimantation. Il est piloté par une électrovanne 220V. Le schéma du principe est représenté sur la figure 3.25.

Tab. 3. 3 Caractéristiques du vérin

Caractéristique	Gamme $\phi 32$ course 70mm
Température	-25° C à 70°C
Pression	$P_{min} = 0.2 \text{ bar} < P < P_{max} = 10 \text{ bar}$
Capteur position	magnétique
Butée	amortissement pneumatique réglable

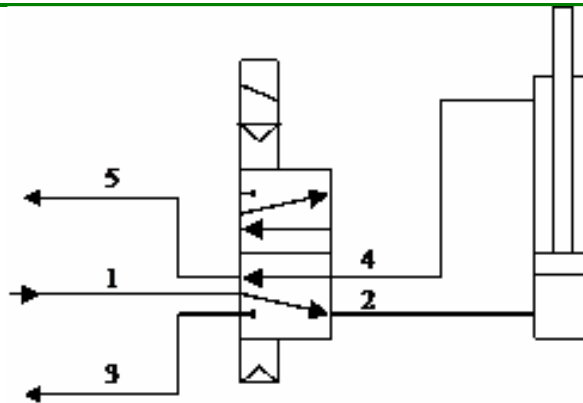


Figure 3.25 : Schéma de fonctionnement du vérin

b)- Pompe

Compte tenu des débits du fluide, de la spécificité de l'écoulement et des contraintes liées au cycle AMRR, le choix de la pompe type péristaltique (Fig 3.26) est bien justifié. En effet, ce genre de pompe permet un contrôle du débit par simple variation de la tension d'alimentation de son moteur.

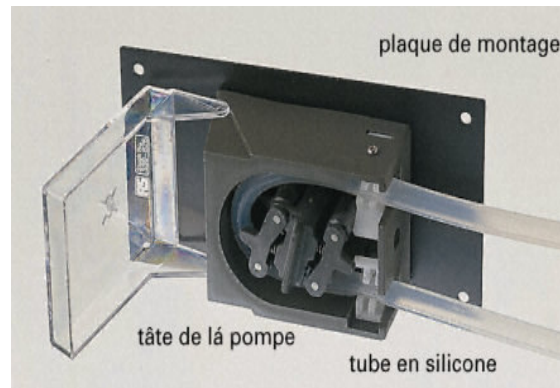


Figure 3.26 : Pompe péristaltique

c)- contrôle du cycle AMRR

Comme on l'a expliqué précédemment, le principe AMRR mis en jeu dans notre dispositif exige une succession d'opérations réglées à des dixièmes de seconde près. Un automate programmable permet de régler les paramètres du cycle AMRR. Ces paramètres sont au nombre de quatre : débit de la pompe, temps d'aimantation, temps de désaimantation et temps d'activation de la pompe.

Les automates utilisés sont constitués par des ensembles de relais préprogrammables. La programmation des contrôleurs se fait par ordinateur à l'aide du logiciel fourni par le producteur des automates. Une liaison par le port série de l'ordinateur permet la transmission de l'architecture codée du programme vers l'automate. Le temps minimal d'exécution d'une instruction est de l'ordre de 100 ms, ce qui impose une limite à la fréquence de cycle (< 10 Hz). Pour notre utilisation les fréquences seront inférieures à 1Hz.

Les schéma de la figure 3.27 et 3.28 illustrent le contrôle du cycle AMRR par ces automates. L'automate SA12 S a été utilisé pour le contrôle du vérin pneumatique et pour la détermination de la durée du cycle. Une liaison numérique transmet un signal de synchronisation vers l'automate SA12 R qui de sa part assure la commande adéquate de la pompe péristaltique.

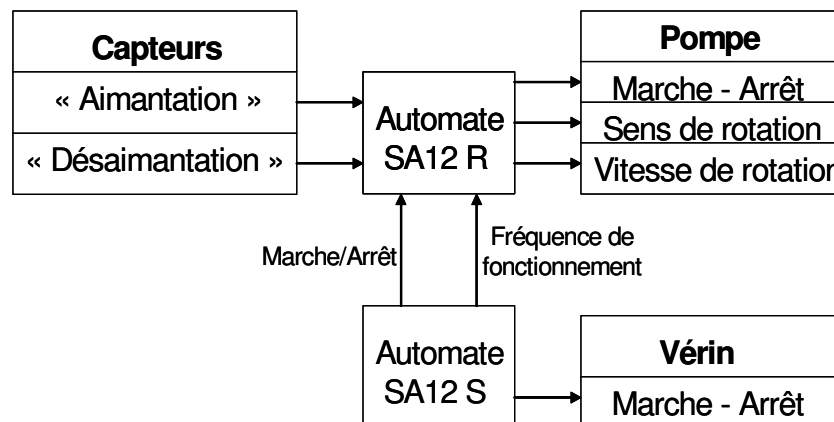


Figure 3.27 : Schéma de contrôle du cycle AMRR

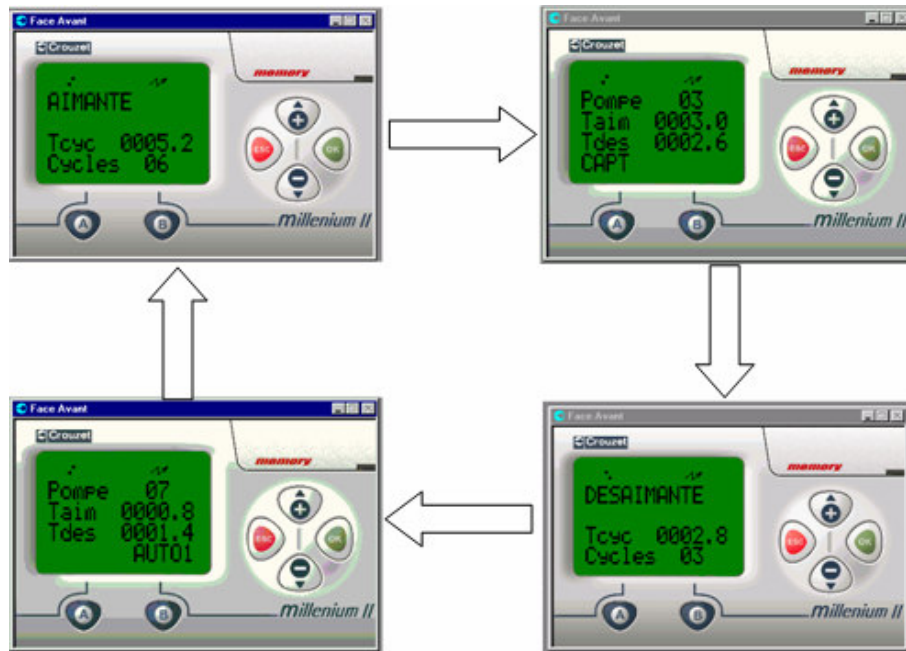


Figure 3.28 : Interface des afficheurs du contrôle du cycle AMRR

d)- capteurs et acquisition de données

Le vérin pneumatique utilisé dans le dispositif contient deux capteurs de position placés aux extrémités du piston du vérin, il s'agit d'une détection du champ magnétique généré par un aimant. Les informations des deux capteurs permettent de contrôler le sens de rotation de la pompe et de synchroniser le cycle AMRR. Les deux capteurs fonctionnent parfaitement dans les deux phases aimantation / désaimantation et l'influence du système de champ du dispositif est négligeable.

Afin de suivre l'évolution de la température dans le régénérateur, cinq thermocouples ont été répartis le long de la plaque centrale. Même avec des tolérances de l'ordre $0.4\text{ }^{\circ}\text{C}$, le choix des thermocouples pour la mesure de température est justifié en partie à cause des conditions et de l'environnement d'essais. En effet, le choix dépend d'un compromis entre la précision et la robustesse.

Le dispositif complet et le banc d'essai associé sont représentés sur la figure 3.29.

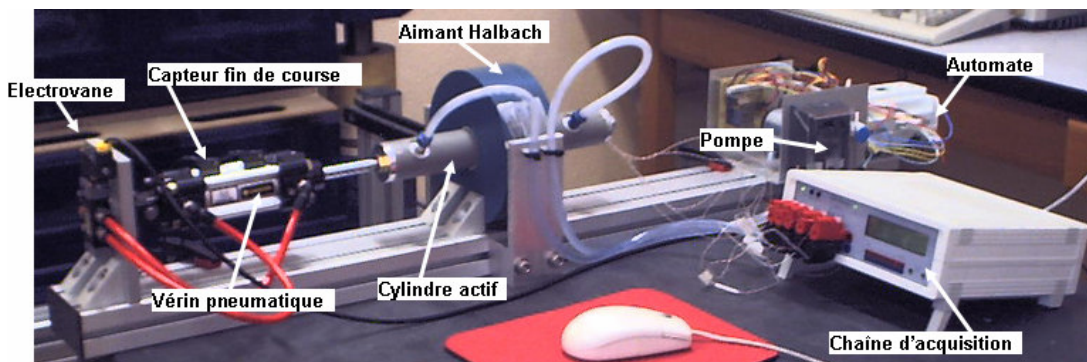


Figure 3.29 : Photo du dispositif et du banc d'essai associé

3.3.2 Exploitation des mesures et validation du modèle thermique du cycle AMRR

Les résultats d'exploitation sont en particulier le profil de température le long du régénérateur ainsi que l'influence des divers paramètres du cycle AMRR. La puissance froide du dispositif est difficile à chiffrer d'autant plus que le système est supposé adiabatique sans échanges avec l'extérieur. En effet, l'objectif de notre dispositif est la mise en évidence de l'amplification du gradient de température grâce à la spécificité du cycle AMRR. Cependant, la modélisation du cycle AMRR présentée précédemment se prête aussi à ce cas de figure.

La figure 3.30 montre l'évolution de la température aux extrémités des plaques de Gd enregistrée par les thermocouples en fonction du nombre de cycles. T_C et T_F représentent respectivement les sources chaude et froide. On constate que pour un débit de 5 ml/s, le régime permanent s'établit au bout de 25 cycles (#1 min) et la différence de température atteinte vaut 4°C.

En faisant un zoom sur un cycle, on observe des fluctuations de température autour de T_C et T_F de valeur de l'EMC et qui peuvent être associées aux deux phases aimantation / désaimantation. Cependant, ces fluctuations ne sont pas aussi nettes que celles prévues par le modèle car elles sont affectées par le bruit et la réponse des thermocouples.

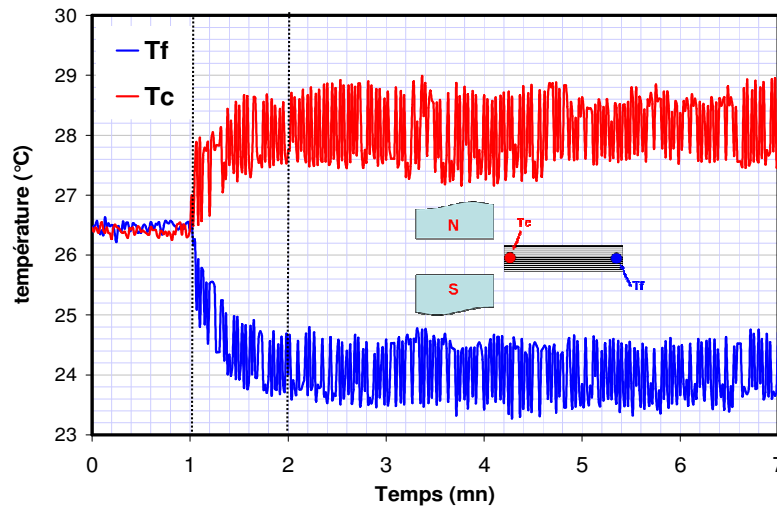


Figure 3.30 : Evolution de la température aux extrémités des plaques pour un débit de 5 ml/s (Données brutes)

Pour évaluer l'influence du débit sur l'écart de température entre la source chaude et la source froide, nous avons suivi l'évolution de la température des deux réservoirs en partant d'un état à température ambiante et appliquant successivement deux cycles AMRR avec deux débits différents. Avec un débit de 5 ml/s, l'apparition du gradient le long du matériau induit un écart de température ΔT de 4 °C. En diminuant ce débit tout en assurant le bon fonctionnement du dispositif, on constate une augmentation de l'écart de température. Pour un débit d'environ 0.5 ml/s on atteint un ΔT de 7 °C (Fig. 3.31).

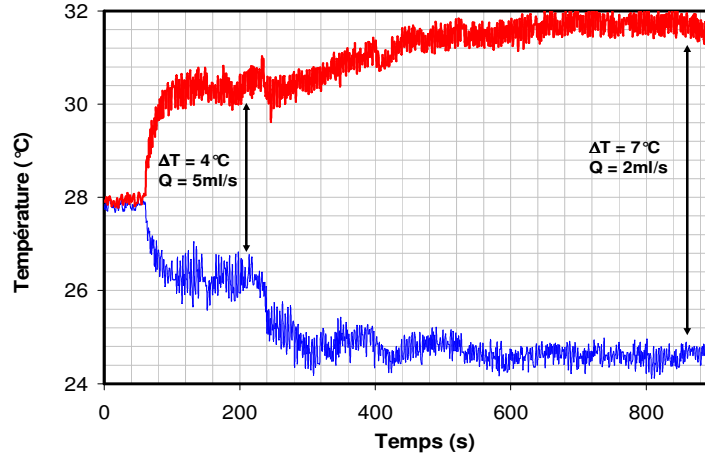


Figure 3.31 : Evolution de la température des réservoirs chaud et froid pour les débits extrêmes

Si on considère que le système est adiabatique (Fig. 3.32) et que les échanges entre le fluide et le matériau sont parfaits, alors la quantité de chaleur échangée au cours de chaque phase (aimantation ou désaimantation) peut s’exprimer simplement par le bilan d’échanges internes.

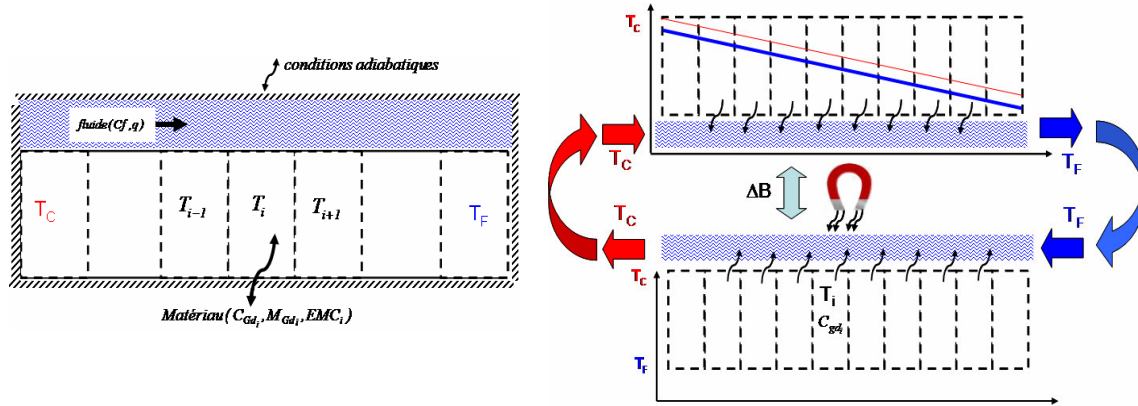


Figure 3.32 : Schématisation des échanges internes du cycle AMRR sans échangeurs de chaleur

$$Q_F = qC_F(T_F - T_C) \frac{\tau}{2} = \sum_i C_{gd_i} M_{gd_i} EMC(T_i, \Delta B) \tag{3.42}$$

Avec q : débit de fluide ; Q_F : quantité de chaleur ; C_F chaleur spécifique du fluide et τ la période du cycle.

Une relation de type hyperbolique peut s’établir entre l’écart de température et le débit de fluide.

$$\Delta T = T_C - T_F = \frac{\sum_i C_{gd_i} M_{gd_i} EMC(T_i, \Delta B)}{q.C_f . \tau_{aim}} \tag{3.43}$$

La figure 3.33 montre l'évolution de l'écart de température entre les extrémités chaude et froide en fonction du débit du fluide. Les écarts observés entre le modèle AMRR et la mesure peuvent être attribués à la fois au modèle thermique qui ne tient compte que des échanges conductifs (diffusion thermique) et aussi à la chaîne de mesure qui n'est pas optimisée, en particulier la mesure du débit réel. Quant à l'approche hyperbolique, on considère des échanges parfaits entre le matériau et le fluide, ce qui surestime les effets du débit.

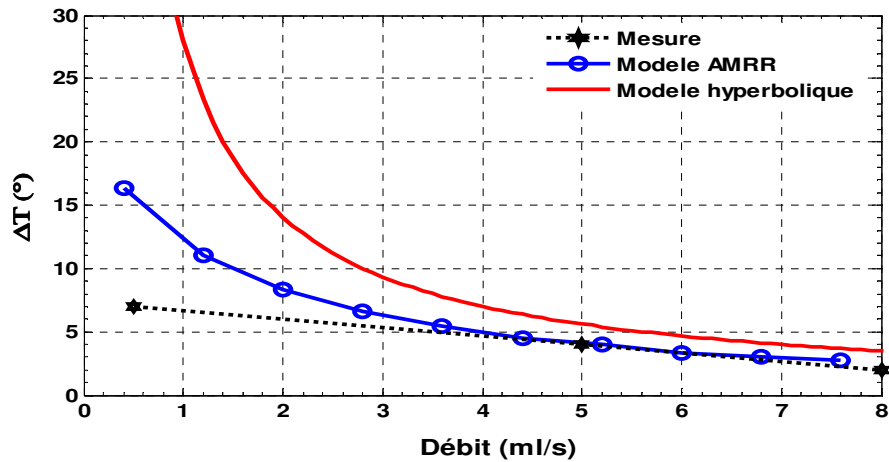


Figure 3.33 : Evolution de l'écart de température en fonction du débit (modèle et mesure)

La figure 3.34 montre l'évolution de la température mesurée par les thermocouples placés aux deux extrémités. Avant d'appliquer le cycle AMRR, la température est la même sur toute la longueur du régénérateur. Dans la phase 2 (cycle AMRR) on observe un gradient de température. Les échanges par diffusion thermique peuvent être estimés grâce à l'allure des courbes de la phase 3 où on retire l'aimantation tout en maintenant la circulation du fluide. Elles nous permettent d'extraire deux informations, les pertes par conductibilité thermique à travers le lit de gadolinium et le bilan des échanges avec l'extérieur (théoriquement nul, car considéré comme adiabatique).

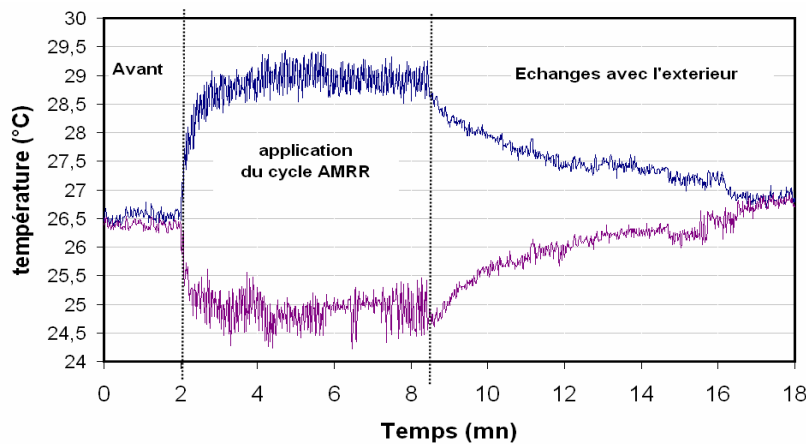


Figure 3.34 : Evolution de la température des extrémités froide et chaude pendant les trois phases (Etat initial, cycle AMRR et retour à l'équilibre en retirant l'aimantation et maintenant la circulation du fluide)

Dans les résultats exposés, on s'est contenté des premières mesures réalisées, cela est dû aux problèmes rencontrés dans l'exploitation du dispositif. En particulier, l'oxydation des plaques de Gd (Fig.3.35 et 3.36) qui provoque une détérioration de leur état de surface. Comme l'épaisseur du lit de fluide est 0.15 mm, l'oxydation accentue considérablement les pertes de charge.

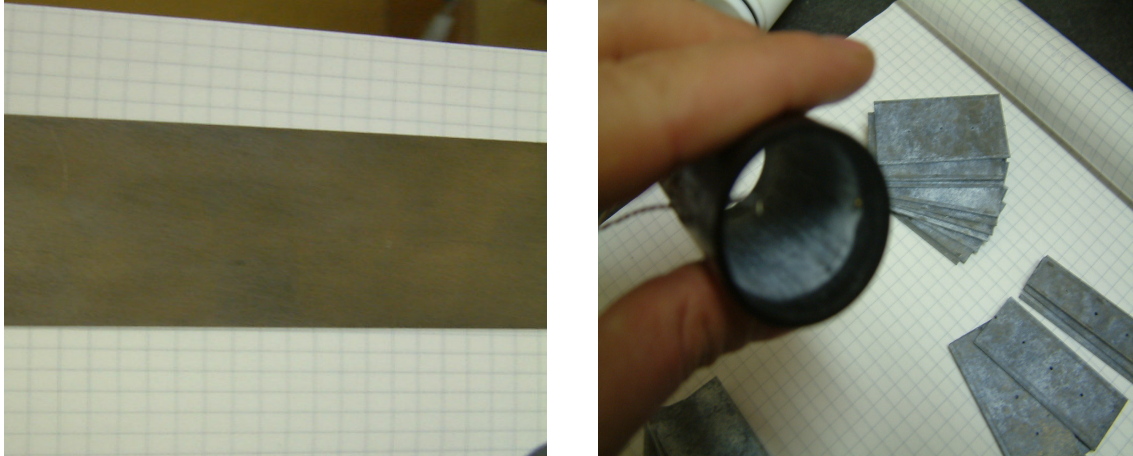


Fig. 3.35 États des plaques de Gd avant et après utilisation

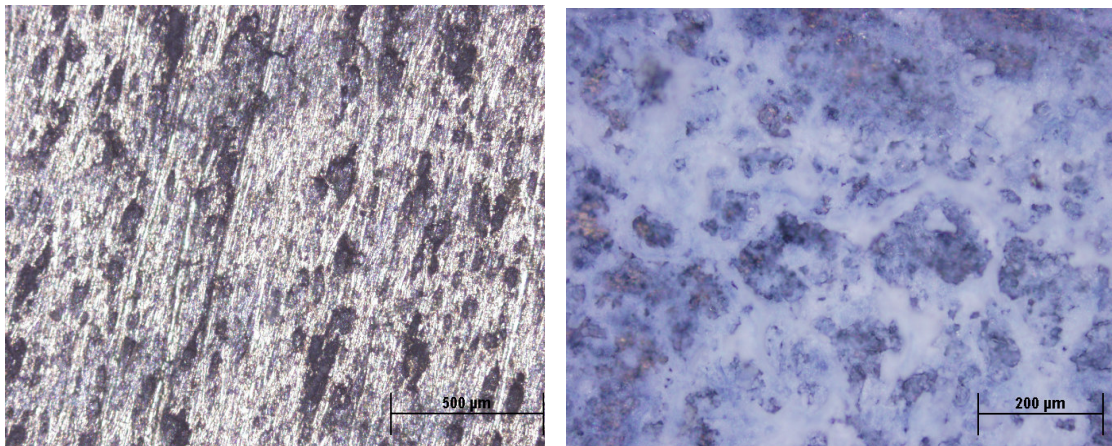


Fig. 3.36 États de surface des plaques sous microscope électronique (à gauche avant utilisation : on distingue les défauts de planéité, à droite après utilisation : on distingue clairement la couche blanchâtre due à l'oxydation)

3.4 Conclusions

La modélisation thermique du cycle AMRR idéal (sans diffusion thermique), a révélé son comportement spécifique, à savoir l'amplification du gradient thermique le long du régénérateur. On a pu vérifier le principe physique de la régénération active (cycle de Brayton), expliqué précédemment. L'influence des paramètres du cycle AMRR sur les performances thermiques intervient à la fois sur l'écart de température ΔT et la puissance froide, cela complique le choix des paramètres optimaux. En effet, ΔT et la puissance froide varient en sens opposé en fonction des paramètres de cycle. Ainsi par exemple, la diminution du débit du fluide s'accompagne d'une diminution des échanges entre le fluide

et le matériau, ce qui favorise l'augmentation de l'écart de température au détriment de la puissance froide. Cependant, à géométrie donnée et écart de température imposé, il existe un débit optimisant la puissance froide.

Le modèle développé tient compte de l'aspect hydraulique de l'écoulement et des variations de l'EMC en fonction de la température, ce qui nous a permis de tester les performances d'un système AMRR à gadolinium. On peut envisager l'exploitation du modèle pour d'autres matériaux actifs. Il faut toutefois garder à l'esprit que ce modèle a ses limites, il ne tient pas compte de la dépendance en température et en pression des propriétés physiques du fluide. Il considère une géométrie unidimensionnelle avec un coefficient d'échange global indépendant de la température. Des améliorations restent possibles pour répondre à ces limites.

L'introduction des échangeurs comme une inertie thermique a permis la quantification des puissances froide et chaude produites par le cycle AMRR. Cette approche est optimiste puisqu'on considère des échangeurs parfaits.

Le dispositif réalisé peut fonctionner de façon autonome (aimant permanent). Son originalité réside à la fois dans sa simplicité et ses fonctions. Il peut être utilisé pour tester rapidement l'efficacité des cycles thermodynamique (nature du fluide, débit) et d'autres matériaux magnéto-caloriques. Les résultats obtenus sont encourageants et relativement proches du modèle développé. Ils doivent permettre de définir et d'optimiser les différents paramètres de la réfrigération magnétique.

Chapitre 4

**Source de champ pour la réfrigération
magnétique : calcul de champ et des
forces d'interaction entre le matériau
actif et le système**

4.1 Les différents systèmes de création du champ magnétique	111
4.1.1 Les électroaimants	113
4.1.2 Les aimants supraconducteurs	113
4.1.3 Les aimants permanents	113
4.2 Démarche de dimensionnement d'une structure de champ à aimant permanent pour un système de réfrigération magnétique	115
4.2.1 Relation entre les performances frigorifiques et la structure de champ magnétique	116
4.2.2 Différentes méthodes de calcul des systèmes à aimants permanent	118
4.2.2.1 Méthode des dipôles magnétiques	118
4.2.2.2 Méthode des éléments finis	123
4.2.2.3 Méthode analytique pour un dimensionnement rapide de la source de champ	128
4.3 Proposition et dimensionnement de quelques structures de source de champ	136
4.3.1 Structure A (Jiles USA)	137
4.3.2 Structure B (cylindrique aimant + fer)	140
4.3.2.1 Etude de la structure par éléments finis	140
4.3.2.2 Application de l'approche analytique pour l'optimisation de la structure	143
4.3.2.3 Application de l'approche pour le calcul et l'optimisation du couple magnétique	147
4.3.3 Structure C (structure à concentration de flux)	149
4.3.3.1 Modélisation par éléments finis de la structure	150
4.3.3.2 Application de l'approche analytique pour l'optimisation de la structure	150
4.3.3.3 Quelques considérations pour la réalisation pratique	153
4.4 Conclusion	154

Ce chapitre a pour objectif de présenter la place des sources de champ magnétique dans la réalisation d'un système de réfrigération magnétique. On présentera d'abord les différents modes de création de champ, puis on se focalisera sur les systèmes à aimants permanents qui constituent la source de champ magnétique adéquate pour les applications à faible et moyenne puissances. Différentes méthodes de calcul et dimensionnement des systèmes à aimants seront présentées. Les approches analytiques seront les plus privilégiées dans le pré-dimensionnement, on réservera les méthodes par éléments finis pour la validation et la conception finale.

4.1 Les différents systèmes de création de champ magnétique

La puissance froide et l'écart de température d'un dispositif de réfrigération magnétique sont déterminés par la variation d'entropie magnétique ΔS_m et la variation de la température adiabatique ΔT_{ad} . Ces derniers dépendent directement des variations de champ magnétique appliqué ΔH_0 au cours des processus aimantation / désaimantation. Il est donc évident de vouloir disposer d'un maximum de champ magnétique dans un volume généralement égal au volume du matériau réfrigérant.

Suivant la valeur de l'intensité de champ magnétique souhaitée, on distingue trois types de technologies : les électroaimants, les supraconducteurs et les aimants permanents.

4.1.1 Les électroaimants

Les électroaimants sont généralement utilisés pour les applications nécessitant des inductions inférieures à 0,3 T. Au-delà, les puissances électriques mises en jeu deviennent très importantes ainsi que les quantités de chaleur à évacuer. Pour ces raisons cette solution est exclue dans la réfrigération magnétique.

4.1.2 Les aimants supraconducteurs

Les aimants supraconducteurs sont formés d'un système de bobines supraconductrices placées dans un réservoir d'hélium liquide à -269°C (4°K). Les champs créés sont très intenses, ils peuvent atteindre jusqu'à 8 Tesla dans des volumes importants. Cependant, le maintien à très basse température de l'ensemble impose un certain encombrement dû au système de refroidissement associé. Ce point constitue un grand inconvénient en particulier pour les applications domestiques de la réfrigération magnétique. Pour des grandes puissances les aimants supraconducteurs restent une solution envisageable. D'ailleurs c'est grâce aux aimants supraconducteurs que la faisabilité de la réfrigération magnétique a été démontrée. En effet, le premier démonstrateur réalisé aux USA [Zimm 98] utilise un aimant supraconducteur comme source de champ magnétique, avec des inductions allant de 3 à 5 Tesla. Des puissances froides de l'ordre de 600 W ont été ainsi obtenues.

4.1.3 Les aimants permanents

Les aimants sont des matériaux magnétiques durs souvent utilisés pour leur capacité à créer eux-mêmes un champ magnétique sans consommation d'énergie électrique ni perte d'intensité sous certaines conditions d'utilisation appropriées. Il existe une très grande variété d'aimants, le tableau 4.1 représente les nuances d'aimants les plus usuelles. Ils se différencient essentiellement par la valeur de leur aimantation rémanente B_r et par leur champ coercitif H_C .

Tableau 4.1 : Propriétés magnétiques des aimants

Type d'aimant	B_r (T)	H_C (kA/m)	T_C (K)	Remarques
Ferrites durs				
- Ferrites isotropes	0.22	135	450	- Très bon marché. - Fragile.
- Ferrites anisotropes haute rémanence I	0.42	260		- Bonne résistance à la corrosion et à l'oxydation
haute coercitivité II	0.38	285		
Samarium cobalt				
- Frittés $SmCo_5$	0.95	700	720	- Chers à cause du cobalt et du samarium.
- Frittés Sm_2Co_{17}	1.1	500		- Puissants et stables.
- Aimants liés	0.65	400		- Très forte coercitivité - Moyenne résistance à la corrosion et mauvaise résistance à l'oxydation - Température d'utilisation élevée
Alnico(Al, Ni, Co, Cu, Fe)				
- Isotrope type	0.7	50	750	- Relativement chers, de moins au moins compétitifs. - Très bonne stabilité en température
- Anisotrope orienté type I	1.2	55		- Faible coercitivité et risque de désaimantation par son propre champ démagnétisant.
- Anisotrope orienté type II	0.8	130		- Bonne résistance à la corrosion et moyenne résistance à l'oxydation - Température d'utilisation élevée
Néodyme – Fer – bore				
- Isotrope lié	0.41 à 0.57	290 à 342		- Relativement chers, de plus en plus compétitifs (fin de brevets).
- Anisotrope lié	0.83 à 0.86	540 à 600		- Très sensibles à la température
- Fritté haute rémanence	1.20 à 1.30	900 à 920	310	- Très forte coercitivité.
- Fritté haute coercitivité	0.96 à 1.02	750		- Mauvaise résistance à la corrosion et à l'oxydation - Température d'utilisation faible

Généralement, il faut des poids élevés d'aimants pour créer des inductions assez faibles. Malgré tout, l'autonomie énergétique est un atout majeur et l'utilisation des aimants permanents est particulièrement avantageuse pour les systèmes embarqués. Enfin, le rapport « coût / niveau de champ » est faible en comparaison avec les autres modes de création de champ. Pour toutes ces raisons, les aimants permanents constituent une solution intéressante de système de source de champ pour des dispositifs de réfrigération magnétique en particulier pour des systèmes de puissance relativement faible (< 1 kW).

En outre, la nuance des aimants permanents utilisés dans le circuit magnétique et la géométrie du circuit jouent un rôle important en particulier pour la concentration du champ dans le volume utile. En effet, grâce à un arrangement particulier de secteurs d'aimant avec ou sans pièces polaires on peut obtenir des inductions magnétiques comparables ou même supérieure à leur induction rémanente.

4.2 Démarche de dimensionnement d'une structure de source de champ à aimant permanent pour un système de réfrigération magnétique

Avant d'aborder le dimensionnement d'une structure de champ à aimants permanents, on présentera quelques paramètres importants concernant la source de champ. Dans un système complet de réfrigération ou de climatisation magnétique, les grandeurs essentielles sont la puissance froide du système et l'écart de température entre la source chaude et la source froide. Pour un cycle AMRR optimisé et un matériau réfrigérant donné, les performances du systèmes dépendent directement du champ magnétique.

Le choix de la structure de source de champ sera ainsi conditionné par le volume de l'entrefer disponible et l'intensité du champ créé. D'autres critères peuvent aussi intervenir, comme par exemple la masse des aimants ou le mode de fonctionnement du système : rotatif ou alternatif.

Donc il est intéressant d'exprimer les grandeurs utiles du système, en particulier la puissance froide et l'écart de température, en fonction de la masse et de la géométrie des aimants. Pour ce faire, on peut considérer la configuration d'Halbach qui offre un maximum d'induction, ce qui ne constitue pas forcément l'optimum en terme de système. On verra par la suite que d'autres critères s'ajoutent et imposent des structures mixtes (aimant + matériaux doux).

Dans la figure 4.1, nous avons schématisé la démarche de dimensionnement de la source de champ magnétique. Dans un premier temps, il s'agit de trouver une configuration de source de champ qui permette l'obtention de la puissance froide voulue.

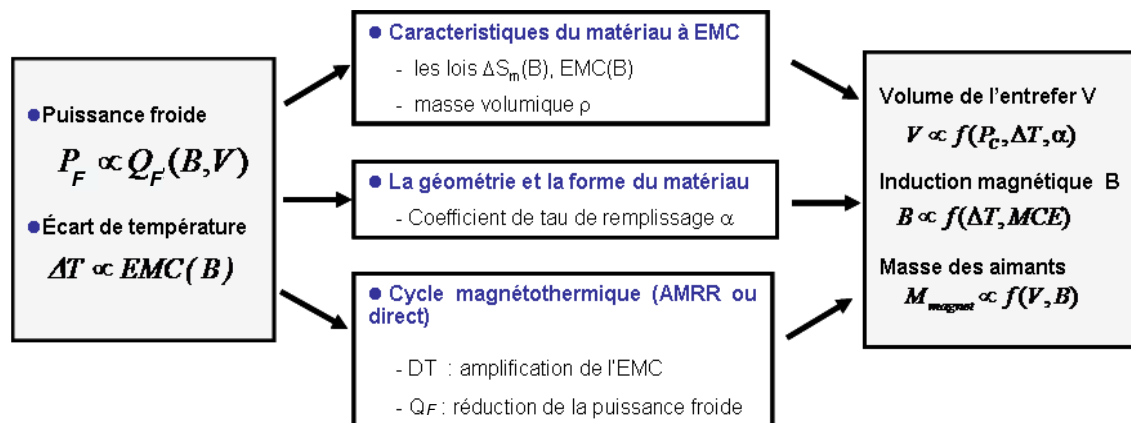


Figure 4.1: Représentation des composants essentiels du dimensionnement de la source de champ

4.2.1 Relation entre les performances frigorifiques et la structure de champ magnétique

Par souci de simplification, on peut considérer le cas d'un cycle magnétique direct où l'écart de température est égal à l'EMC. Rappelons que la puissance froide dépend directement de l'intensité de champ magnétique ou plus précisément de la variation de champ magnétique vue par le matériau magnétocalorique. L'énergie magnétique disponible dans l'entrefer sera transmise au matériau réfrigérant, cela se traduit par une diminution de l'entropie magnétique, donc une augmentation de l'entropie thermique. Une fois que le matériau est mis hors du champ (Fig. 4.2), l'entropie thermique est réduite de la même proportion. Ce processus permet le transfert de l'énergie magnétique en énergie thermique.

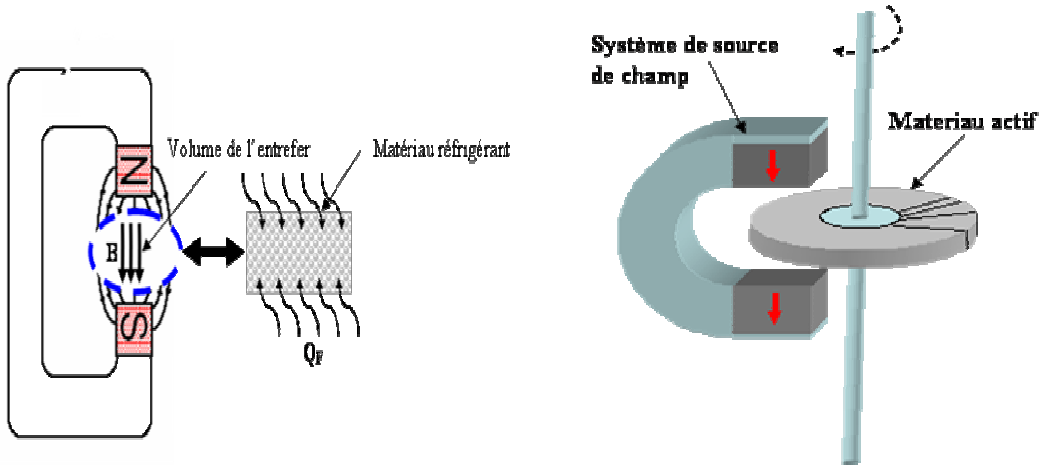


Figure 4.2 : Transfert de l'énergie magnétique en énergie thermique (système linéaire et rotatif)

On exprime la puissance froide Q_F , comme la quantité de chaleur absorbée par cycle. Elle dépend des caractéristiques du matériau (sa masse M_{EMC} et sa variation d'entropie magnétique), de la température de la source froide T_F et de la variation de l'intensité du champ magnétique ΔH .

$$Q_F(T_F, \Delta H) = M_{EMC} T_F \Delta S_m(T_F, \Delta H) \quad (4.1)$$

M_{EMC} dépend directement du volume de l'entrefer et ΔS_m de la température et de la variation du champ. Il est intéressant d'exprimer la puissance froide directement en fonction des paramètres de la structure de champ. Pour ce faire, on va prendre Gd comme matériau réfrigérant. Sa masse peut être exprimée en fonction de la densité du matériau ρ_{EMC} et du volume de l'entrefer V_{ent} , l'équation (4.1) s'écrit alors comme :

$$Q_F(T_F, \Delta H) = \rho_{EMC} V_{ent} \alpha T_F \Delta S_m(T_F, \Delta H) \quad (4.2)$$

Le coefficient α représente le rapport entre le volume du matériau et le volume de l'entrefer disponible ($\alpha < 1$). Dans le cas du démonstrateur présenté précédemment, α est autour de 0.80, environ 15% du volume étant réservés au fluide caloporteur et 5% aux jeux et au support de maintien du matériau.

Cette valeur peut varier suivant la forme du matériau réfrigérant (plaques, billes, etc.) et aussi suivant le mode opérationnel du système (rotatif ou alternatif). Cependant, 20% du volume vide constitue un bon compromis entre la puissance froide intrinsèque du matériau et l'inertie thermique du fluide. Dans la figure 4.3, nous avons porté l'évolution de ΔS_m du Gd en fonction du champ appliqué à température ambiante, la courbe en pointillée représente l'interpolation en puissance des points de mesures donnés par l'équation $\Delta S_m(T_f, B) = 2 \cdot B^{0.8}$.

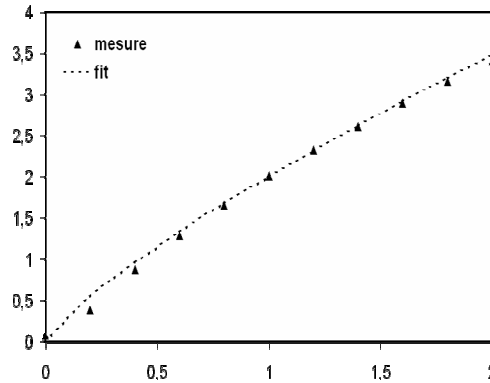


Figure 4.3 : ΔS_m de Gd mesuré autour de la température ambiante et interpolation

Le champ magnétique obtenu dans le volume disponible dépend de la géométrie, du type de structure et de la nuance des aimants mis en œuvre. La structure Halbach représente une optimisation d'arrangement de pavés d'aimant afin d'obtenir des champs élevés et homogènes. Pour mettre en évidence l'intérêt de la structure de champ on prend le cas d'un cylindre d'Halbach avec 8 secteurs (Fig. 4.4).

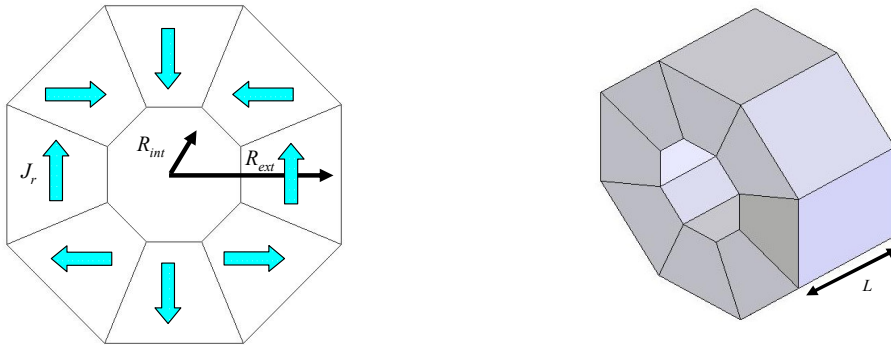


Figure 4.4 : Représentation de la structure d'Halbach la plus usuelle

Le champ généré par ce dernier dépend directement de la masse et de la qualité des aimants. L'induction maximale au centre de l'entrefer est donnée par l'équation suivante [Zijlstra 85] :

$$B(R_{ext}, R_{int}, L, J_r) = \frac{J_r}{2} \left(2 \cdot \ln\left(\frac{R_{ext}}{R_{int}}\right) + \frac{\frac{L}{2}}{\sqrt{\left(\frac{L}{2}\right)^2 + R_{int}^2}} - \frac{\frac{L}{2}}{\sqrt{\left(\frac{L}{2}\right)^2 + R_{ext}^2}} - 2 \cdot \ln\left\{ \frac{\frac{L}{2} + \sqrt{\left(\frac{L}{2}\right)^2 + R_{ext}^2}}{\frac{L}{2} + \sqrt{\left(\frac{L}{2}\right)^2 + R_{int}^2}} \right\} \right) \quad (4.3)$$

On peut l'exprimer aussi en fonction de la masse du matériau magnétocalorique et de la masse des aimants. Pour simplifier on peut considérer le cas d'un cylindre compact dont $R_{ext} = L$, dans ce cas l'induction maximale au centre de l'entrefer peut s'écrire par l'équation ci-dessous [Allab 06] :

$$B = \frac{2}{5} \cdot J_r \ln \left(1 + \frac{\rho_{EMC}}{\rho_{aimant}} \frac{\alpha \cdot M_{aimant}}{M_{EMC}} \right) \quad (4.4)$$

Avec J_r la polarisation de l'aimant qui caractérise la qualité magnétique des aimants, ρ_{aimant} et ρ_{EMC} représentent les densités des aimants et du matériau EMC mis en œuvre ; α étant toujours le rapport entre le volume du matériau et le volume de l'entrefer disponible

Dans l'équation ci-dessous les performances frigorifiques sont directement données en fonction de la masse et des caractéristiques des matériaux principaux utilisés dans un système de réfrigération magnétique à savoir le matériau magnétocalorique (Gd) et les aimants.

$$Q_f(M_{aimant}, M_{EMC}, J_r) = M_{EMC} \cdot T_f \cdot \left(\frac{2}{5} \cdot J_r \ln \left(1 + \frac{\rho_{EMC}}{\rho_{aimant}} \frac{\alpha \cdot M_{aimant}}{M_{EMC}} \right) \right)^{0.8} \quad (4.5)$$

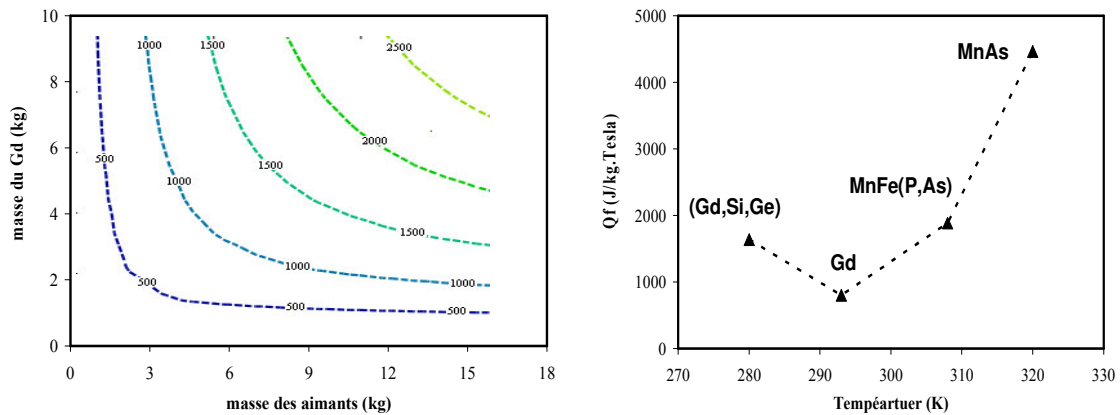


Figure 4.5 : Courbes isoénergies en fonction de la masse des aimants et du gadolinium ; énergie intrinsèque de quelques matériaux magnétocaloriques

4.2.2 Différentes méthodes de calcul des systèmes à aimants permanents

Nous présentons ici les différentes méthodes que nous avons utilisées ou développées pour le calcul et le dimensionnement des systèmes à aimants permanents. La spécificité des systèmes de source de champ magnétique pour la réfrigération magnétique permettra d'introduire des hypothèses simplificatrices et de choisir ainsi des approches simples.

4.2.2.1 Méthodes des moments ou dipôles magnétiques

Il s'agit d'une méthode intégrale basée sur le modèle de dipôle magnétique. Son principe consiste à discrétiser la structure en volumes élémentaires dv portant un moment magnétique \vec{m} . L'aimantation étant la densité magnétique par l'équation ci-dessous :

$$\vec{J} = \mu_0 \frac{d\vec{m}}{dv} \tag{4.6}$$

Considérant un point P éloigné du volume dv comme indiqué dans la figure 4.6, on peut définir de manière analogue à l'électrostatique un potentiel magnétique dU donné par la relation:

$$dU = \frac{dv}{4\pi\mu_0} \cdot \frac{\vec{J} \cdot \vec{r}}{|\vec{r}|^3} \tag{4.7}$$

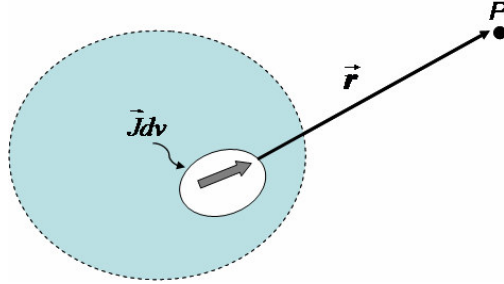


Figure 4.6 : Modélisation volumique de l'aimant

Sous les hypothèses justifiant l'approximation dipolaire, on peut ainsi définir (Fig. 4.7) le champ magnétique \vec{H} dérivant du potentiel magnétique scalaire, il est donné par :

$$\vec{H}(\vec{r}) = -\text{grad}(U(\vec{r})) \tag{4.8}$$

Ainsi le champ rayonné par le volume total est donné par :

$$\vec{H}(\vec{r}) = \iiint_v \frac{v}{4\pi\mu_0} \cdot \frac{1}{|\vec{r}|^3} \left(3 \cdot \frac{\vec{J} \cdot \vec{r}}{|\vec{r}|^2} \vec{r} - \vec{J} \right) dv \tag{4.9}$$

La forme discrète de l'équation est donnée par :

$$H = \sum_{j=1}^N \frac{1}{4\pi\mu_0} \cdot \frac{1}{r_j^3} \left(\frac{3}{r_j^2} ((J \cdot v_j) r_j) r_j - (J v_j) \right) \tag{4.10}$$

Où $(J v_j)$ est le moment magnétique et r_j le vecteur du $j^{\text{ème}}$ élément au point P

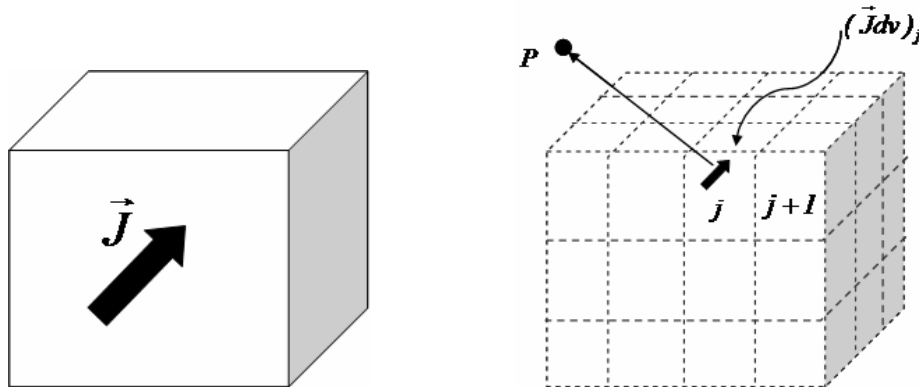


Figure 4.7 : Modélisation volumique de l'aimant

Nous avons utilisé le logiciel RADIA [www.esrf.eu] mettant en œuvre cette méthode pour simuler et analyser le fonctionnement magnétique du cylindre d'Halbach représenté par la figure 4.8. C'est la source du champ utilisée dans le démonstrateur.

Plusieurs géométries usuelles sont prédéfinies dans le logiciel, des formes plus complexes peuvent être construites facilement par simple combinaison. Chaque pavé se caractérise par ses données géométriques, son nombre d'éléments de discrétisation suivant les trois axes et ses propriétés magnétiques qui sont :

- pour les aimants, les composantes de la polarisation magnétique J .
- pour les matériaux doux, la caractéristique magnétique $M(H)$ supposée isotrope et indépendante de la température.

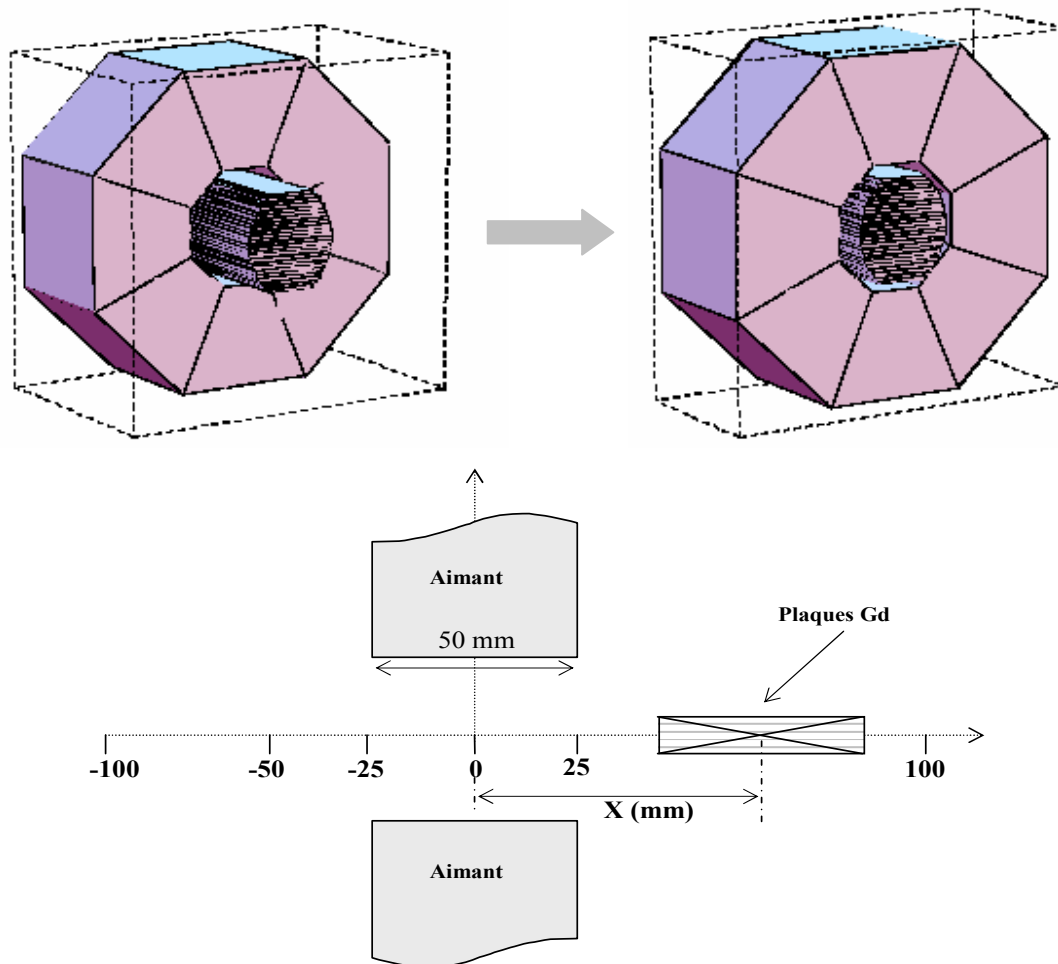


Figure 4.8 : Représentation du fonctionnement magnétique du démonstrateur

Nous avons tout d'abord déterminé la carte du champ magnétique dans le cylindre d'Halbach en l'absence de matériau magnétocalorique (Fig. 4.9). Dans le plan ZY, l'induction magnétique a une

valeur moyenne de 0.804 T et reste très homogène (variation de 1.5 et 4% respectivement le long de Y et Z, Fig. 4.9-a et b). Par contre, les écarts suivant l'axe X sont importants (Fig. 4.9-c). Ils sont de l'ordre de 20% et sont dus aux effets de bord.

En théorie le cycle de réfrigération utilisé dans notre dispositif est constitué des opérations aimantation ($B = 0.8$ T) et désaimantation ($B = 0$). En réalité, on voit qu'à la sortie de l'aimant, les plaques sont soumises à un gradient de champ important (Fig. 4.9-d).

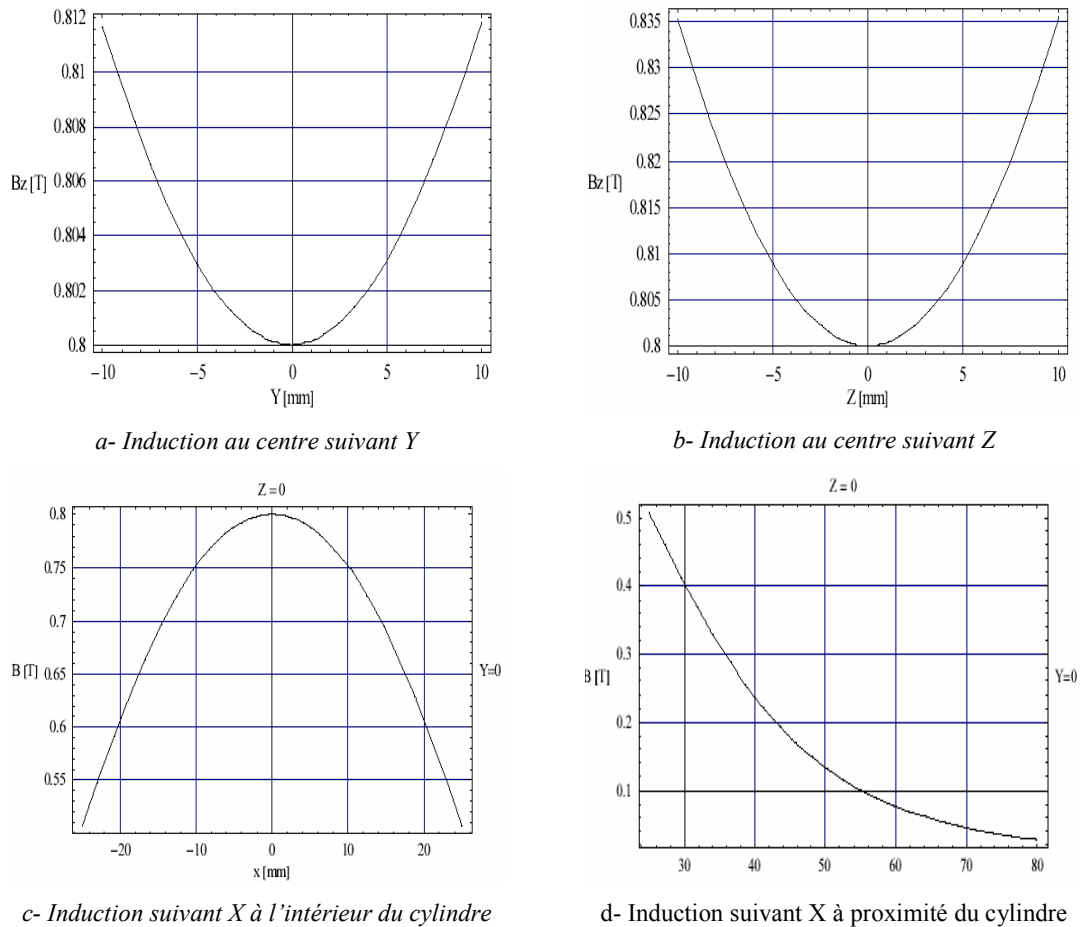


Figure 4.9 : Distribution de champ à l'intérieur et à proximité du cylindre

Pour établir la cartographie réelle du champ, nous avons ensuite introduit la géométrie exacte des plaques de gadolinium et leurs caractéristiques magnétiques. Comme le montrent les courbes de la figure 4.10 qui représentent les phases aimantation et désaimantation, la présence des plaques modifie le profil du champ : à l'intérieur du cylindre, elles homogénéisent le champ, par contre à l'extérieur elles amplifient son gradient.

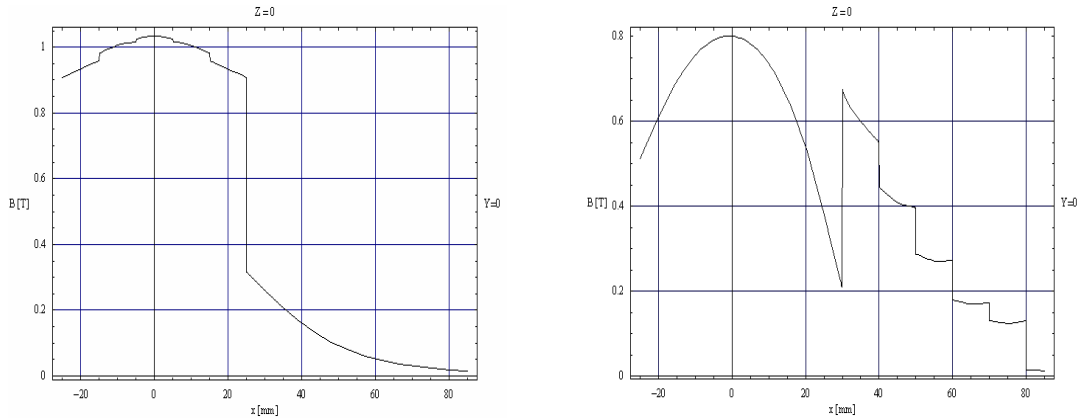


Figure 4.10 : Profil de champ en présence de Gd pour les deux phases aimantation / désaimantation

Pour notre application, l'homogénéité du champ présent à l'intérieur du volume utile est suffisante. Une variation de 20 mT induit un écart de 3%, et correspond à une variation de l'EMC du centième de degré, ce qui n'est pas significatif. Par contre à l'extérieur du cylindre où on considère en théorie que le champ est nul, l'influence de ce gradient résiduel sera importante. La figure 4.11 illustre ce résultat. En pratique, l'effet du gradient du champ à l'extérieur se traduit par un gradient de température même en l'absence de cycle thermodynamique.

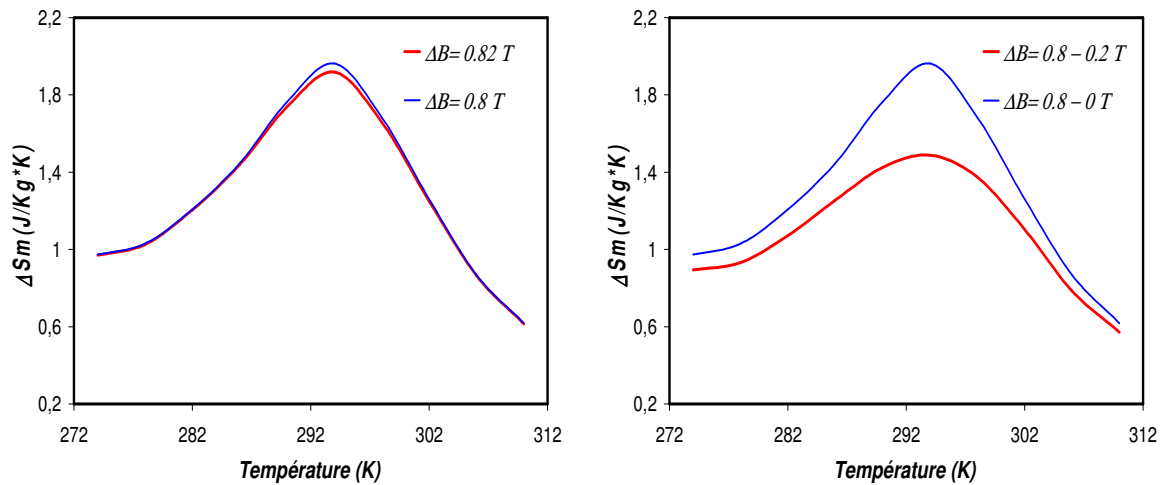


Figure 4.11 : Influence de la répartition de champ sur la variation de l'entropie magnétique (kg)

Dans notre dispositif les plaques de gadolinium sont entraînées grâce à un vérin pneumatique, nous avons observé que le déplacement est assuré pour des pressions supérieures à 0.5 MPa. Afin d'estimer les forces exercées par le vérin pendant les phases aimantation / désaimantation, on considère toutes les positions balayées par les plaques pendant les cycles magnétiques (Fig. 4.7). Cette étude a été menée en supposant que la caractéristique $M(H)$ du matériau ne dépend pas de la température et par conséquent des phases aimantation / désaimantation. La figure 4.12 donne les résultats obtenus. Comme on peut le constater, la force est orientée de façon à positionner les plaques au milieu de l'aimant (équilibre) et son intensité dépend fortement du gradient du champ. Ses composantes F_Y et

F_z , sont négligeables ($\approx 1/10$ N). Cela est dû à la bonne homogénéité du champ sur ces directions. Par contre la composante F_x est importante et atteint un maximum de 200 N. Ce résultat est tout à fait en accord avec l'expérience qui donne une force maximale d'environ 207 N. Ceci correspond à une puissance hydraulique de 4 W pour le vérin.

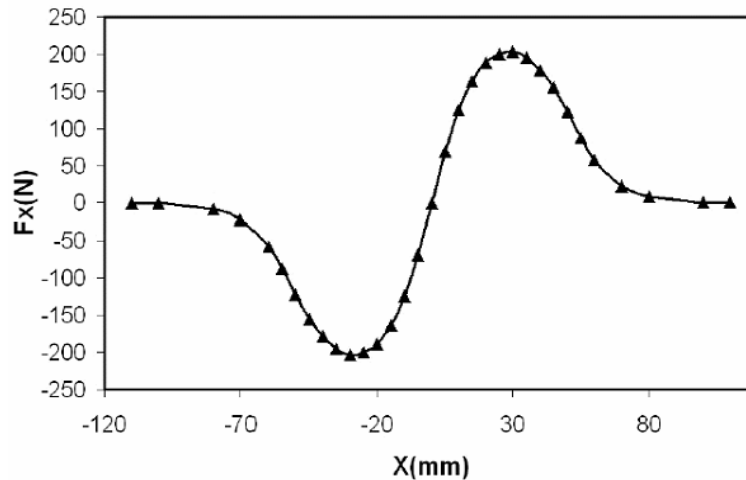


Figure 4.12 : Force exercée par l'aimant en fonction de la position des plaques

4.2.2.2 Méthodes des éléments finis

La méthode des éléments finis est l'outil incontournable pour analyser finement les phénomènes physiques. Elle permet d'étudier des configurations à géométrie complexe. Dans notre cas cette méthode sera utilisée via le logiciel FLUX™ (2D et 3D) principalement pour valider les approches analytiques développées et aussi pour dimensionner la structure finale retenue.

La modélisation de problèmes électromagnétiques par la méthode des éléments finis nécessite la résolution des équations de Maxwell décrivant les lois locales de la matière. Dans notre cas, il s'agit d'un problème magnétostatique dont les sources sont les aimants et les matériaux doux servent à la canalisation du flux magnétique. Ce qui se traduit par l'équation de conservation de flux ($\text{div}(\vec{B}) = 0$) et la caractéristique du comportement magnétique des matériaux ($\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{J}$ ou $\vec{B} = \mu \mu_r \vec{H}$). Trois configurations ont été étudiées, les deux premières sont les structures d'Halbach : cylindre simple (Fig. 4.13) et cylindre double (Fig. 4.14) et la dernière configuration est une structure mixte (aimant + matériau doux), déjà existante [Tang 04] et étudiée par éléments finis. On s'intéressera en particulier à la cartographie du champ magnétique dans l'entrefer utile. Comme on l'a exprimé précédemment, le choix de ces trois exemples va nous permettre de valider nos approches analytiques qui seront développées dans la deuxième partie.

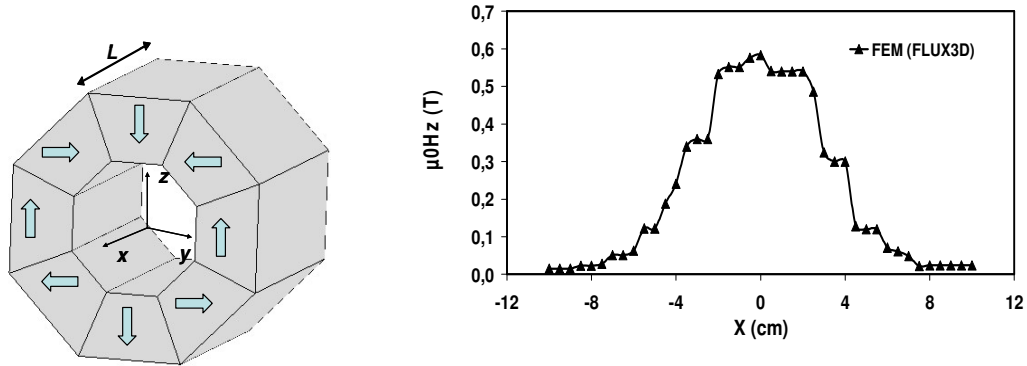


Figure 4.13 : Cylindre d'Halbach simple et cartographie de l'induction dans l'entrefer (8 secteurs d'aimants type NdFeB ; $R_{int} = 30$ mm, $R_{ext} = 60$ mm, $L = 60$ mm)

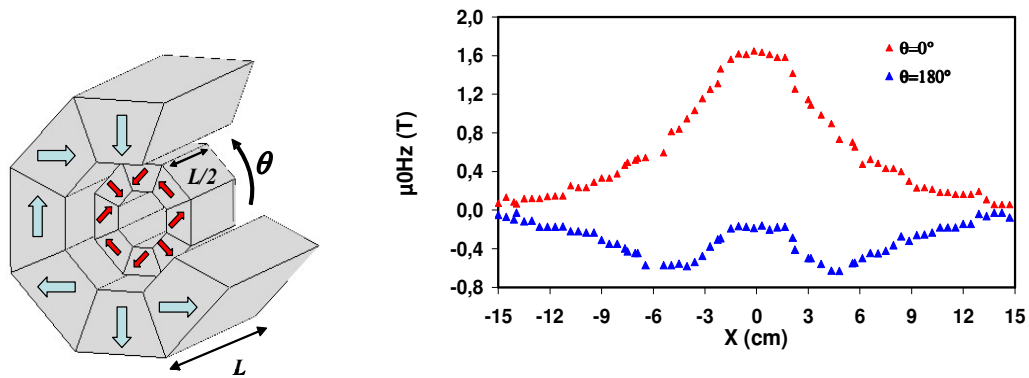


Figure 4.14 : Cylindre d'Halbach double et cartographie de l'induction dans l'entrefer pour les deux angles $\theta=0$ (aimantation) et $\theta=180^\circ$ (désaimantation) ($R_{int_cylindre1} = 20$ mm, $R_{ext_cylindre1} = 50$ mm, $R_{int_cylindre2} = 55$ mm, $R_{ext_cylindre2} = 120$ mm et $L = 120$ mm)

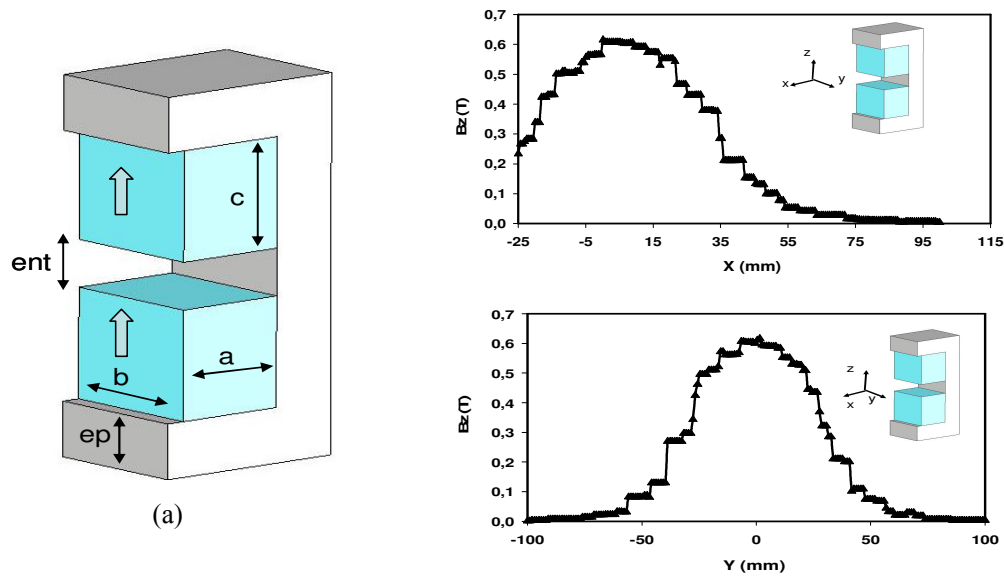


Figure 4.15 : Configuration mixte et cartographie de l'induction dans l'entrefer (aimant : NdFeB, matériaux doux : acier XC38 ; $a = 60$ mm ; $b = 60$ mm ; $c = 70$ mm et $ent = 30$ mm) Cas d'école d'un aimant collé sur des pièces en matériau magnétique doux

Pour illustrer la démarche du calcul des forces magnétiques avec la méthode des éléments finis, nous allons nous appuyer sur une géométrie simple 2D (Fig. 4.16) où le matériau actif (supposé Gd) occupe un volume V le long de l'axe OX . Nous considérons aussi que le cycle magnétique de réfrigération induit une variation de température le long du matériau. Les deux types de cycle thermique sont alors analysés.

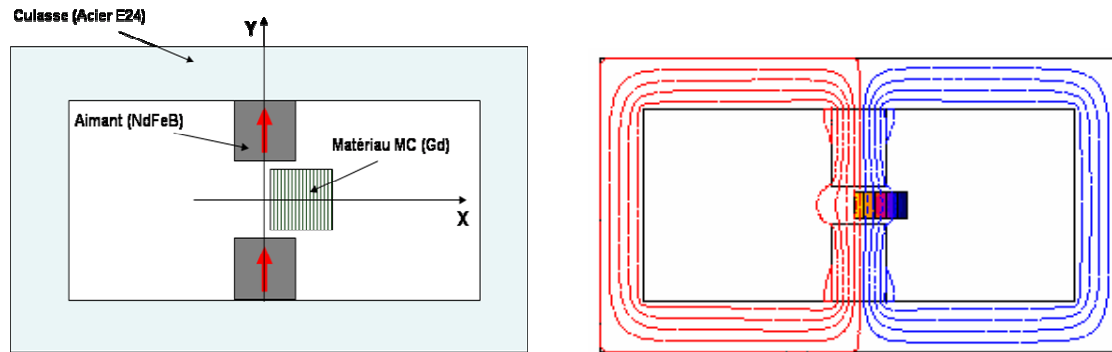


Figure 4.16 : Géométrie de la structure étudiée et lignes équiflux (entrefer de 30 mm, largeur des aimants 50 mm ($B_{max} \approx 0.7$ T), le bloc actif : 20*50*50 mm)

a- Cycle aimantation / désaimantation sans régénération (cycle direct).

En réponse aux variations du champ magnétique, la température du matériau T_m augmente ou diminue de ΔT_{ad} (EMC, 1°C dans ce cas) suivant le sens de la transformation. Pour chaque niveau de température, on associe les caractéristiques magnétiques du matériau qui sont calculées suivant le schéma de la figure 4.17.

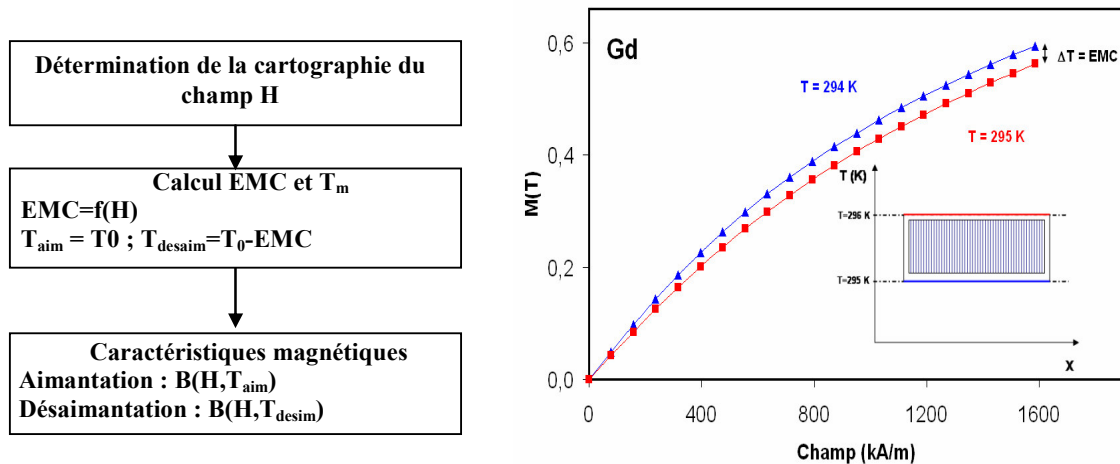


Figure 4.17 : Prise en compte de l'effet magnétocalorique dans le calcul des forces

La force exercée par la source de champ sur le matériau est calculée pour chaque position du bloc actif. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 4.18. Le maximum de la force est obtenu lorsque le matériau se trouve à mi parcours dans l'entrefer, position correspondant au maximum du gradient de champ magnétique. La symétrie physique et géométrique du système impose une force

nulle lorsque le matériau est totalement centré dans l'entrefer. Cette figure montre clairement une dissymétrie des courbes correspondant aux phases aimantation et désaimantation qui s'explique naturellement par la variation de la perméabilité du matériau engendrée par l'EMC.

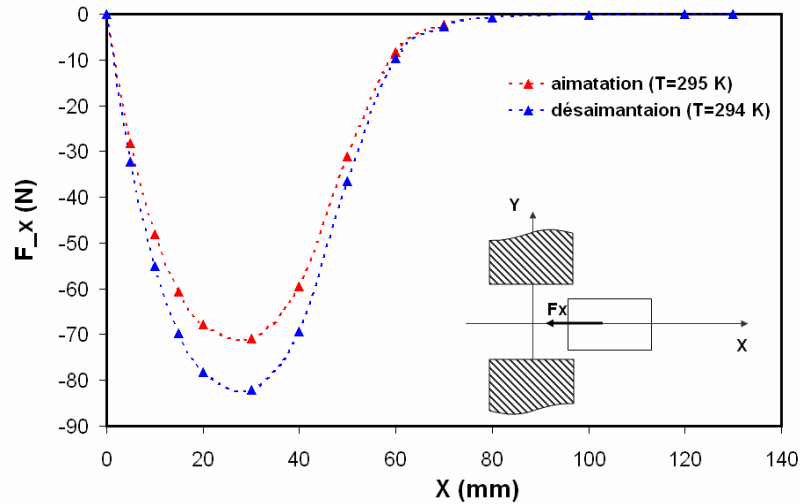


Figure 4.18 : Force magnétique exercée sur le matériau dans les phases aimantation / désaimantation

b- Cycle aimantation / désaimantation avec régénération (cycle AMRR).

Dans le cas du cycle magnétique à régénération AMRR, l'état thermique du matériau actif est caractérisé par un profil de température $T(X)$ quasi linéaire. Afin de tenir compte de ce comportement, on subdivise le matériau en plusieurs éléments rectangulaires le long de sa longueur L . Les deux extrémités correspondent aux températures de la source froide $T(0) = T_F$ et de la source chaude $T(L) = T_C$. On associe ensuite à chaque tranche, la caractéristique magnétique qui correspond à la température de l'élément (Fig. 4.19).

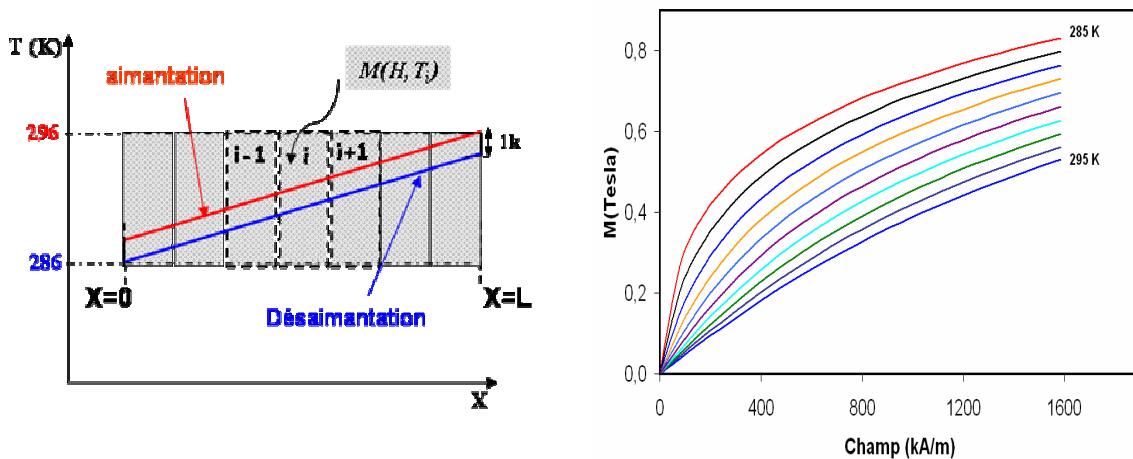


Figure 4.19 : Subdivision du matériau et caractéristiques magnétiques associées

La figure 4.20 donne les résultats obtenus. Comme précédemment, le calcul des forces est réalisé pour différentes positions du bloc actif. Le profil de température le long du matériau génère une variation de ses propriétés magnétiques en particulier de sa susceptibilité magnétique. Deux situations ont été considérées selon l'établissement du profil de température : ❶ source chaude côté gauche ($T(0)=T_C$) et ❷ source chaude côté droit ($T(0)=T_F$)

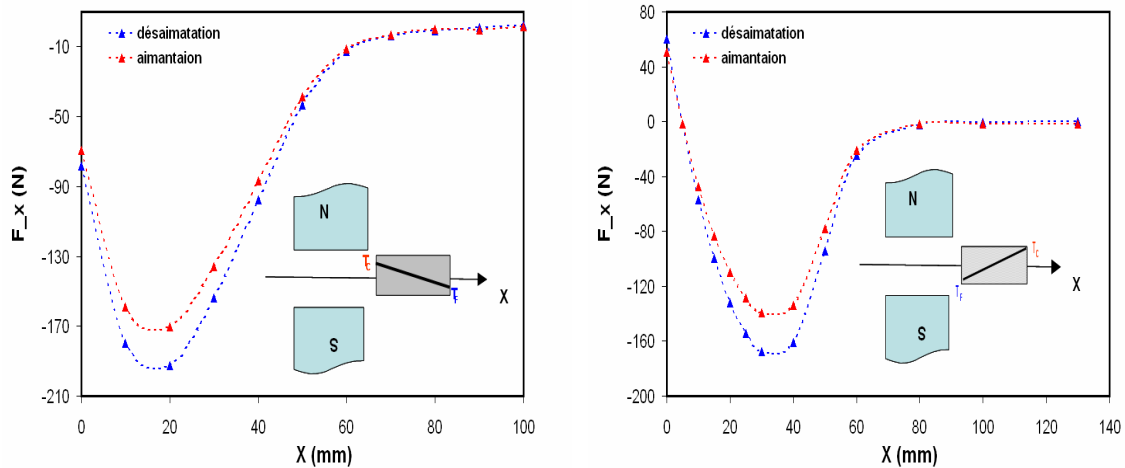


Figure 4.20 : Forces magnétiques exercées sur le matériau dans le cas des cycles AMRR ❶ et ❷

Nous constatons dans les deux cas de figure que la force calculée pour une position centrale ($X=0$) du bloc n'est pas nulle à cause du gradient de température qui rompt la symétrie physique du problème. Cependant, les comportements obtenus sont quantitativement différents :

- les valeurs de force au centre sont différentes : -70 N pour la situation ❶ et +50N pour ❷
- les positions et les amplitudes de la force maximale sont différentes : 18 mm et 200N pour la situation ❶, 32 mm et 160 N pour ❷
- la situation ❷ est plus favorable en terme de puissance à fournir par l'actionneur. 20 % d'écart pour un gradient de 10 °C.

On peut mettre à profil ce résultat et travailler dans la situation ❷ en imposant dès la mise en route du cycle AMRR le sens adéquat pour la circulation du fluide.

D'autre part, dans cette simulation le cycle aimantation / désaimantation a été assuré d'un même côté vers le centre. On peut imaginer un autre cycle traversant l'aimant des deux côtés (situation ❸). Dans ce cas, le résultat global est la superposition des deux configurations (Fig. 4.21).

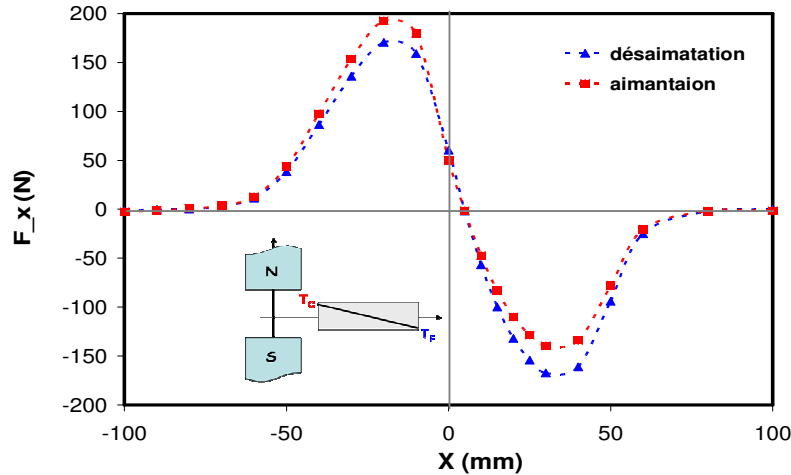


Figure 4.21 : Forces magnétiques résultantes dans la situation \mathcal{E}

4.2.2.3 Méthode analytique pour un dimensionnement rapide de la source de champ

Afin de dimensionner une structure de champ d'un système de réfrigération magnétique, on a vu qu'il est nécessaire de disposer d'un modèle simple permettant à la fois le calcul de la carte de champ dans le volume utile et une estimation correcte des interactions entre la source de champ et le matériau magnétocalorique (forces et couples).

Compte tenu des géométries et des matériaux mis en œuvre dans la source de champ, l'approche coulombienne nous a semblé bien adaptée. Le problème se traite alors en établissant une analogie avec les lois de l'électrostatique et les équations obtenues seront résolues de façon formelle sous MATHCAD par exemple.

Cette méthode impose quelques hypothèses :

- aimants : polarisation de l'aimant uniforme (aimant rigide)
- matériaux doux : perméabilités infinies
- matériaux magnétocaloriques : perméabilités faibles

a- Méthode de calcul de champ

a-1) Approche coulombienne

Cette méthode consiste à assimiler un aimant à un volume chargé en surface et en volume de densités de charges magnétiques fictives σ^* et ρ^* (Fig. 4.22).

$$\sigma^* = \vec{J} \cdot \vec{n} \quad (4.11)$$

$$\rho^* = -\text{div}(\vec{J}) \quad (4.12)$$

Où \vec{n} est le vecteur unitaire normal à la surface du volume et dirigé vers l'extérieur

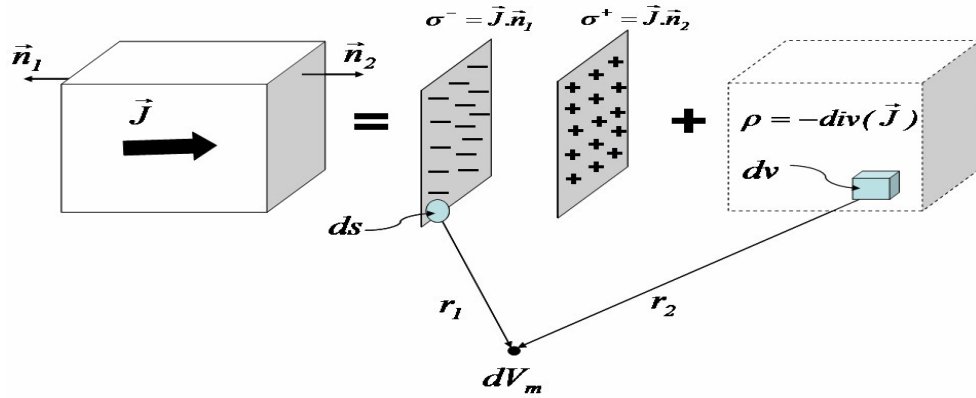


Figure 4.22 : Représentation d'un aimant permanent par des charges magnétiques, approche coulombienne

Ainsi, une fois que les densités de charges ou de masses magnétiques fictives sont connues, le potentiel magnétique U_m et le champ \vec{H} à l'intérieur ou à l'extérieur de la matière aimantée sont calculés de la même manière qu'en électrostatique à savoir :

$$dU_m = \frac{1}{4\pi\mu_0} \frac{\sigma^* \cdot dS}{r_1} + \frac{1}{4\pi\mu_0} \frac{\rho^* \cdot dv}{r_2} \quad (4.13)$$

$$d\vec{H} = -\text{grad}(dU_m) = \frac{1}{4\pi\mu_0} \frac{\sigma^* \cdot ds \cdot \vec{r}_1}{r_1^3} + \frac{1}{4\pi\mu_0} \frac{\rho^* \cdot dv \cdot \vec{r}_2}{r_2^3} \quad (4.14)$$

Dans le cas où la polarisation magnétique est uniforme, ce qui est assez fréquent pour les aimants rigides, seules les charges surfaciques existent et le calcul de champ magnétique total devient relativement simple puisqu'il se limite à une intégrale double.

a-2 Principe des images magnétiques

Une structure à aimants comportant des matériaux doux peut se modéliser comme un problème à aimants seuls dans le cas où le matériau doux a une perméabilité infinie et où ses dimensions sont suffisamment grandes devant la taille des aimants et les distances entre le matériau doux et les aimants [Durand 68]. Ainsi, le champ créé dans l'air par un aimant et une plaque de matériau doux infinie est le même que celui créé par ce même aimant et son symétrique géométrique (ou image) par rapport au plan de la plaque du matériau doux. Si \vec{J} est la polarisation de l'aimant étudié, l'aimant symétrique aura une polarisation \vec{J} ou $-\vec{J}$ suivant qu'il soit placé tangentiellement ou perpendiculairement au plan du matériau doux (Fig. 4.23).

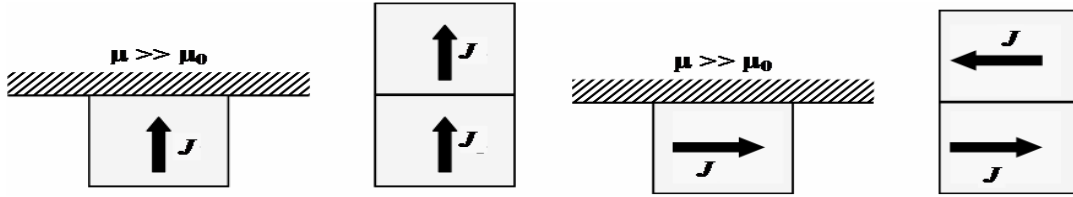


Figure 4.23 : Représentation du principe des images magnétiques

a-3) Application au calcul d'une structure à aimants et d'une structure mixte aimants / matériaux doux [Allab 06]

Structure d'Halbach simple et double

On considère un pavé du cylindre d'Halbach (Fig. 4.24) dont le vecteur de polarisation magnétique $\vec{J}(J_x, J_y, J_z) = \vec{J}_r$ est uniforme. Le potentiel scalaire magnétique élémentaire créée par un élément de volume dU_m du pavé en un point $m(x,y,z)$ peut s'exprimer par :

$$dU_m(x, y, z) = \frac{1}{4\pi\mu_0} \sum_{i=1}^4 \frac{\sigma_i ds_i}{r_i} = \frac{1}{4\pi\mu_0} \sum_{i=1}^4 \frac{\vec{J}_r \cdot \vec{n}_i ds_i}{r_i} \tag{4.15}$$

n_i est le vecteur unitaire normal à la i^{eme} surface portant les charges ou les masses magnétiques fictives σ_i .

Le potentiel total créée par ce pavé toujours au même point s'écrit alors :

$$U_m(x, y, z) = \frac{1}{4\pi\mu_0} \sum_{i=1}^4 \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \frac{(\vec{J}_r \cdot \vec{n}_i) dy' dx'}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-\Pi_i)^2}} \tag{4.16}$$

avec

$$\begin{cases} \Pi_1 = R_{ext} \left(1 + \tan\left(\frac{\pi}{8}\right) - y' \right) \\ \Pi_2 = \tan\left(\frac{\pi}{8}\right) \cdot y' \end{cases} \quad \begin{cases} \Pi_3 = R_{int} \left(1 + \tan\left(\frac{\pi}{8}\right) - y' \right) \\ \Pi_4 = \tan\left(\frac{3\pi}{8}\right) \cdot y' \end{cases}$$

On peut ainsi calculer le champ magnétique, créée par chacun des huit pavés, qui dérive directement de cette dernière équation et en déduire le champ magnétique résultant du cylindre :

$$\vec{H}(x, y, z, R_{int}, R_{ext}, L, J_r) = \sum_{j=1}^8 \vec{H}_j(x, y, z, R_{int}, R_{ext}, L, J_r) \tag{4.17}$$

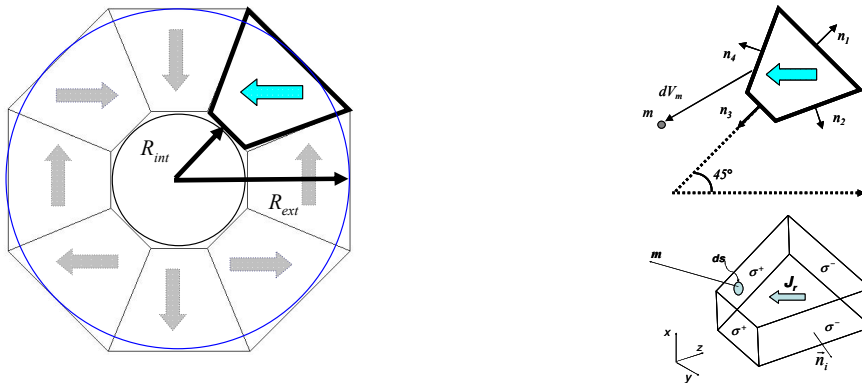


Figure 4.24 : Représentation d'un secteur du cylindre d'Halbach

La structure cylindre double d'Halbach représente un grand intérêt dans l'application réfrigération magnétique car elle permet de réaliser les phases aimantation / désaimantation par simple rotation d'un des cylindres, sans bouger le matériau actif. Comme précédemment, le champ magnétique peut être calculé en tout point de l'entrefer central en superposant la contribution des deux cylindres.

La figure 4.25 donne quelques courbes obtenues avec la méthode proposée dans le cas d'un cylindre Halbach simple et double et montre qu'elles sont sensiblement identiques à celles obtenues par simulations éléments finis sous Flux3D. Ainsi, la méthode des masses magnétiques permet de calculer la distribution du champ magnétique dans l'espace pour les structures à aimants rigides.

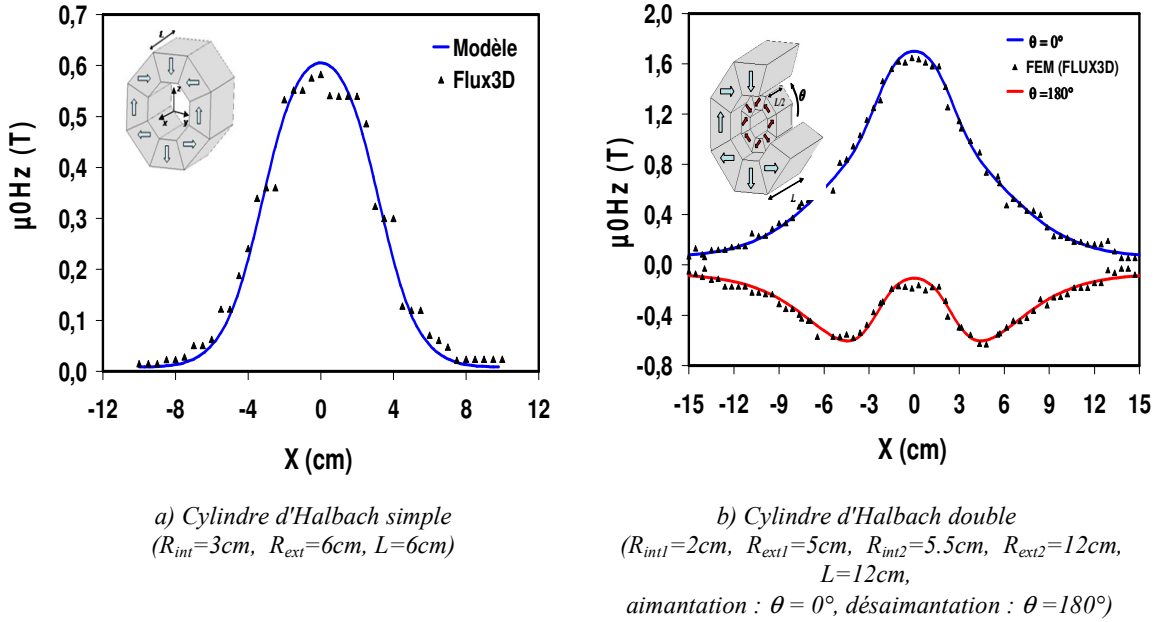


Figure 4.25 : Cartographie de l'induction dans l'entrefer le long de l'axe principal, comparaison Flux3D et modèle analytique

Pour un pré-dimensionnement rapide d'un cylindre d'Halbach simple ou double, on peut utiliser l'équation (4.3) en supposant un champ homogène à l'intérieur. Dans le cas d'un cylindre double, il faut résoudre le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} B\left(R_1, R_2, \frac{L}{2}, J_r\right) = B\left(R_2, R_3, L, J_r\right) \\ B\left(R_1, R_2, L, J_r\right) = \frac{J_r}{2} \left[2 \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right) + \frac{\frac{L}{2}}{\sqrt{\left(\frac{L}{2}\right)^2 + R_1^2}} - \frac{\frac{L}{2}}{\sqrt{\left(\frac{L}{2}\right)^2 + R_2^2}} - 2 \ln\left(\frac{\frac{L}{2} + \sqrt{\left(\frac{L}{2}\right)^2 + R_2^2}}{\frac{L}{2} + \sqrt{\left(\frac{L}{2}\right)^2 + R_1^2}}\right) \right] \end{cases} \quad (4.17)$$

En considérant des aimants de type NdFeB avec $J_r = 1.2 \text{ T}$, un régénérateur cylindrique de 6 cm de long et 2 cm de diamètre, on peut atteindre une induction maximale de 1.6T au centre de la structure avec seulement 5 kg d'aimants (tableau 4.2).

Tableau 4.2 : Paramètres géométriques du cylindre double d'Halbach

Dimensions	Cylindre 1	Cylindre 2	Masse des aimants
ϕ_{int} (mm)	20	46	
ϕ_{ext} (mm)	40	90	5 kg
L (mm)	60	120	

Structure mixte aimant + matériaux doux

Généralement, les sources de champ à aimants permanents comportent également des matériaux doux afin de concentrer ou fermer les flux magnétiques. Elles peuvent être alors modélisées en considérant le concept des images magnétiques. Comme exemple, on considère la structure étudiée précédemment (Fig. 4.15). La figure 4.26 donne sa structure équivalente où l'effet du matériau doux est représenté par les images des aimants. On distingue deux plans miroirs perpendiculaires (π_1 et π_2) et un plan miroir parallèle (π_3). Les miroirs perpendiculaires donnent une infinité d'images, mais on peut se contenter des premières (image₁/(π_1, π_2) et image₂/(π_1, π_2)), et le miroir parallèle (π_3) donne les image₁/(π_3), les image₁/(π_3, π_2, π_1) et les image₂/(π_3, π_2, π_1).

Dans ce cas particulier d'aimant de polarisation uniforme avec une orientation suivant l'axe OZ, le champ magnétique est donné par l'expression analytique [Akoun 84] suivante :

$$\vec{H}(x, y, z, a, b, c, J_r) = \frac{1}{4\pi\mu_0} \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k J_r \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \vec{A}_{i,j,k} \quad (4.18)$$

Avec

$$A_{x_{i,j,k}} = \ln \left(\left(\sqrt{\left(x - (-1)^i \frac{a}{2} \right)^2 + \left(y - (-1)^j \frac{b}{2} \right)^2 + \left(z - (-1)^k \frac{c}{2} \right)^2} \right) - \left(y - (-1)^j \frac{b}{2} \right) \right) \quad (4.19)$$

$$A_{y_{i,j,k}} = \ln \left(\left(\sqrt{\left(x - (-1)^i \frac{a}{2} \right)^2 + \left(y - (-1)^j \frac{b}{2} \right)^2 + \left(z - (-1)^k \frac{c}{2} \right)^2} \right) - \left(x - (-1)^i \frac{a}{2} \right) \right) \quad (4.20)$$

$$A_{z_{i,j,k}} = \arctg \left(\frac{\left(x - (-1)^i \frac{a}{2} \right) \left(y - (-1)^j \frac{b}{2} \right)}{\left(z - (-1)^k \frac{c}{2} \right) \sqrt{\left(x - (-1)^i \frac{a}{2} \right)^2 + \left(y - (-1)^j \frac{b}{2} \right)^2 + \left(z - (-1)^k \frac{c}{2} \right)^2}} \right) \quad (4.21)$$

Ainsi le champ magnétique dans l'entrefer est la somme des champs créés par tous les aimants parallélépipédiques et leurs images. Il est donné par :

$$\vec{H}(x, y, z, a, b, c, J_r) = \sum_j^{\text{aimants}} \vec{H}_j(x, y, z, a, b, c, J_r) + \sum_j^{\text{images}} \vec{H}_j(x, y, z, a, b, c, J_r) \quad (4.22)$$

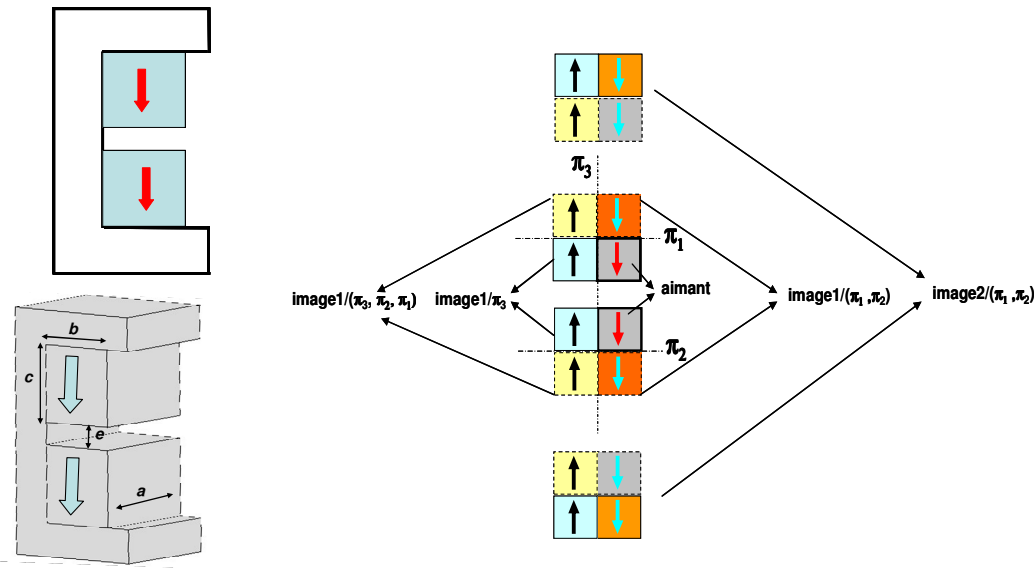


Figure 4.26 : Structure mixte et structure équivalente déduite par le concept des images magnétiques

La comparaison des résultats avec ceux obtenus par simulations éléments finis montre une bonne précision de calcul de champ dans l'entrefer par cette approche analytique (Fig. 4.27). Elle valide de ce fait le concept des images magnétiques et son utilisation pour le pré-dimensionnement des systèmes de source de champ.

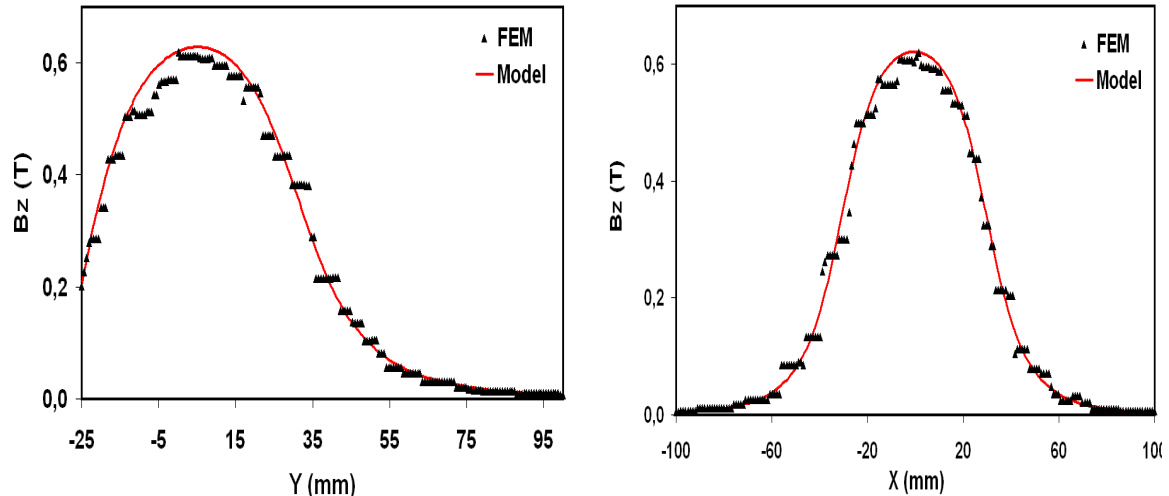


Figure 4.27 : Induction B_z dans l'entrefer le long des axes OY et OX ; Comparaison Flux3D et modèle analytique ($a = 60$ mm ; $b = 60$ mm ; $c = 70$ mm et ent = 30 mm)

b- Calcul de force et de couple d'interaction entre la source de champ et le matériau magnéto-calorique

Les matériaux magnéto-caloriques sont généralement utilisés autour de la température de transition. Autour de cette température et dans la phase paramagnétique, la problématique de calcul de l'énergie et des forces peut se ramener à l'effet d'une source de champ éloignée sur un volume de matériau ayant acquis une aimantation induite par un champ magnétique (Fig. 4.28)

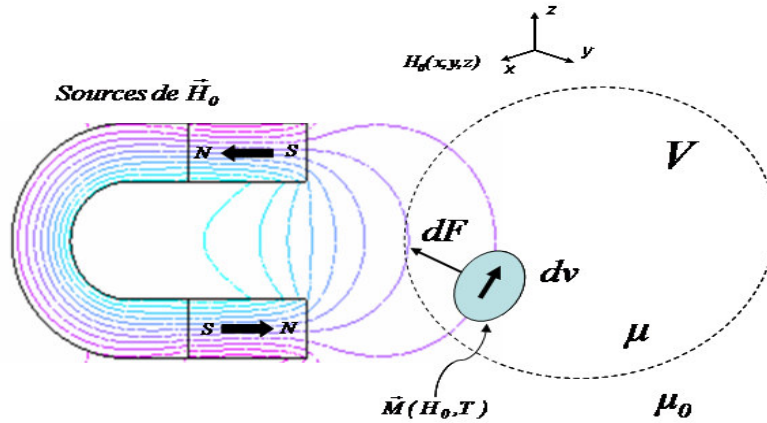


Figure 4.28 : Effet du matériau magnétocalorique sur la carte de champ

Si on introduit un volume élémentaire dv de matériau magnétocalorique dans un champ \vec{H}_0 produit par la source, le matériau s'aimante et acquiert un moment magnétique volumique \vec{M} qui dépend du champ et de la température. On peut montrer que la résultante des forces produites par le champ induit par le matériau sont nulles, ainsi la force \vec{F} exercée sur le matériau est donnée par :

$$\vec{F} = \int_v (\vec{M} \cdot \text{grad}) \vec{B}_0 \cdot dv = \mu_0 \int_v (\vec{M} \cdot \text{grad}) \vec{H}_0 \cdot dv \quad (4.23)$$

$$\begin{cases} \vec{H}_0 = H_x(x, y, z)\vec{i} + H_y(x, y, z)\vec{j} + H_z(x, y, z)\vec{k} \\ \vec{M} = M_x\vec{i} + M_y\vec{j} + M_z\vec{k} \end{cases} \quad (4.24)$$

Dans le cas particulier du gadolinium, on peut utiliser la théorie de champ moléculaire de Weiss développée dans le chapitre 2 pour exprimer la dépendance en température et en champ de l'aimantation.

Pour valider cette approche, nous avons repris la structure mixte précédente et nous l'avons traitée en 2D en introduisant le bloc de matériau magnétocalorique. Considérant un volume élémentaire $dv=dx.dy$ (Fig. 4.29) de ce bloc actif représenté par ses coordonnées (x,y) dans le repère absolu (OXY) et par ses coordonnées (x_p, y_p) dans le repère relatif ($O_pX_pY_p$). Le champ magnétique en tout point de ce bloc est donné par la fonction $H(x,y)$, la température dans le matériau n'est fonction que des coordonnées ramenées au repère relatif.

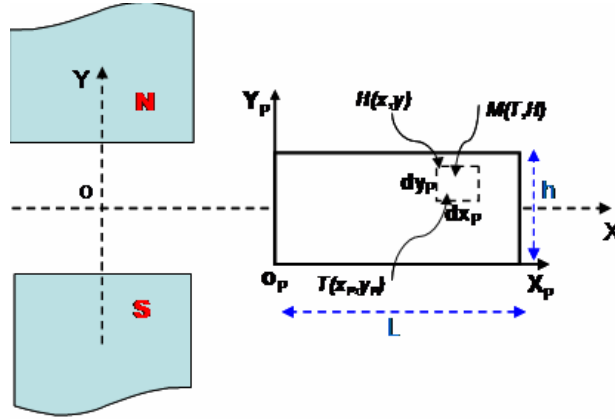


Figure 4.29 : Représentation de la structure étudiée et d'un élément de matériau actif (Gd)

Une fois définis la cartographie du champ et le profil de température, on procède au calcul de la force F qui dépend aussi des températures de la source chaude T_C , de la source froide T_F et de la position du matériau magnéto-calorique (x,y) . La force totale exercée par la source de champ sur le matériau magnéto-calorique est alors donnée par le développement de l'équation (4.13) :

$$F_x(x, y, T_C, T_F) = \int_0^P \int_0^H \int_0^L M(f_1(x, y), f_2(x_p, T_C, T_F)) \cdot \frac{\partial f_1(x, y)}{\partial x} \cdot dx_p \cdot dy_p \cdot dz_p \quad (4.25)$$

Avec :

- $H = f_1(x, y)$: fonction qui définit le champ en tout point de l'espace
- $T = f_2(x_p, T_C, T_F)$: fonction qui définit le profil de la température dans le matériau
- $M(H, T)$: aimantation du matériau
- T_F, T_C : température des 2 extrémités du matériau, sources chaude et froide
- P, h, L : dimensions de la plaque (profondeur, hauteur et longueur)
- x, y : coordonnées du centre de la plaque

Dans le cas d'un cycle de réfrigération à régénération active AMRR, le profil de la température dans le matériau actif peut être décrit par son gradient de perméabilité qui peut être directement extrait des courbes isothermes expérimentales $M(H, T)$ (Fig. 4.30). Les courbes représentées dans la figure 4.30, comparent l'évolution des forces en fonction de la position du bloc actif, calculées par le modèle analytique développé et celles issues des simulations éléments finis sous Fux2D. Pour les deux cycles thermiques (direct et AMRR) les résultats obtenus sont satisfaisants. On note une meilleure concordance pour la phase aimantation que pour la phase désaimantation. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'aimantation se caractérise par une température supérieure qui permet de mieux satisfaire l'hypothèse paramagnétique.

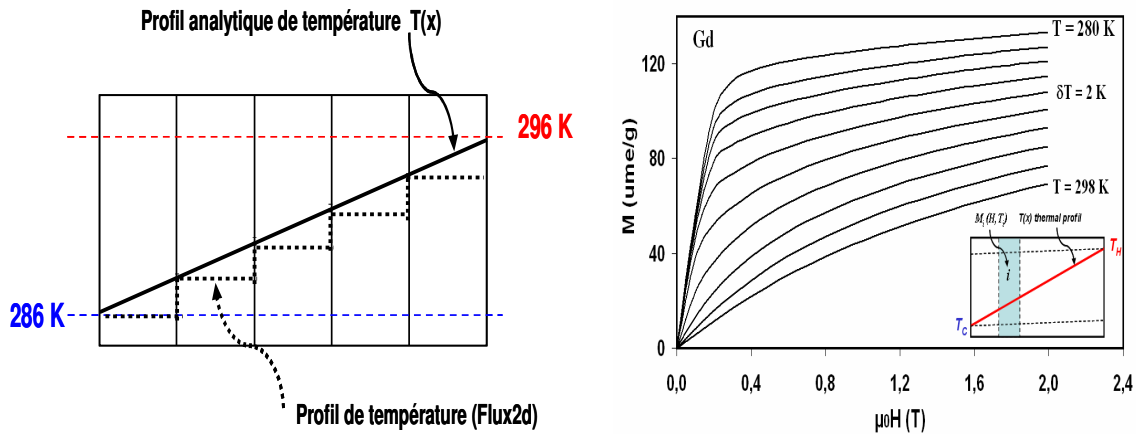


Figure 4.30 : Gradient de température (analytique et Flux2D) et isothermes du matériau actif (Gd)

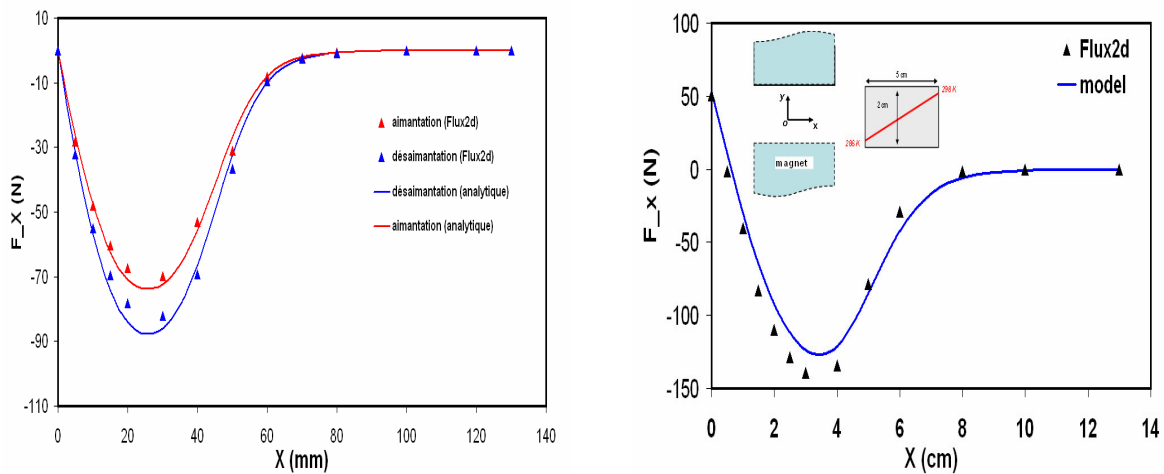


Figure 4.31 : Forces magnétiques exercées sur le matériau dans le cas des cycles direct et AMRR
Comparaison entre simulations Flux2D et calculs analytiques

4.3 Proposition et dimensionnement de quelques structures de source de champ pour un système rotatif

Dans le premier critère de dimensionnement de la structure de source de champ, nous avons évoqué l'intérêt d'une configuration qui dispose d'un volume d'entrefer utile et d'une intensité de champ les plus importants possible. Un deuxième critère est directement lié au mode de fonctionnement du système qui peut être alternatif ou rotatif. Le principe de la réfrigération magnétique est basé sur des cycles magnétiques définis par une succession d'opération d'aimantation et de désaimantation. Ces opérations peuvent s'effectuer soit par le déplacement du matériau magnétocalorique soit par celui de l'aimant.

Ce déplacement nécessite des actionneurs linéaires (vérin) ou rotatifs (moteur). On parle de systèmes rotatifs ou linéaires. Les actionneurs utilisés dans les systèmes de réfrigération magnétique doivent répondre aux spécificités de l'application (Tableau 4.3). On citera en particulier, la vitesse et la puissance mécanique. En effet, la fréquence du cycle magnétique est imposée par la vitesse de l'actionneur. La puissance mécanique développée doit être suffisante pour vaincre l'inertie du matériau actif ainsi que les couples et les forces générés par l'interaction entre la structure de champ et le matériau actif.

Tableau 4.3 : Actionneur pour réfrigération magnétique

Type d'actionneur	Fonctionnement	Caractéristiques		
Vérin	Linéaire	Vitesse linéaire (V)	Force (F)	Puissance mécanique ($P=V \cdot F$)
Moteur	Rotatif	Vitesse angulaire (Ω)	Couple (Γ)	Puissance mécanique ($P=\Gamma \cdot \Omega$)

Pour la conception et la réalisation d'un premier prototype de réfrigération magnétique, nous nous sommes orientés vers des structures rotatives, qui nous paraissent plus intéressantes. Elles permettent, en effet, de réaliser des systèmes continus, silencieux et d'assurer un contrôle précis de la fréquence du cycle par simple variation de la vitesse de rotation. Dans la suite, une analyse des performances magnétiques d'une structure existante sera effectuée, puis deux nouvelles structures de source de champ originales seront proposées.

4.3.1 Structure A (Jiles USA)

La première structure étudiée est celle proposée par Jiles [Jiles 02], il s'agit d'une variante de la structure d'Halbach (Fig. 4.32). Elle comporte une ouverture permettant le passage d'une roue comportant des blocs de matériau magnétocalorique. Elle est utilisée dans le démonstrateur à aimants permanents réalisé aux USA.

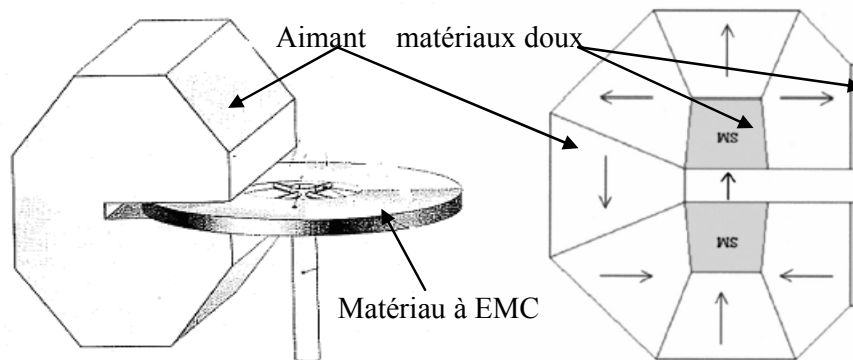


Figure 4.32 : Cylindre d'Halbach modifié de la structure A

La modélisation de cette structure a été réalisée en 2D grâce au logiciel de calcul éléments finis Flux. Les paramètres géométriques considérés sont ceux donnés dans la figure 4.33. Nous avons fixé les nuances des matériaux qui composent la structure : NdFeB pour les aimants et acier de type E24 pour les culasses et les pièces polaires. Par contre les paramètres géométriques sont variables. Les calculs ont été réalisés pour différents entrefers (gap) et rayons extérieurs (R_{ext}) de la structure.

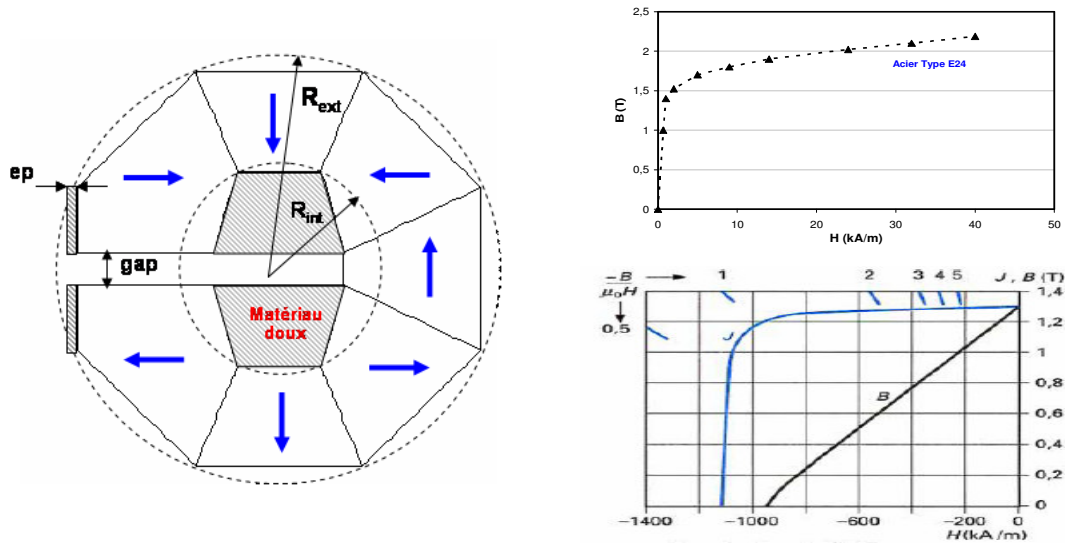


Figure 4.32 : Géométrie et caractéristiques magnétiques des matériaux utilisés

La figure 4.34 donne, à titre d'exemple, la carte de champ magnétique dans le cylindre pour différents entrefers. Elle montre bien que l'induction magnétique maximale est atteinte au milieu de la structure. En effet, on distingue deux régions dans la zone entrefer. La première correspond à l'ouverture latérale du cylindre ($Z = 0$ à 40 mm) ; le champ y décroît linéairement de 1 à 0 T et reste très hétérogène. La deuxième région est située au centre du cylindre ($Z = 60$ à 120 mm) ; le champ y est par contre bien homogène et son intensité dépend à la fois de l'entrefer et du rayon extérieur (Fig. 4.35). C'est cette dernière région appelée "volume utile", qui est exploitée pour appliquer le cycle magnétique (aimantation / désaimantation).

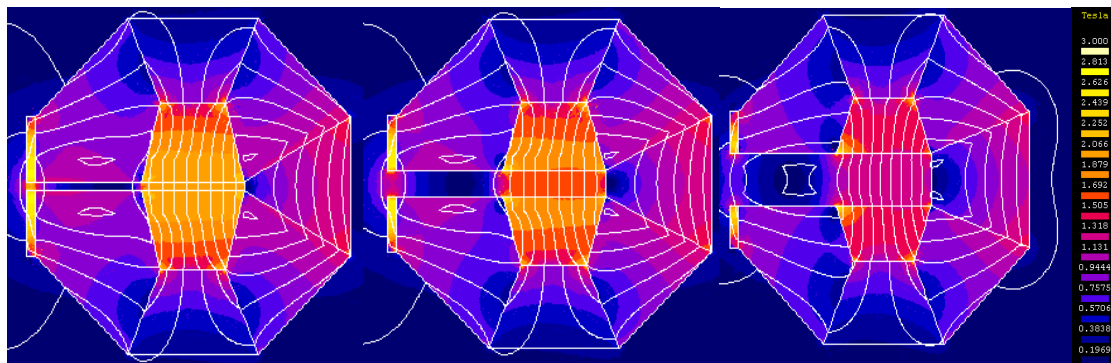


Figure 4.34 : Dégradés de l'induction et équiflux pour différents entrefers

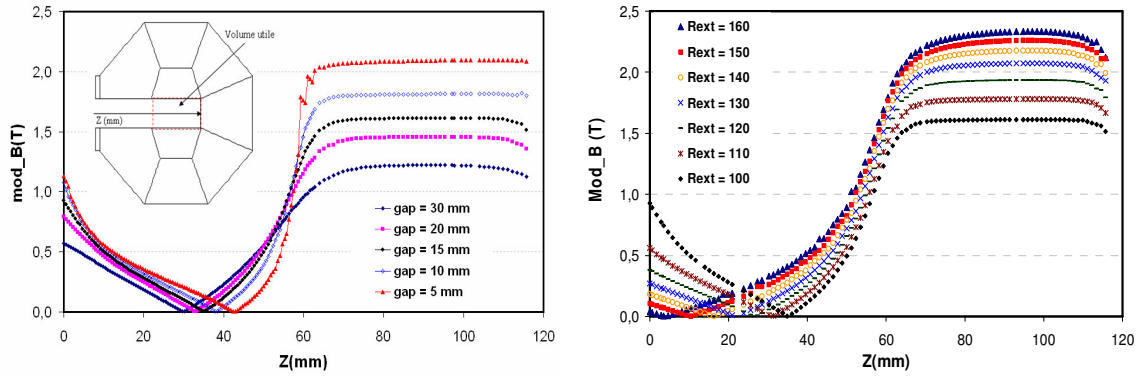


Figure 4.35 : Profil de l'induction magnétique dans l'ouverture du cylindre pour différents entrefers et rayons extérieurs avec $R_{int} = 50$ mm

Cette étude paramétrique a permis d'analyser cette structure en terme de masse d'aimants, masse de matériau EMC, ΔT_{max} et de puissance froide intrinsèque. Une synthèse est présentée dans le tableau 4.4. On rappelle que :

- la puissance froide est directement proportionnelle au volume de l'entrefer utile et l'induction magnétique B_{max} . Elle est définie dans ce tableau comme étant la quantité d'énergie échangée ΔQ_{EMC} par cycle et est déduite de l'équation (2.4)
- l'écart de température ΔT_{max} ou l'EMC ne dépend que de l'induction.

Dans ce tableau les puissances froides sont calculées en supposant que le matériau actif (Gd) occupe 90% de ce volume. On en déduit ainsi la masse maximale du matériau actif (réfrigérant). On note aussi que la masse des pièces polaires varie en fonction de l'entrefer. Cependant, on se contentera du poids des aimants et de son influence sur la puissance intrinsèque du matériau actif.

La configuration idéale sera donc un compromis entre le volume de l'entrefer et la masse des aimants.

Tableau 4.4 : Résultats des simulations ($L=50$ mm, $R_{int}=50$ mm)

Gap (mm)	R_{ext} (mm)	B_{max} (Tesla)	Masse des aimants (kg)	Volume de entrefer utile (cm^3)	ΔT_{max} (°C) cycle direct	Puissance froide (J/cycle)
5	100	2.08	8.64	15	4.1	99
10	100	1.80	8.51	30	3.6	171
15	100	1.63	8.36	45	3.2	233
//	110	1.77	10.91	//	3.5	253
//	120	1.92	13.15	//	3.8	275
//	130	2.06	15.60	//	4.1	295
//	140	2.15	18.28	//	4.3	308
//	150	2.23	21.17	//	4.4	319
//	160	2.30	24.29	//	4.6	329
20	100	1.45	8.21	60	2.9	277
30	100	1.22	7.96	90	2.4	349

4.3.2 Structure B (source de champ à aimants rotatifs)

Il s'agit d'une structure tournante à aimants, elle a été inspirée des besoins de notre application à savoir l'encombrement minimum et le mouvement rotatif du système. La figure 4.36 représente la géométrie de cette structure et ses différents paramètres.

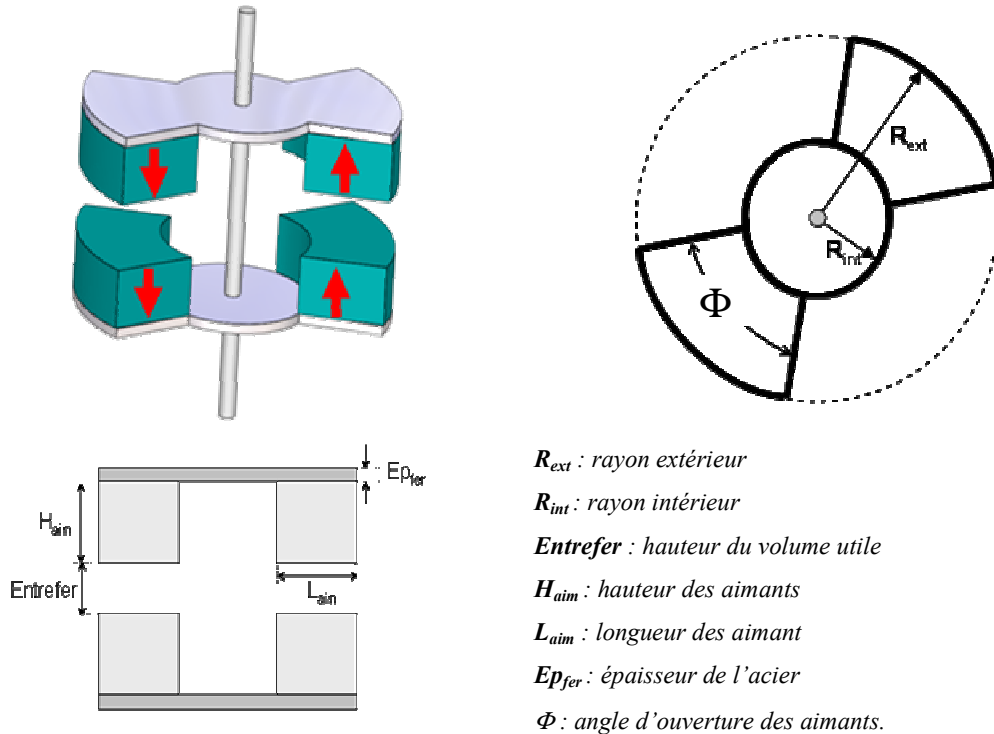


Figure 4.36 : Géométrie de la structure

4.3.2.1 Etude de la structure par éléments finis

Une première étude de cette nouvelle structure a été menée par éléments finis afin de déterminer le profil du champ dans tout le volume de l'entrefer. Pour mieux tenir compte des effets de bord, nous avons réalisé des simulations 3D sous FLUX, en considérant les nuances de matériau utilisées pour la structure précédente (aimant NdFeB, acier E24).

Les figures 4.37 et 4.38 montrent les résultats obtenus pour différentes valeurs de l'entrefer. Une induction de 1 T est atteinte pour un entrefer de 15 mm. De plus une homogénéité satisfaisante du champ est observée dans tout le volume utile.

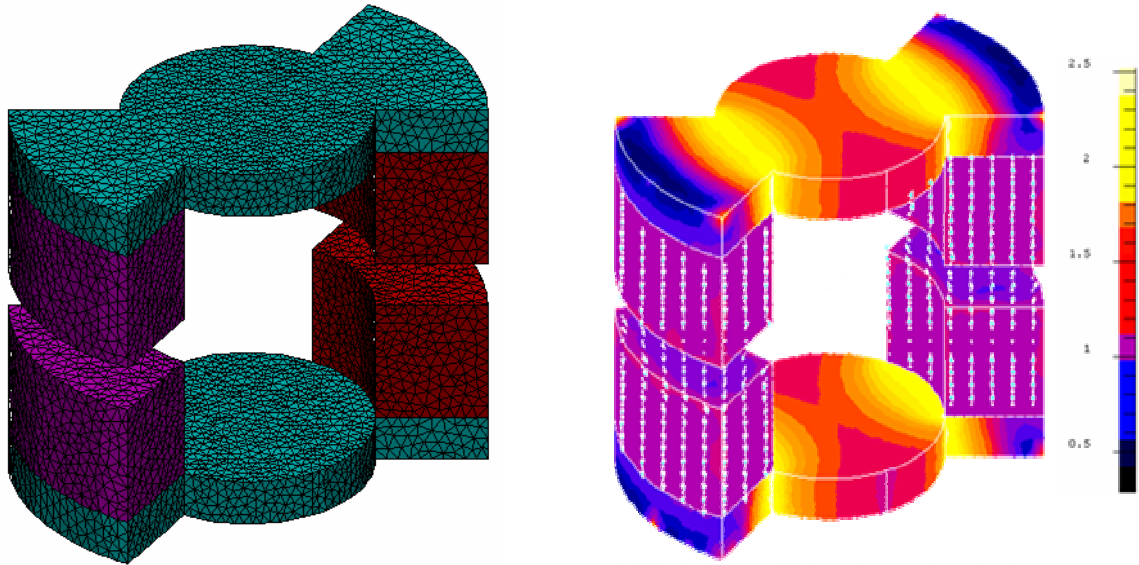
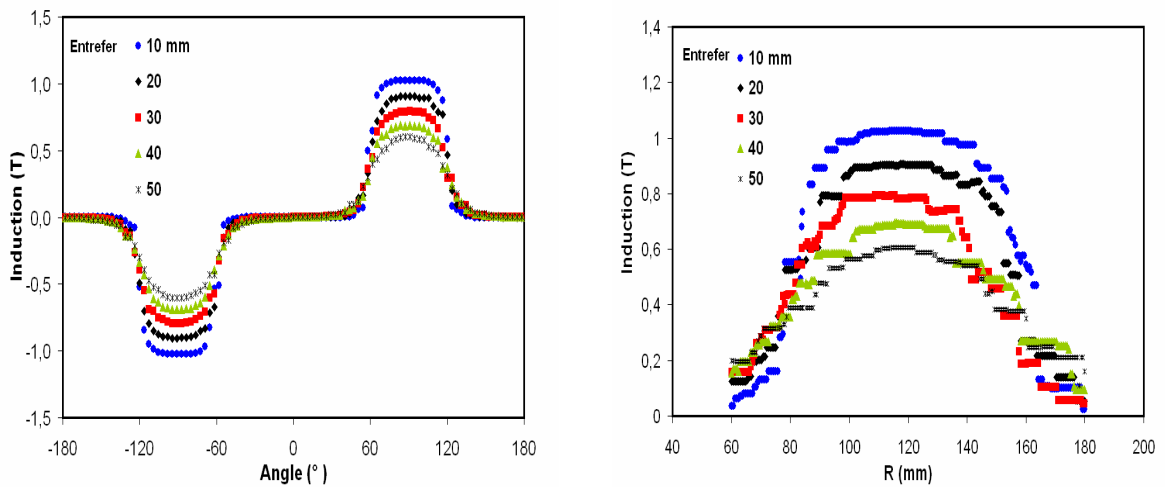


Figure 4.37 : Représentation de la géométrie maillée et du dégradé de l'induction, entrefer = 30mm
 ($R_{ext} = 150 \text{ mm}$; $R_{int} = 80 \text{ mm}$; $H_{aim} = 80 \text{ mm}$, $L_{aim} = 70 \text{ mm}$, $E_{p_{fer}} = 20 \text{ mm}$)



a) suivant la direction angulaire

b) suivant la direction radiale

Figure 4.38 : Composante B_z de l'induction magnétique
 ($R_{ext} = 150 \text{ mm}$; $R_{int} = 80 \text{ mm}$; $H_{aim} = 80 \text{ mm}$, $L_{aim} = 70 \text{ mm}$, $E_{p_{fer}} = 20 \text{ mm}$)

L'étude de l'influence de l'angle d'ouverture des aimants montre l'existence d'un angle optimal autour de 60° . Il s'agit d'un résultat de compromis qui permet de réaliser des cycles d'aimantation / désaimantation symétriques par simple rotation de la structure à vitesse constante. En effet, comme le montre la figure 4.39, un angle inférieur à 60° réduit la zone d'aimantation, alors qu'un angle supérieur l'augmente.

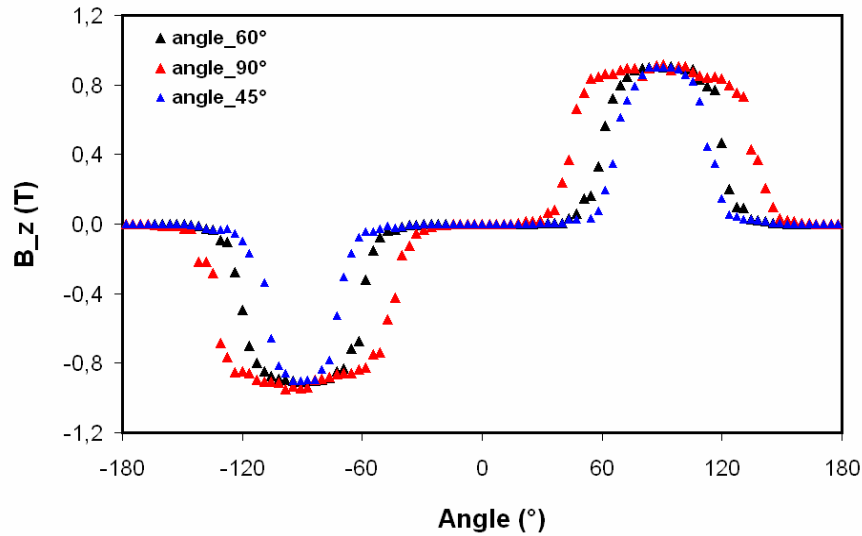


Figure 4.39 : Influence de l'angle d'ouverture des aimants sur la durée et la qualité de l'aimantation et la désaimantation

Les premiers résultats obtenus, nous ont permis de dégager quelques caractéristiques de cette structure (Tableau 4.5). Un entrefer de 30 mm, constitue un bon compromis favorisant simultanément une intensité du champ magnétique et un volume d'entrefer élevés. Comparée à la structure A, cette structure nécessite à performances magnétiques égales une masse d'aimants plus importante (Tableau 4.6). En effet, pour 22 kg d'aimants on ne dispose que de 0.8 T d'induction magnétique dans l'entrefer alors que pour la structure A on obtient une induction de 1.2 T avec 8 kg d'aimants. Cependant, la structure B offre deux zones d'entrefer avec un volume plus important que la structure A. De plus la réalisation des cycles magnétiques se fait par simple rotation des aimants. Ceci permet de maintenir le matériau actif et son système d'échange thermique fixes, assurant ainsi une bonne étanchéité de l'ensemble. Dans les deux cas de structure A et B, on peut disposer de plusieurs secteurs de matériau actif et amplifier ainsi la puissance froide du système.

Tableau 4.5 : Résultats des simulations de la structure B pour un bloc de matériau actif

Entrefer (mm)	Angle (°)	B _{max} (T)	Masse des aimants (kg)	Masse du matériau MC (kg)	ΔT _{max} (°C) sans cycle AMRR	Puissance froide (J/cycle)
10	60	1.11	22	0.66	2.28	331
20	45	0.89	16	0.99	1.86	401
//	60	0.91	22	1.32	1.89	543
//	90	0.93	32	1.98	1.92	824
30	60	0.79	22	1.98	1.89	724
40	60	0.69	22	2.64	1.52	862
50	60	0.58	22	3.33	1.19	911

Tableau 4.6 : Comparaison entre les deux structures étudiées pour un entrefer de 30 mm

Caractéristiques	Structure A	Structure B
Encombrement	Profondeur x diamètre = 5 x 30 cm	Hauteur x diamètre = 20 x 30 cm
Masse des aimants	8 kg	22 kg
Induction maximale	1.2 Tesla	0.8 Tesla
Puissance froide	320 J/cycle	720 J/cycle
Mode de fonctionnement	rotatif (matériau actif)	rotatif (aimants)

4.3.2.2 Application de l'approche analytique pour l'optimisation de la structure

Les calculs éléments finis étant très lourds à mettre en œuvre en particulier pour des géométries 3D, nous avons appliqué l'approche analytique développée précédemment afin de réaliser une étude paramétrique de la structure.

Le modèle des masses magnétiques a été utilisé, en considérant un pavé cylindrique aimanté suivant la direction OZ (Fig. 4.40), qui constitue un bloc d'aimants de la structure étudiée. La symétrie du problème impose une représentation en coordonnées cylindriques. L'aimant se réduit à deux faces chargées à σ^+ et σ^- et crée un potentiel scalaire magnétique en tout point $m(r, \theta, z)$ de la forme :

$$U_m(r, \theta, z, H_{aim}, \phi, R_{int}, R_{ext}) = \frac{J}{4\pi\mu_0} \sum_{i=1}^2 \int_0^\phi \int_{R_{int}}^{R_{ext}} \frac{(-1)^i r_0 dr_0 d\theta_0}{r_i} \quad (4.26)$$

avec

$$r_i = \sqrt{(r \cos(\theta) - r_0 \cos(\theta_0))^2 + (r \sin(\theta) - r_0 \sin(\theta_0))^2 + (z + (-1)^i \frac{H_{aim}}{2})^2} \quad (4.27)$$

D'où le champ H

$$\vec{H} = \vec{H}_r + \vec{H}_\theta + \vec{H}_z = \frac{\partial}{\partial r} U_m \vec{u}_r + \frac{\partial}{\partial \theta} U_m \vec{u}_\theta + \frac{\partial}{\partial z} U_m \vec{u}_z \quad (4.28)$$

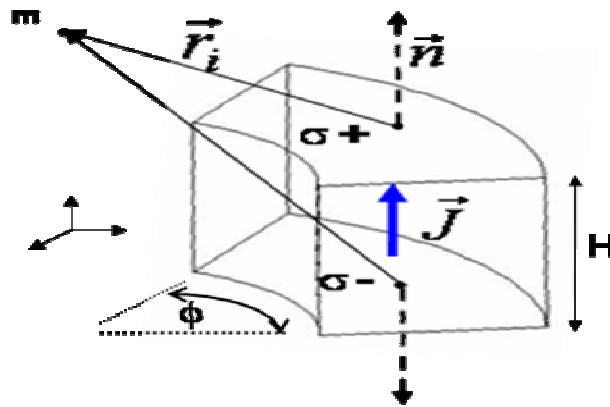


Figure 4.40 : Géométrie de l'aimant et représentation des paramètres : H_{aim} =hauteur de l'aimant, R_{int} = rayon intérieur, R_{ext} =rayon extérieur et $\sigma^+ = -\sigma^- = J$, Φ : angle d'ouverture

La structure complète est constituée d'aimants et de fer pour canaliser le flux dans l'entrefer. Ce dernier travaille hors saturation, sa perméabilité est supposée suffisamment élevée pour permettre l'utilisation du principe des images magnétiques. Dans ces conditions, le schéma équivalent de la structure est celui représenté sur la figure 4.41. Seules les premières images ont été considérées ce qui est suffisant compte tenu de la précision recherchée. La comparaison des résultats avec les calculs éléments finis, donnée dans la figure 4.42, valide cette approximation.

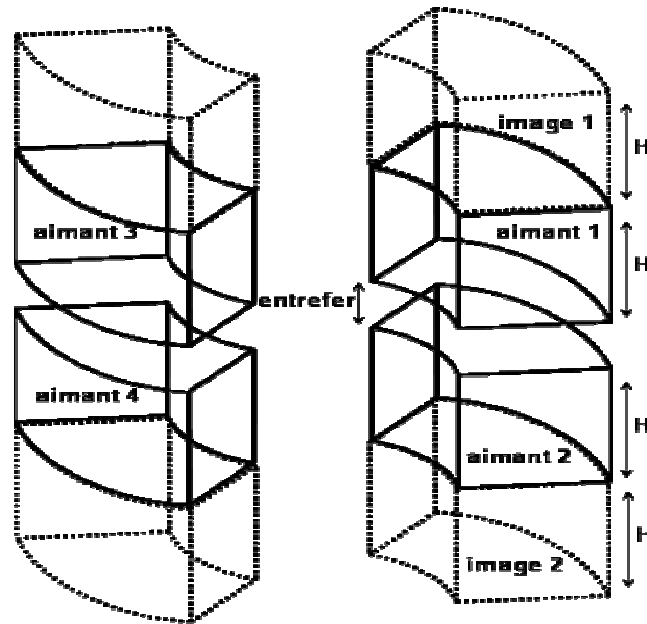


Figure 4.41 : Structure équivalente de la structure aimant + fer

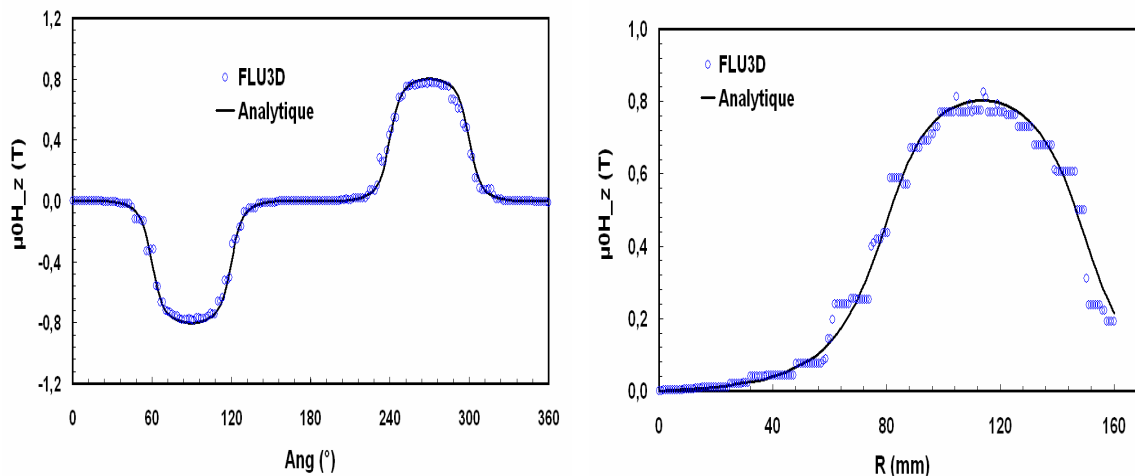


Figure 4.42 : Induction magnétique dans l'ouverture du cylindre ; comparaison des méthodes EF et analytique (Entrefer = 30 mm ; $H_{aim}=80$ mm, $R_{ext}=150$ mm ; $R_{int}=80$ mm ; angle=60°)

Le champ magnétique total crée par la structure est la somme des contributions des quatre aimants ainsi que leurs images qui sont calculées à partir de l'équation (4.18) et en utilisant les opérateurs de transformation géométrique de type translation Tr et inversion INV.

$$\vec{H}_{totale} = \sum_j \vec{H}_{aimant}^j + \vec{H}_{image}^j \quad (4.29)$$

$$\begin{aligned} \vec{H}_{aimant}^1 &= Tr\left(\frac{H_{aim} + entrefer}{2}\right) * \vec{H} & \vec{H}_{image}^1 &= Tr(H_{aim}) * \vec{H}_{aimant}^1 \\ \vec{H}_{aimant}^2 &= Tr\left(-\frac{H_{aim} + entrefer}{2}\right) * \vec{H} & \vec{H}_{image}^2 &= Tr(-H_{aim}) * \vec{H}_{aimant}^2 \\ \vec{H}_{aimant}^3 &= INV(0) * \vec{H}_{aimant}^2 & \vec{H}_{image}^3 &= Tr(H_{aim}) * \vec{H}_{aimant}^3 \\ \vec{H}_{aimant}^4 &= INV(0) * \vec{H}_{aimant}^1 & \vec{H}_{image}^4 &= Tr(-H_{aim}) * \vec{H}_{aimant}^4 \end{aligned} \quad (4.30)$$

En utilisant cette approche, nous avons essayé d'optimiser la structure en faisant varier successivement ses paramètres géométriques. La figure 4.43 donne l'influence de la hauteur des aimants. Le résultat est logique, puisque l'intensité de la source (aimant) dépend de ce paramètre. On remarque que pour une hauteur d'aimant supérieure à 60 mm, l'augmentation de champ devient très faible, la limite atteinte pour un entrefer de 30 mm étant de 0.84 Tesla.

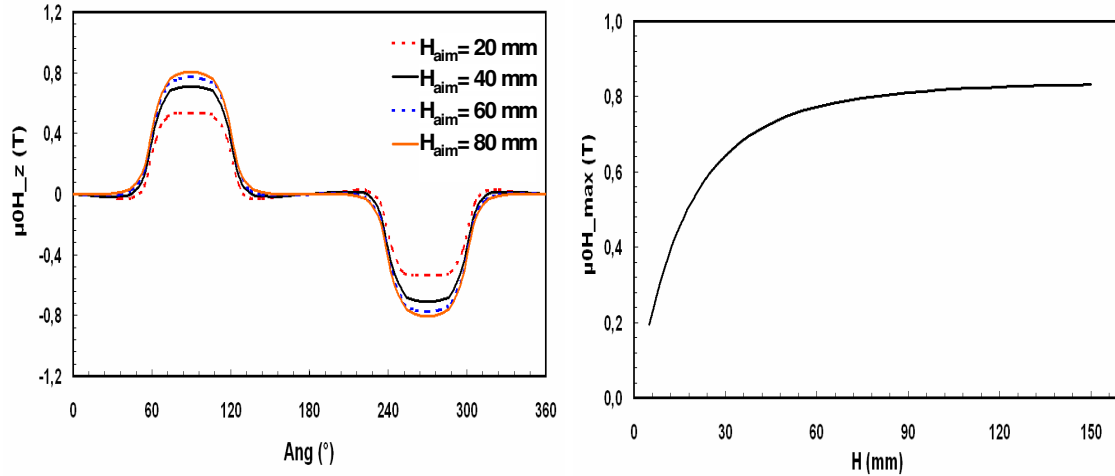


Figure 4.43 : Variation du champ dans l'entrefer en fonction de la hauteur des aimants H_{aim} (entrefer = 30mm ; $R_{ext} = 150$ mm ; $R_{int} = 80$ mm ; angle d'ouverture $\phi = 60^\circ$)

En fixant $H_{aim} = 80$ mm, nous avons étudié l'influence de la largeur des aimants $L = R_{ext} - R_{int}$. Cette largeur a été modifiée en fixant R_{ext} à 150 mm et en faisant varier R_{int} . La figure 4.44 montre l'influence de ce paramètre. On constate une augmentation simultanée de la largeur de la zone de

champ utile et de l'amplitude de ce dernier. L'évolution du champ maximal a une allure différente que celle enregistrée pour l'influence de la hauteur des aimants. Une largeur de 70 mm nous a semblé un bon compromis entre un champ élevé et un volume d'aimants raisonnable.

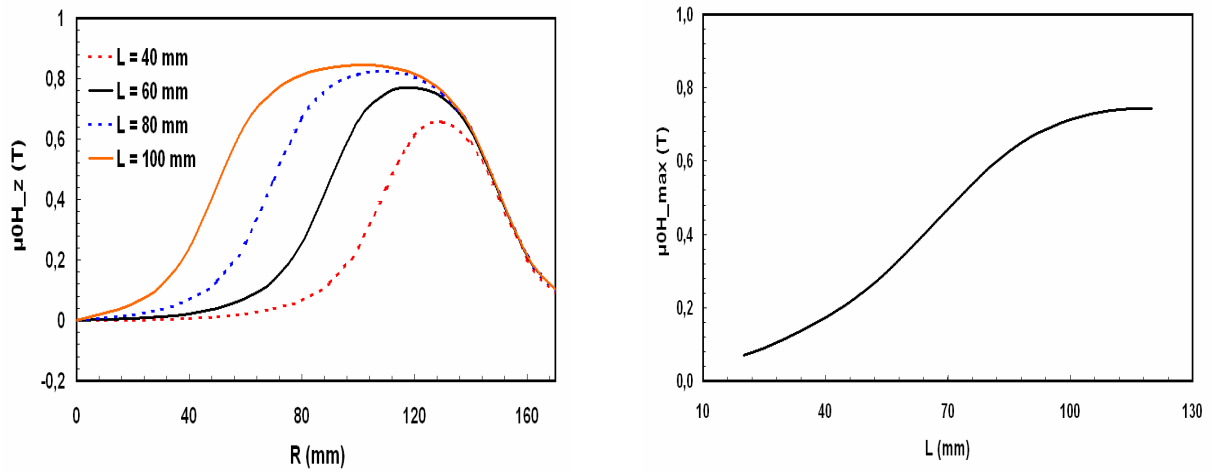


Figure 4.44 : Champ H_z dans l'entrefer et influence de la largeur des aimant L ($ent = 30$ mm, $R_{ext} = 150$ mm ; $H_{aim} = 80$ mm)

On peut aussi optimiser la position des aimants dans la structure, L et H_{aim} étant fixés. Il suffit de modifier R_{int} (ou R_{ext}). La figure 4.45 montre l'influence de ce paramètre, il existe une valeur limite au delà de laquelle son influence est négligeable.

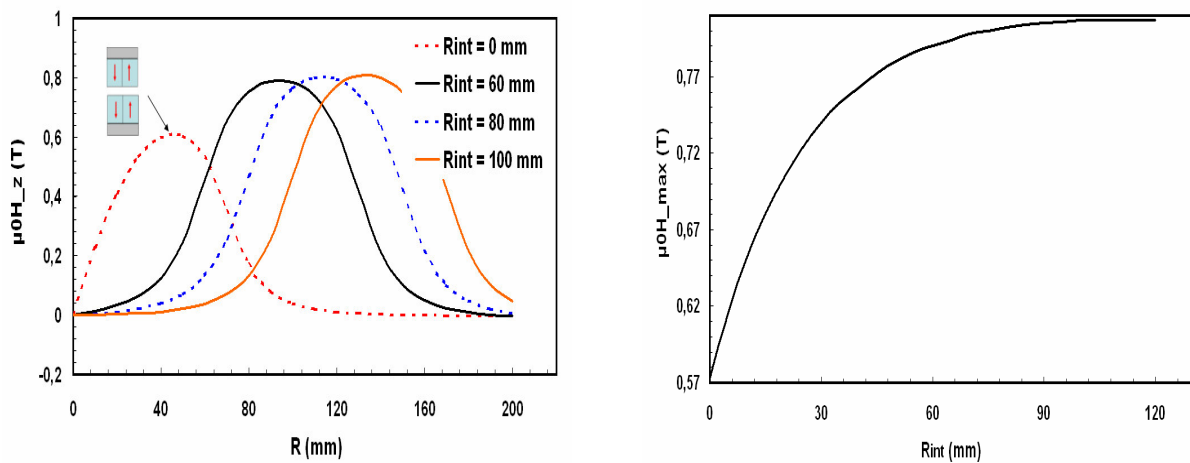


Figure 4.45 Champ H_z dans l'entrefer et influence de la position des aimants ($ent = 30$ mm ; $H_{aim} = 80$ mm)

Enfin, la structure peut être optimisée de manière plus globale. Connaissant les contraintes d'encombrement, le volume du matériau actif et les caractéristiques du cycle magnétique, quelle est la masse minimale d'aimants permettant d'atteindre dans l'entrefer le champ magnétique le plus élevé ? Répondre à cette question revient à résoudre par exemple le système d'équations (4.31). La figure 4.46 donne la caractéristique champ magnétique en fonction de la masse des aimants. Dans ce cas un

champ magnétique maximal de 0.8 T peut être obtenu avec une masse d'aimant de 20 kg. Ce résultat correspond à $R_{ext} = 150$ mm, $R_{int} = 80$ mm, $H = 80$ mm, $\theta = 60^\circ$ et $ent = 30$ mm.

$$\left\{ \begin{array}{l} 10 \leq R_{int} \leq 80 \\ 85 \leq R_{ext} \leq 160 \\ \theta = 60^\circ, \text{ ent} = 30 \\ 20 \leq H \leq 120 \\ M_{aimants} = \pi \frac{\theta}{2} (R_{ext}^2 - R_{int}^2) H \cdot \rho_{aimant} \\ M_{aimants}(R_{int}, R_{ext}, H, \theta) = \text{minimum} \\ H_z \left(\frac{R_{int} + R_{ext}}{2}, 0, 0, R_{int}, R_{int}, H, \text{ent}, \theta \right) = \text{maximum} \end{array} \right. \quad (4-31)$$

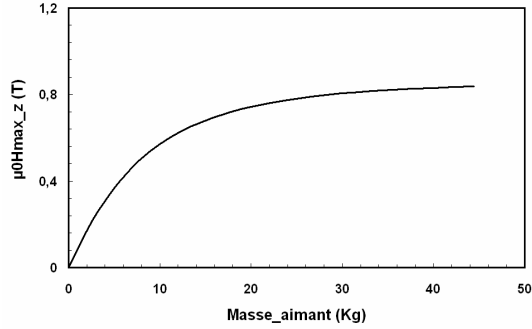


Figure 4.46 : Champ H_z dans l'entrefer en fonction de la masse des aimants

4.3.2.3 application de l'approche analytique pour le calcul et l'optimisation du couple magnétique.

Pour évaluer les interactions entre le matériau magnétocalorique et la source de champ, nous supposons que la structure comporte un seul bloc actif comme représenté dans la figure 4.47. Une démarche identique à celle présentée dans 4.2.2.3 b1 (système linéaire) est considérée mais en se plaçant en coordonnées cylindriques. Les forces tangentielles et radiales sont alors données par les équations 4.32 et 4.33.

$$F_\theta(\theta, T_C, T_F) = \int_{-\frac{ep}{2}}^{\frac{ep}{2}} \int_{R_{int_p}}^{R_{ext_p}} \int_0^{\theta_p} M(f_1(r, \theta), f_2(\theta_p, T_C, T_F)) \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial f_1(r, \theta)}{\partial \theta} \cdot r_p d\theta_p \cdot dr_p \cdot dz_p \quad (4.32)$$

$$F_r(\theta, T_C, T_F) = \int_{-\frac{ep}{2}}^{\frac{ep}{2}} \int_{R_{int_p}}^{R_{ext_p}} \int_0^{\theta_p} M(f_1(r, \theta), f_2(\theta_p, T_C, T_F)) \cdot \frac{\partial f_1(r, \theta)}{\partial r} \cdot r_p d\theta_p \cdot dr_p \cdot dz_p \quad (4.33)$$

avec :

- $H = f_1(r, \theta)$: fonction qui définit le champ en tout point de l'espace
- $T = f_2(\theta_p, T_C, T_F)$: fonction qui définit le profil de température dans le matériau et qui ne dépend que de θ_p (et T_C et T_F)
- $M(H, T)$: aimantation du matériau
- T_F, T_C : températures des 2 extrémités du matériau, sources chaude et froide
- $e_p, \theta_p, R_{ext_p}, R_{int_p}$: dimensions du régénérateur

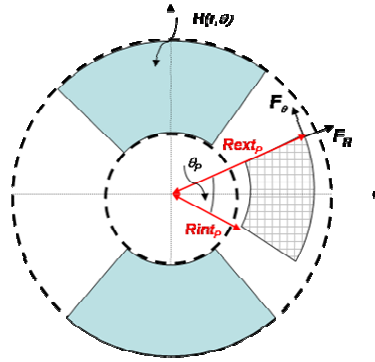


Figure 4.47 : Structure rotative B et représentation des forces exercées sur le régénérateur

On peut démontrer facilement que seules les forces tangentielles génèrent un couple Γ , il est donné par l'équation suivante :

$$\Gamma(\phi, T_C, T_F) = \vec{R} \wedge \vec{F}_T \quad (4.34)$$

Le couple est déterminé pour chaque position du matériau, représentée par l'angle θ . Le calcul est réalisé pour deux états thermiques du matériau (295 K et 297K) dans le cas d'un cycle direct et pour un profil linéaire de température ($T_F = 290$ K $T_C = 300$ K) dans le cas d'un cycle à régénération AMRR. Les courbes de la figure 4.48 montrent les résultats obtenus.

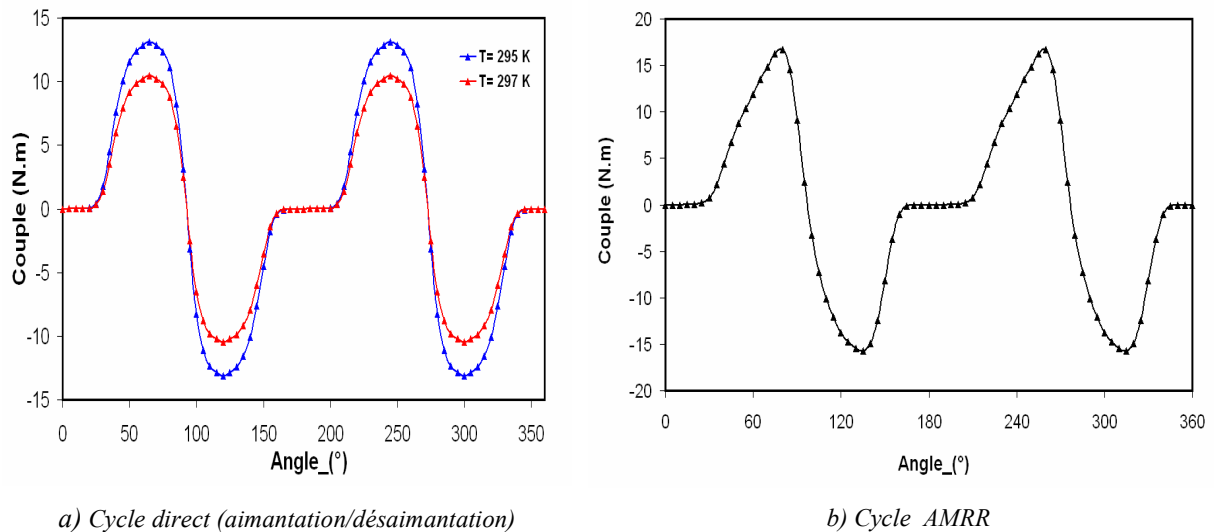


Figure 4.48 : Couple en fonction de la position angulaire

Le maximum du couple est estimé à 15 N.m, ce qui n'est pas négligeable. Cependant, une disposition de plusieurs secteurs de matériau permet de le réduire. Pour la structure à aimants étudiée, une configuration à trois ou six secteurs repartis suivant un pas angulaire de 60° permet de réduire le couple magnétique à 2 N.m (Fig. 4.49). On peut minimiser ce couple en superposant trois systèmes

décalés d'un angle de 60° . Dans tous les cas, la solution finale doit impérativement tenir compte de la gestion du cycle AMRR.

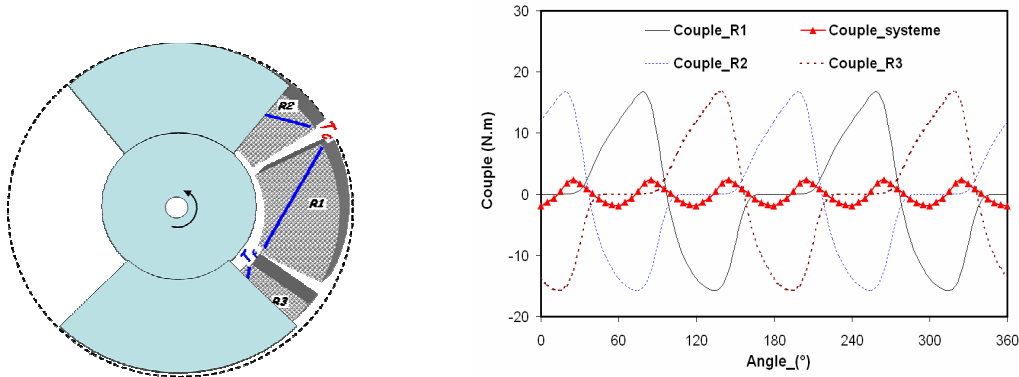


Figure 4.49 : Couple magnétique en fonction de la position angulaire pour les trois régénérateurs R1, R2 et R3 positionnés respectivement à 0 , 60 et -60°

4.3.3 Structure C (à concentration de flux)

Les faibles performances de la structure B en terme d'intensité de champ magnétique nous a poussé à réfléchir à des structures à concentration de flux. La structure C en pavés représentée dans la figure 4.50 est le résultat d'un compromis entre l'aspect rotatif (structure ouverte) et la configuration Halbach (champ élevé). Deux cas de figures se présentent, à savoir, les deux parties sont magnétiquement indépendantes (a ou b) et magnétiquement dépendantes (a), mais grâce à la symétrie physique du circuit magnétique on peut démontrer facilement que les résultats seront les mêmes.

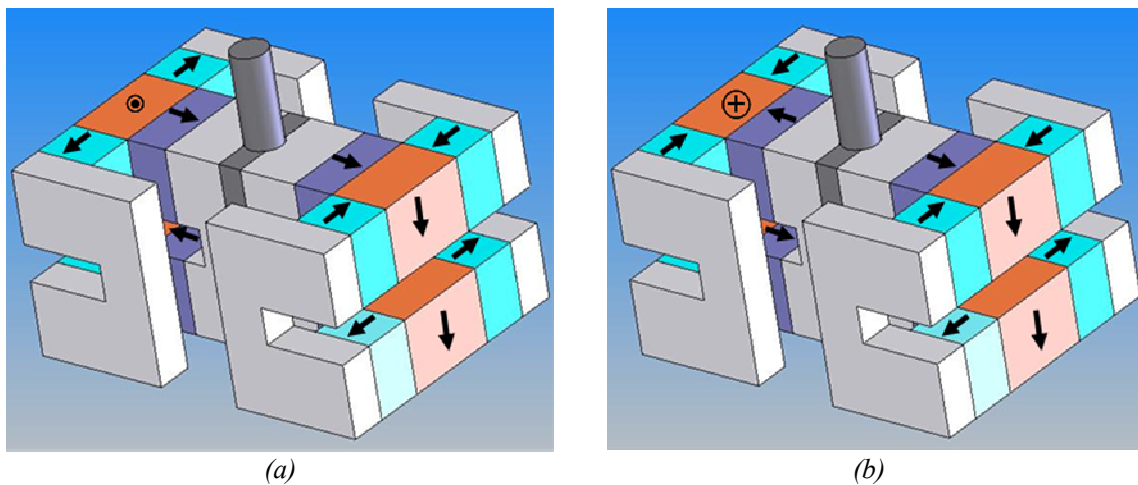


Figure 4.50 : Géométrie de la structure C en pavés

4.3.3.1 Modélisation par élément finis de la structure (FLUX3D)

La symétrie géométrique du problème permet de réduire l'étude à la moitié de la structure. Afin de fixer les ordres de grandeurs en terme de champ maximal dans l'entrefer, nous avons effectué une modélisation par éléments finis. Dans un premier temps, le choix des paramètres géométriques sera arbitraire, un exemple de résultat de modélisation est montré dans les figures 4.51 et 4.52. Les résultats

obtenus confirment le gain en champ, puisqu'on dépasse la barre de 0.8 T même avec un jeu de paramètres non optimisés.

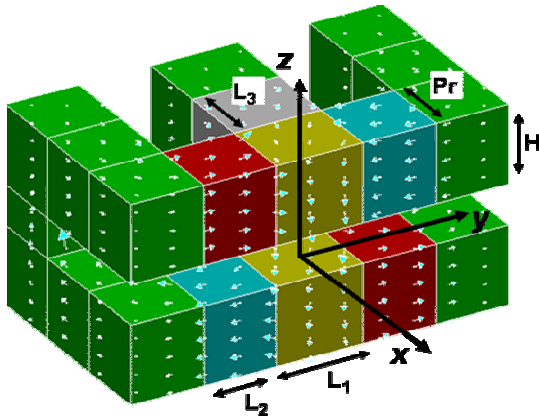


Figure 4.51 : Géométrie de la structure en pavé
 $L_1 = 60$ mm, $L_2 = 50$ mm, $L_3 = 50$ mm, $H = 60$ mm,
 $Pr = 50$ mm et ent = 30 mm.
 Aimants en NdFeB ($J_r = 1.2$ T). Culasse en XC38

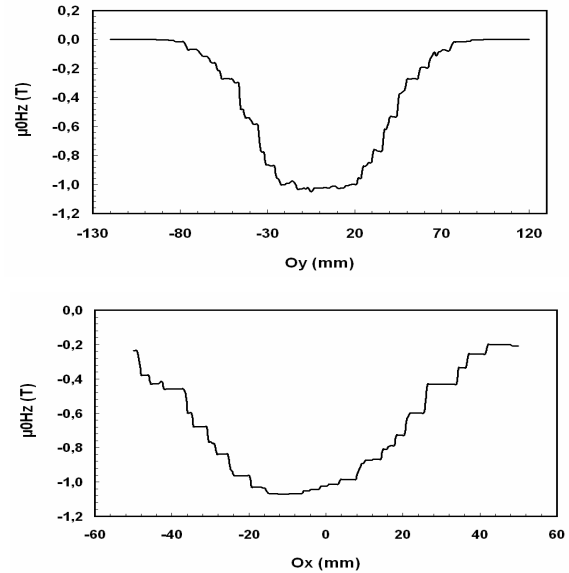


Figure 4.52 : Répartition du champ au centre de l'entrefer le long des axes OX et OY

4.3.3.2 Application de l'approche analytique pour l'optimisation de la structure

La cartographie du champ dépend de sept paramètres géométriques et physiques. Afin d'optimiser la structure, nous avons utilisé la même démarche que pour le problème précédent. D'abord nous avons élaboré un modèle analytique de calcul de champ magnétique, ensuite une étude paramétrique des performances de la structure a été réalisée. Le champ en tout point de l'entrefer est donné par la superposition des contributions de chaque pavé d'aimant parallélépipédique, elles mêmes directement déduites de la superposition de la contribution des aimants et de leurs images (équations : 4.18 et 4.22). La figure 4.53 montre que la répartition du champ dans l'entrefer obtenue par cette méthode est identique à celle obtenue par éléments finis. Ce qui valide encore cette approche.

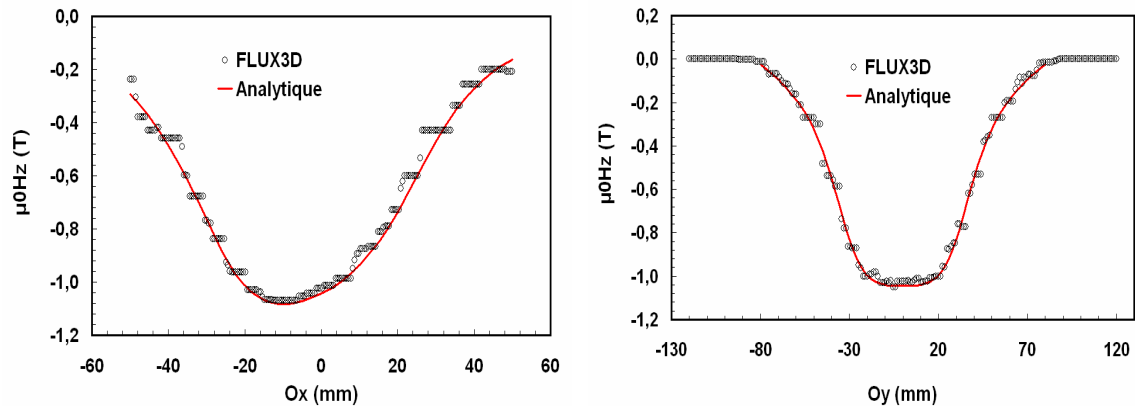


Figure 4.53 : Répartition du champ au centre de l'entrefer le long des axes OX et OY ; comparaison méthodes EF et analytique

La même démarche que précédemment a été effectuée pour étudier l'influence des paramètres géométriques. On fixe d'abord le premier critère (volume utile) par des considérations liées au cycle magnétique. Ensuite, on fait varier les dimensions des aimants, les solutions retenues étant fixées par le maximum du champ magnétique. Enfin on procède par élimination suivant le critère de minimisation de la masse des aimants.

Le volume utile dépend directement de la longueur L_1 de l'aimant central. Avant de fixer ce paramètre, nous allons d'abord étudier son influence sur l'intensité du champ maximal en gardant les mêmes dimensions des aimants 2 et 3. Les courbes des figures 4.54 et 4.55 montrent la cartographie du champ dans l'entrefer ainsi que l'évolution du champ maximal en fonction de L_1 . Ainsi l'augmentation de L_1 permet d'augmenter le volume utile d'exploitation mais diminue légèrement le champ au centre de l'entrefer. Une longueur de 80 mm semble un bon compromis pour assurer un champ suffisamment élevé et homogène.

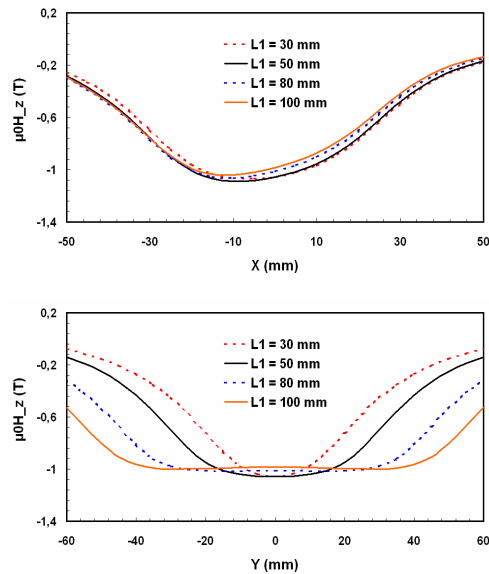


Figure 4.54 : Champs H_z dans l'entrefer suivant les axes OY et OZ pour différents L_1

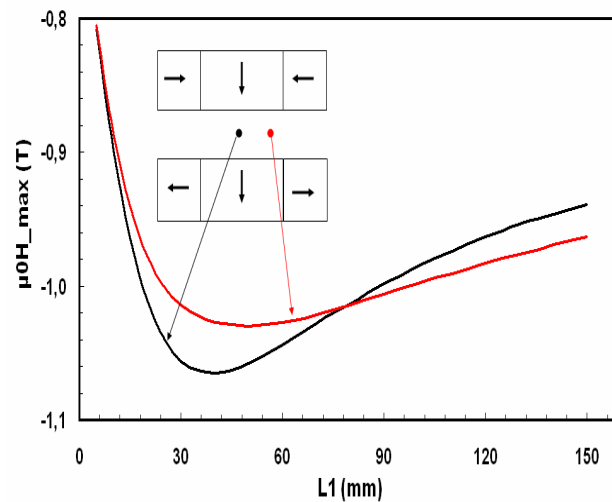


Figure 4.55 : Champ $H_{z, max}$ en fonction de la longueur L_1

L'ajout des aimants latéraux permet de renforcer le flux dans l'entrefer. Par contre, compte tenu de leur nombre (8 au total), ces aimants contribuent fortement à la masse du système. L'étude de l'influence de leur longueur L_2 montre qu'une valeur de 40 mm est le bon compromis (Fig. 4.56). Les mêmes tendances sont observées en introduisant les aimants 3 et une longueur $L_3 = 40$ mm a été choisie.

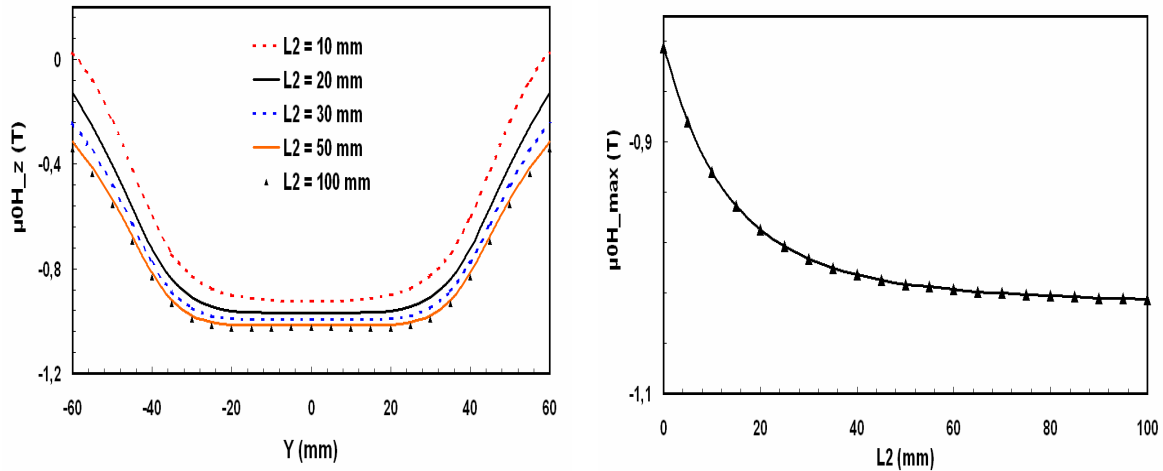


Figure 4.56 : Champs H_z dans l'entrefer suivant les axes OY et OX pour différents L_2

L'étude de l'influence des différents paramètres aurait pu être exprimée en terme de masse d'aimants. A titre d'exemple, la figure 4.57 donne l'évolution maximale du champ magnétique dans l'entrefer en fonction de la masse des aimants lorsqu'on fait varier leur hauteur. Elle la donne également pour la structure B et le cylindre d'Halbach qui reste la structure ouverte optimale. Cette comparaison est faite en considérant le même entrefer et le même volume de matériau actif. Elle montre, tout d'abord, que la structure C permet d'atteindre des inductions supérieures à l'induction rémanente de l'aimant. D'autre part on peut constater que le choix entre les configurations B et C dépend du niveau d'induction recherché. Pour des niveaux d'induction faibles (<0.8 T) la structure B est plus favorable que la structure C car les fuites y sont plus faibles. Par contre à hautes inductions, la concentration de flux induite par les aimants additionnels devient effective et la structure C devient plus intéressante. L'apport de la structure C est encore plus prononcé quand on considère la valeur moyenne de l'induction qui est une grandeur plus représentative. Ceci s'explique par une meilleure homogénéité du champ magnétique.

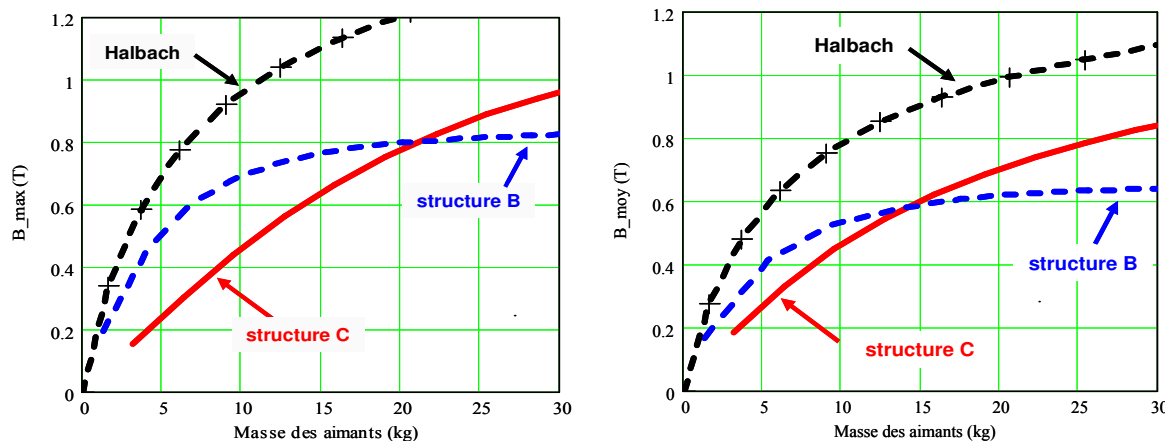


Figure 4.57 : Evolution de l'induction maximale (gauche) et moyenne (droite) dans l'entrefer en fonction de la masse des aimants, comparaison entre les structures B, C et Halbach à volume d'entrefer égal ($R_{int} = 30$ mm, $L = 84$ mm, R_{ext} variable)

4.3.3.3 Quelques considérations pour la réalisation pratique

Pour la réalisation pratique du système, on peut envisager deux géométries de performances sensiblement identiques. La première, représentée sur la figure 4.58, est issue directement de l'optimisation de la structure proposée. La deuxième (Fig. 4. 59) est une structure cylindrique dévirée qui est plus compacte et plus adaptée à un système rotatif. Cette dernière nécessite de résoudre les problèmes pratiques d'usinage des aimants disponibles en blocs parallélépipédiques et de réalisation des secteurs actifs (Gadolinium en plaques et non en poudre).

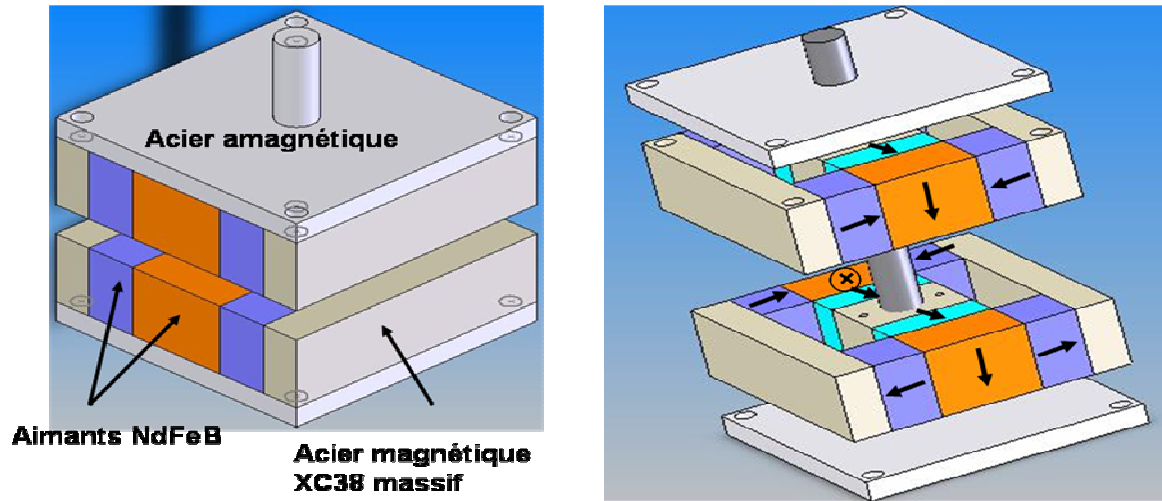


Figure 4.58 : Géométrie de la structure en C de type aimants parallélépipédiques

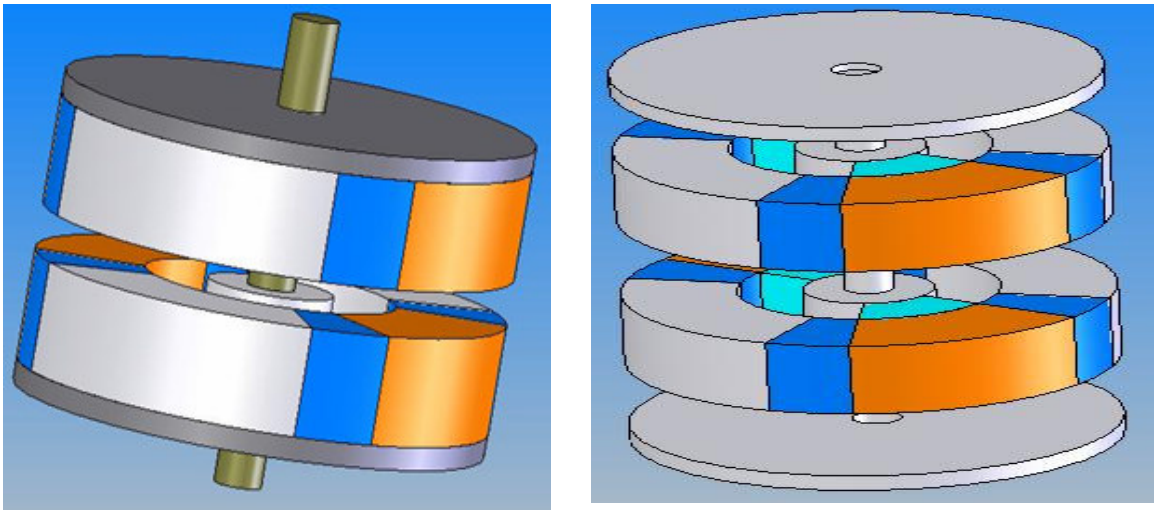


Figure 4.59 : Géométrie de la structure en C dévirée, de type cylindrique

4.4 Conclusion

La source du champ magnétique constitue une des composantes essentielles de la réfrigération magnétique. Dans ce chapitre, nous avons évoqué les différents critères de choix d'une structure de source de champ en fonction des applications. Nous nous sommes focalisés sur les structures rotatives, ces dernières étant plus intéressantes pour notre application. Elles nous permettent, en effet, de réaliser des systèmes continus, silencieux et d'assurer un contrôle précis de la fréquence du cycle par simple variation de vitesse de rotation. La démarche de pré-dimensionnement développée est basée sur des calculs analytiques de champ magnétique et de force d'interaction entre la source de champ et le matériau actif. Elle tient compte des propriétés magnétiques et magnétocaloriques du matériau actif, de la source de champ magnétique et de la nature du cycle thermique qui peut être direct ou AMRR (Fig. 4.60). La méthodologie est validée sur différentes structures (Halbach simple, Halbach double et structure mixte (aimant+fer doux)). Les résultats obtenus sont très satisfaisants.

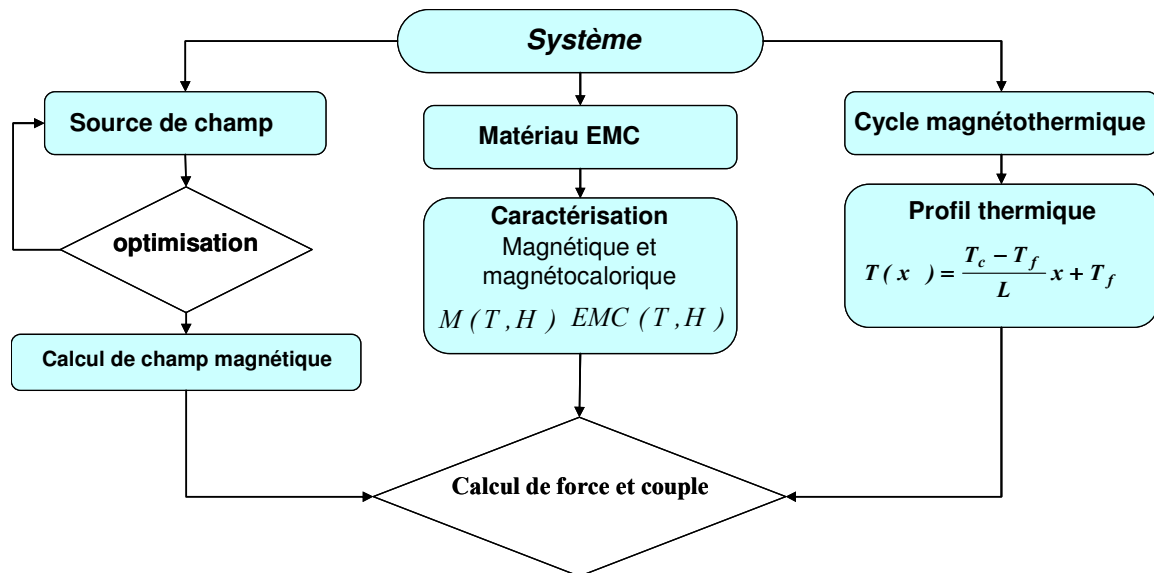


Figure 4.60 : Dimensionnement de la source de champ et de ses interactions avec le bloc réfrigérant

Suivant les critères de dimensionnement, deux structures originales de sources de champ à base d'aimants ont été proposées et comparées à l'existant. La première structure est simple mais présente de faibles performances en terme d'intensité de champ magnétique. Ceci nous a poussé à explorer une nouvelle structure à concentration de flux plus performante. Elle permet de travailler avec des inductions plus élevées mais reste cependant de mise en œuvre plus complexe. La structure optimisée

permet d'atteindre des inductions maximales de 1.1 T dans un entrefer de 30 mm, la masse totale des aimants est de 22 kg et la masse du matériau magnéto-calorique est de 1.5 kg. Ceci correspond à une puissance froide intrinsèque par cycle de 800 J et un ΔT_{ad} de 2.2 °C

Dans le cadre de ce travail, et pour disposer rapidement d'un prototype, aucune des deux structures B et C n'a été retenue et nous nous sommes orientés vers une solution encore moins performante en termes de source de champ. Toute fois cette nouvelle structure offre la même puissance froide intrinsèque que la structure C, les faibles niveaux de champ magnétique atteints étant compensés par une masse de matériau magnéto-calorique plus importante. Cette nouvelle structure également rotative sera plus proche d'une structure de machine à aimants. Elle sera détaillée dans le chapitre suivant et fera l'objet d'un dimensionnement global incluant la source de champ, le cycle AMRR et le calcul prédictif des performances finales escomptées par la réfrigération magnétique.

Chapitre 5

**Vers un prototype de réfrigération
magnétique rotatif**

5.1	Choix de la structure et principe de fonctionnement	159
5.1.1	Source de champ et bloc actif de matériau	159
5.1.2	Circuit hydraulique et échanges	160
5.2	Dimensionnement magnétique du système	162
5.2.1	Le matériau actif.....	162
5.2.2	L'aimant	163
5.2.3	La culasse	168
5.3	Echanges thermiques et prédiction des performances du système	173
5.3.1	Modélisation du cycle thermique	173
5.3.2	Choix des paramètres du cycle et prédiction des performances du prototype	176
5.4	Conclusion	178

Dans le premier chapitre nous avons présenté un état de l'art sur la réfrigération magnétique. L'objectif des systèmes réalisés à ce jour est principalement de démontrer la faisabilité du principe et de valider des approches théoriques développées. L'objectif de notre système peut s'inscrire dans la même optique. Ainsi donc, nous ne cherchons pas aujourd'hui la performance mais plutôt à réaliser un système complet totalement opérationnel et qui permettra de mettre en évidence et de résoudre tous les problèmes scientifiques et techniques et de confronter nos modèles à la réalité.

Pour pouvoir disposer d'un premier prototype, nous nous sommes orientés vers une structure cylindrique beaucoup plus simple que les structures C et B en termes de réalisation pratique de la source de champ et de la mise en place des circuits hydrauliques pour le cycle AMRR.

Comparée à la structure C, elle permet de créer un champ magnétique utile environ 20% plus faible. Mais en utilisant trois fois plus de gadolinium, on devrait obtenir, dans un volume équivalent, voir plus petit, une puissance intrinsèque équivalente avec une masse mobile d'aimants environ quatre fois plus faible.

5.1 Choix de la structure et principe de fonctionnement

5.1.1 La source de champ et le bloc actif

Cette nouvelle structure est assez proche de la structure d'une machine tournante : le rotor est constitué d'un aimant et le stator comporte à la fois les blocs actifs et une culasse en acier XC38 permettant la fermeture du flux (Fig.5.1).

Afin de multiplier la puissance froide, on a intérêt à utiliser plusieurs régénérateurs. La symétrie de la structure de source de champ proposée permet d'utiliser au moins quatre régénérateurs. Nous retiendrons ce chiffre pour simplifier la gestion des échanges thermiques durant les cycles AMRR, sachant qu'un nombre de six est plus favorable pour la réduction du couple. Les dimensions d'un régénérateur sont calculées en fonction du volume de l'entrefer utile en assurant un état d'aimantation et de désaimantation le plus uniforme possible sur tout le matériau.

L'aimantation et la désaimantation sont réalisées par la simple rotation de l'aimant, les blocs (R_1 , R_2) et les blocs (R_3 , R_4) fonctionnant en opposition. Comme dans le démonstrateur, ces blocs actifs seront constitués d'un empilement de plaques de Gd de 1 mm d'épaisseur.

L'entraînement peut être envisagé soit en régime séquentiel en faisant varier la vitesse de l'aimant au cours du temps, soit en régime continu en imposant une vitesse constante. Ceci n'est pas sans conséquences sur la gestion du cycle thermique. En effet, dans le premier cas qui est similaire au démonstrateur, les phases aimantation, désaimantation et circulation du fluide sont totalement dissociées (cycle AMRR idéal). Par contre dans le second, il est nécessaire d'anticiper la circulation du fluide sans attendre l'aimantation et la désaimantation complètes des blocs actifs. Ce type de fonctionnement a été choisi pour notre prototype dans l'optique d'une application automobile.

L'entraînement peut se faire directement par le moteur thermique du véhicule (cas actuel du compresseur) ou par un moteur spécifique.

La culasse de fermeture comporte des pôles pour assurer une meilleure concentration de flux dans les zones des blocs actifs.

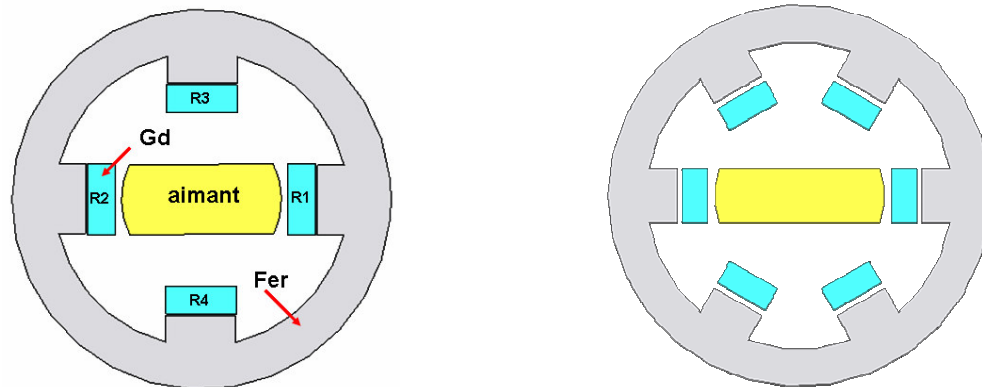


Figure 5.1 : Représentation de la structure retenue pour le prototype avec 4 ou 6 blocs de réfrigérants

5.1.2 Le circuit hydraulique

La figure 5.2 présente le circuit hydraulique du système complet. R_1 , R_2 , R_3 et R_4 sont les régénérateurs reliés deux par deux en parallèle et en série : ($R_1 // R_2$) en série avec ($R_3 // R_4$). T_C et T_F sont les températures de l'échangeur chaud et de l'échangeur froid respectivement qui sont situés dans la boucle principale et la boucle secondaire du circuit. Le débit du fluide (eau) est assuré par une seule pompe unidirectionnelle et les transitions de sens d'écoulement du fluide sont gérées par un jeu d'électrovannes.

Le cycle complet se compose de trois phases suivantes :

- **Phase 1 (Fig. 5.3 a) :** aimantation des régénérateurs R_1 et R_2 et désaimantation des régénérateurs R_3 et R_4 . Le fluide décrit la boucle principale dans le sens (1) vers (2).
- **Phase 2 (Fig. 5.3 b) :** désaimantation partielle des régénérateurs. C'est une phase intermédiaire de transition dans laquelle le débit est nul dans la boucle principale. La pompe assure le passage de fluide dans la boucle secondaire et permet ainsi d'accélérer l'évacuation de la chaleur dans l'échangeur chaud.
- **Phase 3 (Fig. 5.3 c) :** aimantation des régénérateurs R_3 et R_4 et désaimantation des régénérateurs R_1 et R_2 . Le fluide décrit alors la boucle principale dans le sens inverse (2) vers (1).

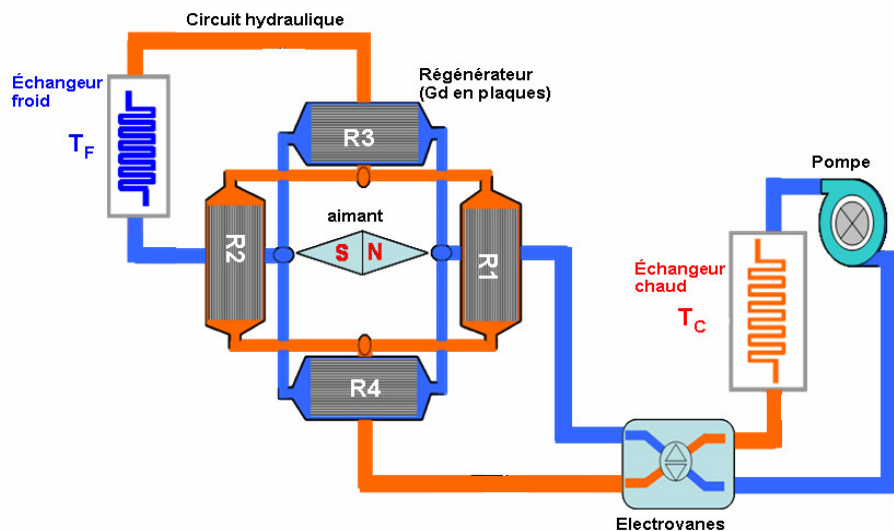


Figure 5.2 : Description du circuit hydraulique

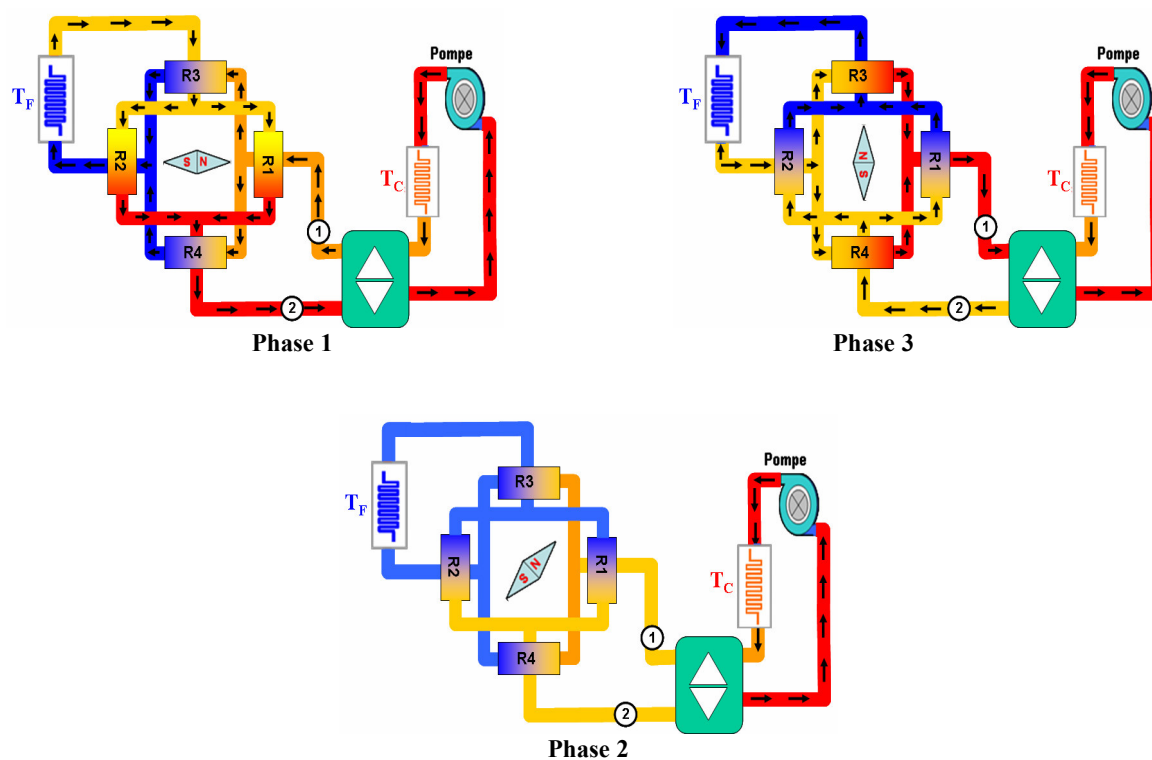


Figure 5.3 : Principe de fonctionnement du circuit hydraulique, le dégradé de couleur traduit le gradient de température dans les régénérateurs

5.2 Dimensionnement magnétique du système

Le dimensionnement de la source de champ magnétique a été effectué en considérant les contraintes suivantes :

- un champ magnétique moyen de l'ordre 0.7 T dans un entrefer minimal de 25 mm.
- un encombrement maximal de 250 mm de diamètre et de 200 mm de profondeur.

5.2.1 Matériau actif

Le matériau actif (Gadolinium) provenant de chez MREL : (Metall Rare Earth Limited, société chinoise spécialisée dans les matériaux terres rares) est en forme de feuilles de dimensions 150*50*1 mm. On note une très bonne qualité des plaques en terme de planéité avec des propriétés magnétocaloriques identiques voir meilleures que la même nuance de chez « Goodfellow » utilisés dans le démonstrateur.

Pour avoir une meilleure pénétration du champ dans les plaques de Gd (Fig. 5.4) et une meilleure canalisation de flux magnétique (Fig. 5.5), il est favorable de disposer ces plaques parallèlement au champ magnétique et dans le sens du minimum de champ démagnétisant.

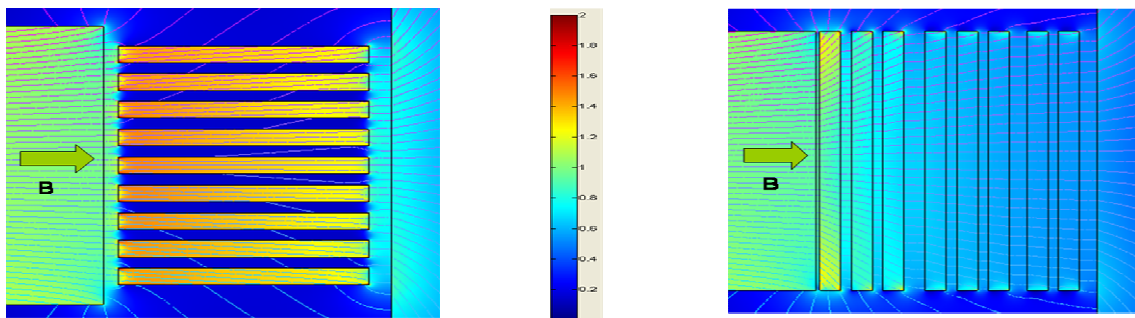


Figure 5.4 : Influence de l'emplacement des plaques sur la pénétration du champ dans les plaques de Gd

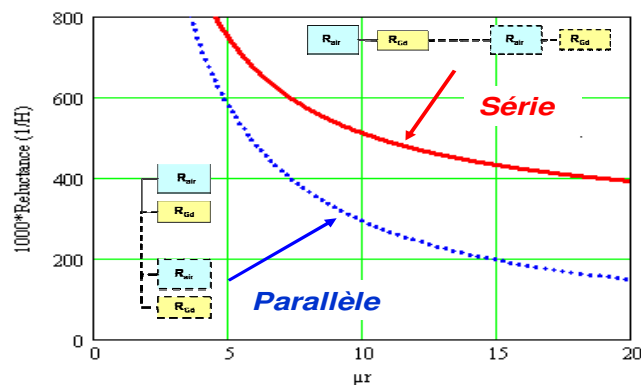


Figure 5.5 : Influence de l'emplacement des plaques et de leur perméabilité sur la canalisation du flux magnétique. Le calcul de la réluctance associée au mode d'orientation du matériau actif est donné pour un volume d'entrefer de 25*150*50mm ; épaisseur des plaques de Gd de 1mm ; épaisseur du fluide 0.12mm

Pour éviter toute perte de matière et réduire le nombre d'opérations de découpe des plaques brutes, nous avons choisi des blocs parallélépipédiques. Chaque bloc est constitué d'un empilement de plaques espacées d'environ 0.1mm pour le passage du fluide.

Si on veut atteindre des inductions magnétiques moyennes de l'ordre de 0.7 T, il faut prévoir des entrefers inférieurs à 25 mm. Si on choisit une découpe par fil électroérosion, les tôles de Gd brutes peuvent être découpées en longueur pour obtenir des blocs de largeur 16.5 mm. Ces blocs seront logés dans des fourreaux en plastique d'épaisseur suffisante afin d'assurer une étanchéité et un bon maintien des plaques dans les cas les plus critiques magnétiquement.

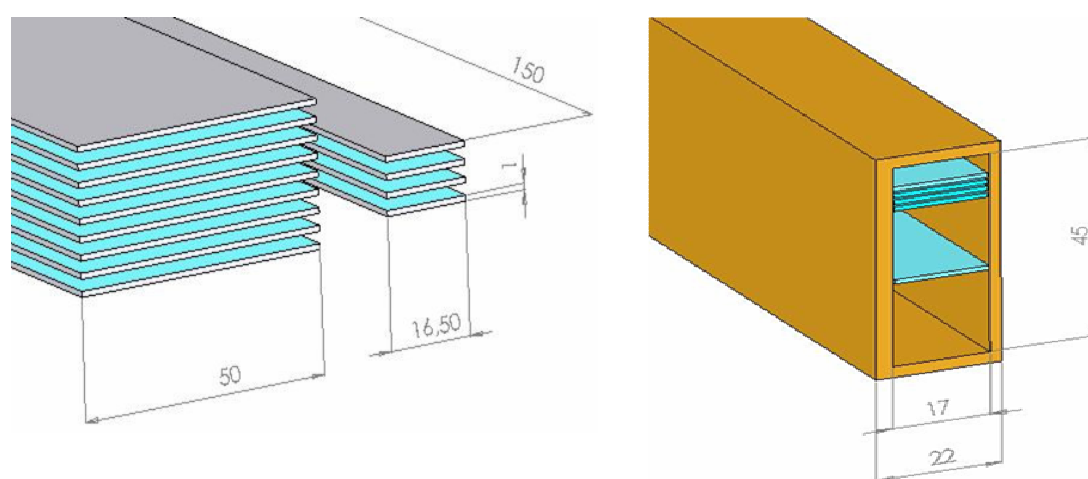


Figure 5.6 : Représentation des dimensions des tôles de Gd et du fourreau

5.2.2 L'aimant

Pour disposer d'un maximum d'induction dans l'entrefer, on a intérêt à choisir des aimants à rémanence élevée. La coercitivité et l'influence de température sont moins critiques pour notre application en particulier dans le cas de la structure choisie. En effet, le risque de désaimantation est réduit puisque l'aimant travaille en circuit fermé et la plage de température d'utilisation est autour de l'ambiante. Les aimants type NdFeB répondent parfaitement à ces critères, nous avons choisi la nuance TERRAMAG LO- N52/80 [Coban 05] dont les caractéristiques sont présentées sur la figure 5.7. Il s'agit d'une nuance d'aimant de terre rare type NdFeB ayant une induction rémanente supérieure à 1.4 T, dont les performances sont obtenues grâce à un process de fabrication spécifique appelé 'Low Oxygen LO'. TERRAMAG LO-N52/80 est l'appellation de cette nuance fabriquée par Sumitomo et commercialisé par BEC (Gesellschaft für Produkt-Management gmbH). Avec les mêmes performances, les aimants de chez VaccumSchmelze sont commercialisés sous l'appellation VACODYM -722TP.

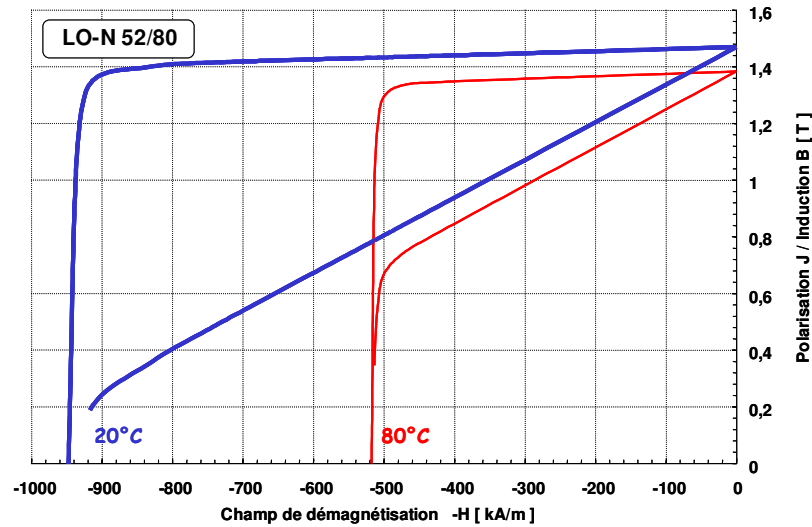


Figure 5.7 : Caractéristiques $J(H)$ et $B(H)$ des aimants NdFeB Terramag LO-N52/80 [Coban 05]

Si on se place dans le cas d'une configuration idéale, i.e. si on néglige les fuites magnétiques dans la structure, l'intersection de la droite de charge qui caractérise le circuit de fermeture du flux magnétique et de la caractéristique intrinsèque $B(H)$ de l'aimant donnent un ordre de grandeur de l'induction maximale disponible dans l'entrefer. Comme le montrent les courbes de la figure 5.8, dans un entrefer de 25 mm, l'induction magnétique maximale à proximité de l'aimant B_{\max} est de 1 T.

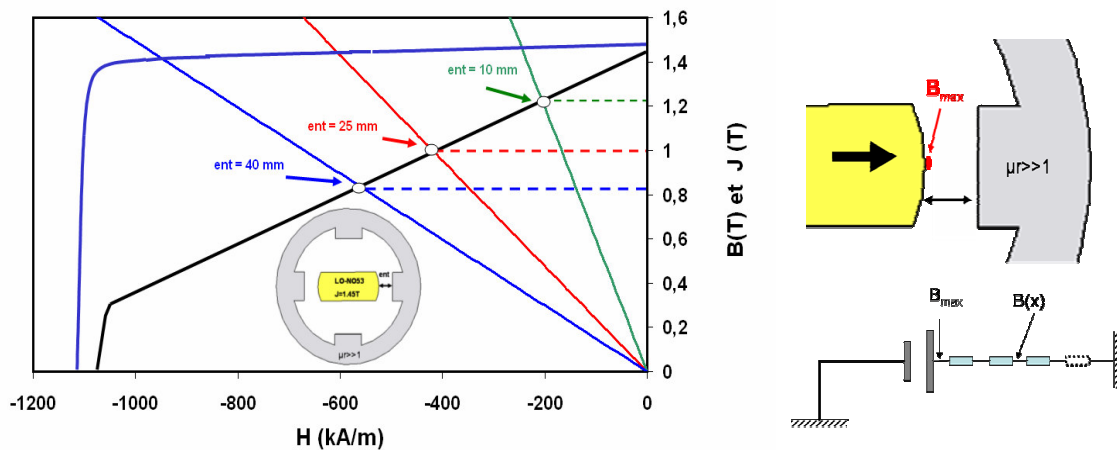


Figure 5.8 : Représentation de la droite de charge et de l'influence de l'entrefer.
Longueur de l'aimant = 100 mm ; hauteur de l'aimant = 50 mm ; profondeur de l'aimant = 150 mm

En s'éloignant de l'aimant l'induction diminue, par analogie à l'électrocinétique il s'agit d'une chute de flux magnétique causée par la variation de la réluctance dans l'entrefer et les lignes de fuites.

Pour une analyse plus fine de la cartographie de champ magnétique et de l'influence des dimensions de l'aimant, nous avons construit un modèle analytique de calcul de champ.

Si on considère que la perméabilité magnétique de la culasse est très élevée (matériau doux et non saturé), alors on peut utiliser les approches présentées dans chapitre 4, en particulier la notion d'images magnétiques et l'analogie des charges magnétiques. Si on s'intéresse à la cartographie du champ magnétique dans les entrefers où sera logé le matériau actif, alors l'effet du circuit de fermeture est représenté par les images de l'aimant central.

Le modèle des masses magnétiques a été utilisé en considérant un pavé aimanté suivant la direction OX (Fig. 5.9), qui constitue le bloc d'aimant de la structure étudiée. Les charges surfaciques magnétiques sont localisées sur les deux faces latérales.

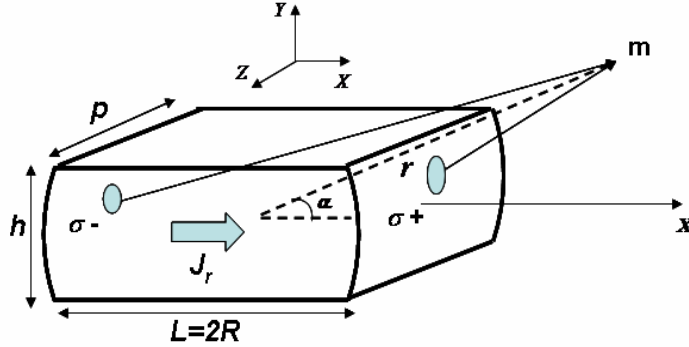


Figure 5.9 : Représentation de la géométrie de l'aimant.
 h = hauteur de l'aimant, $2R = L$ = longueur de l'aimant, p = profondeur de l'aimant.
 (r, α, z) : coordonnées cylindriques du point m .

En coordonnées cylindriques, le potentiel magnétique scalaire associé aux charges σ^+ et σ^- en tout point $m(r, \alpha, z)$ est de la forme :

$$U_m(r, \alpha, z, R, h, p, J_r) = \frac{J}{4\pi\mu_0} \sum_{i=0}^1 \int_{\pi i - a \sin(\frac{h}{2R})}^{\pi i + a \sin(\frac{h}{2R})} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \frac{R \cos(\alpha') dz' d\alpha'}{\Gamma(r, \alpha, z)} \quad (5.1)$$

avec

$$\Gamma(r, \alpha, z) = \sqrt{(r \cos(\alpha) - R \cos(\alpha'))^2 + (r \sin(\alpha) - R \sin(\alpha'))^2 + (z + z')^2} \quad (5.2)$$

D'où le champ H

$$\vec{H} = \vec{H}_r + \vec{H}_\alpha + \vec{H}_z = \frac{\partial}{\partial r} U_m \vec{u}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \alpha} U_m \vec{u}_\alpha + \frac{\partial}{\partial z} U_m \vec{u}_z \quad (5.3)$$

Le schéma équivalent de la structure complète est représenté sur la figure 5.10. Pour ce cas de figure, les interfaces des pôles sont considérées comme des plans infinis et seuls les premières images ont été prises en compte ce qui est suffisant pour une représentation de la cartographie de champ et l'influence des dimensions de l'aimant.

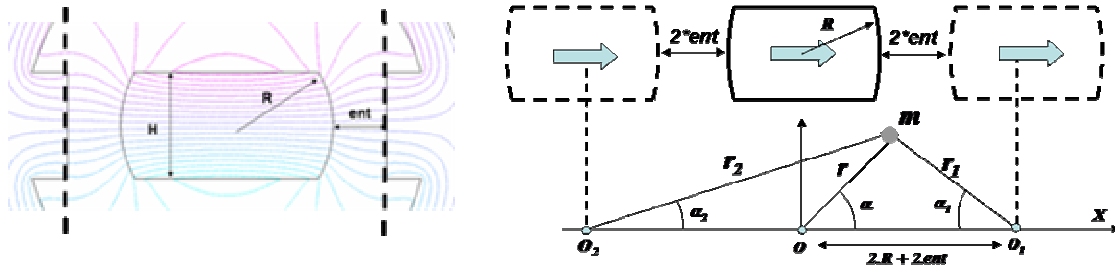


Figure 5.10 : Représentation de la structure équivalente

Le champ magnétique total créé par la structure est la somme des contributions de l'aimant ainsi que de ses deux images qui sont calculées par simples transformations géométriques.

$$\vec{H}_{\text{totale}} = \vec{H}_{\text{aimant}} + \sum_{j=1}^2 \vec{H}_{\text{image}}^j \quad (5.4)$$

La comparaison entre les calculs analytiques et les calculs par éléments finis donnée dans la figure 5.11, valide notre approche.

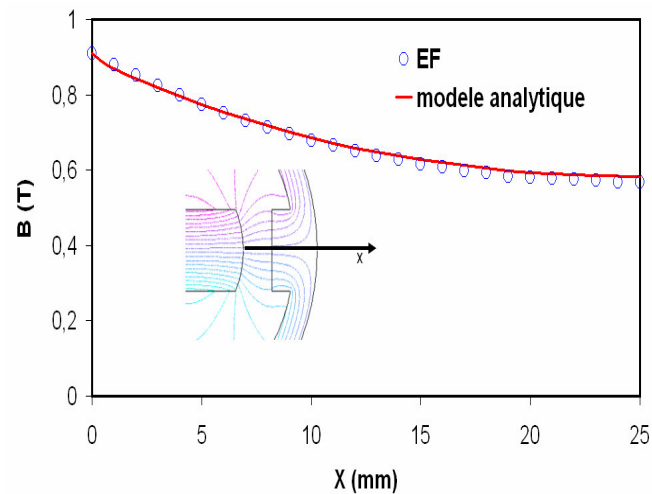


Figure 5.11 : Induction magnétique dans l'entrefer ; comparaison méthodes EF et modèle analytique (Entrefer = 25 mm ; h=50 mm, L=2.R = 100 mm ; p = 150 mm , Jr = 1.4 T)

En utilisant cette approche, nous avons essayé d'optimiser les dimensions de l'aimant en faisant varier successivement ses paramètres géométriques. Les figures 5.12, 5.13 et 5.14 montrent l'influence de la longueur, de la hauteur et de la profondeur de l'aimant sur la cartographie de l'induction magnétique dans la région de l'entrefer. On remarque que au-delà d'une longueur d'aimant de 100 mm, l'augmentation de champ devient très faible. Le choix de la hauteur h=50mm est un bon compromis entre la masse des aimants et les performances magnétiques de la structure. Nous avons fixé la profondeur de l'aimant à 150 mm pour disposer d'un maximum d'induction et aussi pour pouvoir utiliser directement les plaques de Gd de longueur 150 mm.

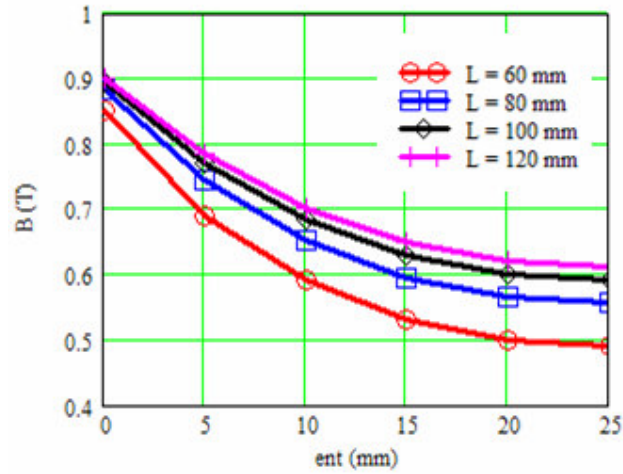


Figure 5.12 : Induction magnétique dans l'entrefer pour $L = 60, 80, 100$ et 120 mm (Entrefer = 25 mm ; $h = 50$ mm ; $p = 150$ mm , $J_r = 1.4$ T)

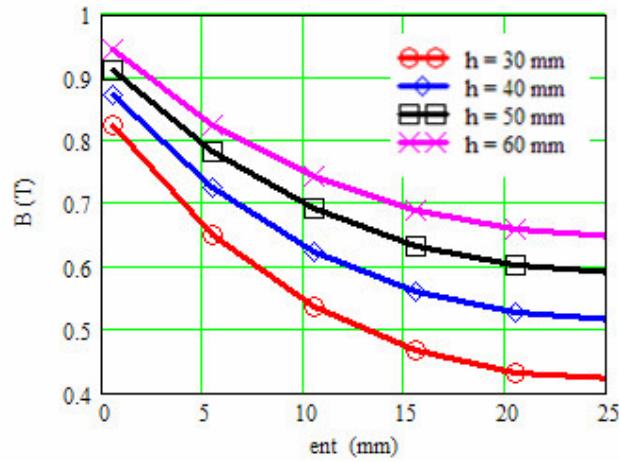


Figure 5.13 : Induction magnétique dans l'entrefer pour $h = 30, 40$ et 50 mm (Entrefer = 25 mm ; $L = 2.R = 100$ mm ; $p = 150$ mm , $J_r = 1.4$ T)

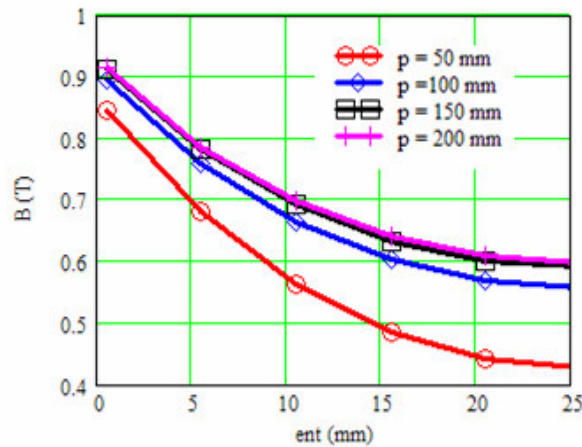


Figure 5.14 : Induction magnétique dans l'entrefer pour $p = 50, 100, 150$ et 200 mm (Entrefer = 25 mm ; $L = 2.R = 100$ mm ; $p = 150$ mm , $J_r = 1.4$ T)

5.2.3 La culasse

Le choix de la nuance du circuit magnétique a été orienté par les caractéristiques suivantes :

- perméabilité élevée pour une meilleure canalisation de flux.
- induction à saturation élevée pour une optimisation de la masse de la culasse.
- propriétés mécaniques favorables à l'application (facile à usiner).
- le coût.

Nous avons choisi l'acier de nuance XC38. Les caractéristiques magnétiques $B(H)$ et $\mu(H)$ sont représentées par les courbes de la figure 5.15.

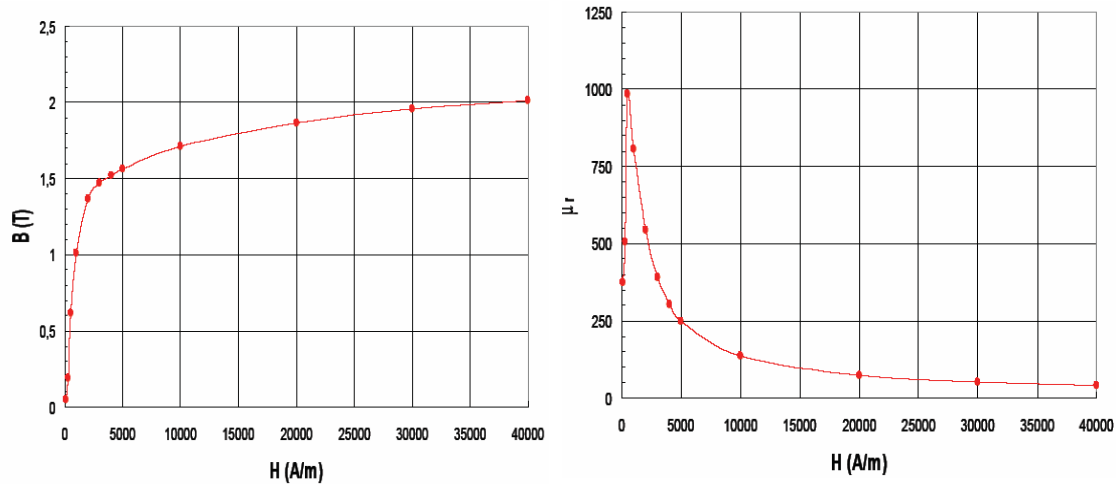


Figure 5.15 : Caractéristiques magnétiques de l'acier XC38 courbes $B(H)$ et $\mu(H)$

Afin d'optimiser la masse du circuit magnétique, nous avons réalisé des simulations pour différentes épaisseurs de la culasse. Une épaisseur de 20 mm est suffisante pour une meilleure utilisation du circuit magnétique de fermeture (Fig. 5.16).

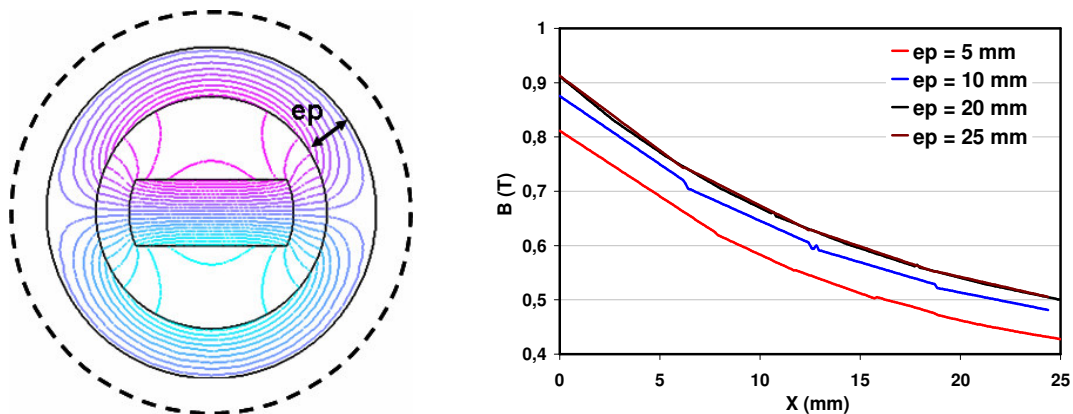


Figure 5.16 : Influence de l'épaisseur de la culasse sur la cartographie de l'induction dans l'entrefer

Suivant la forme de la culasse, nous avons recensé trois structures (fig.5.17):

- Structure 1 : il s'agit d'une structure simple sans pôle.
- Structure 2 : avec des pôles sur chaque emplacement du matériau actif.
- Structure 3 : les zones d'entrefer utile sont rectifiées.

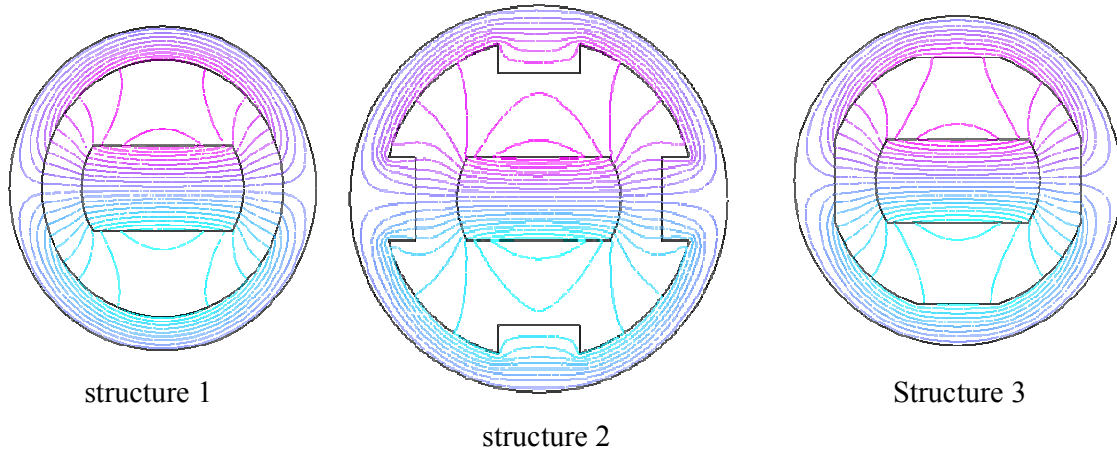


Figure 5.17 : Représentation de l'épanouissement du flux magnétique des trois structures

Les courbes représentées dans la figure 5.18, comparent l'induction magnétique le long de l'entrefer des trois structures. Dans la zone du matériau actif, l'induction magnétique moyenne pour la structure 2 (avec pôles) est de 0.66 T avec un gain de 10 % par rapport à la structure 1 et de 4 % à la structure 3. La structure 2 est celle qui favorise la meilleure concentration de flux magnétique dans l'entrefer.

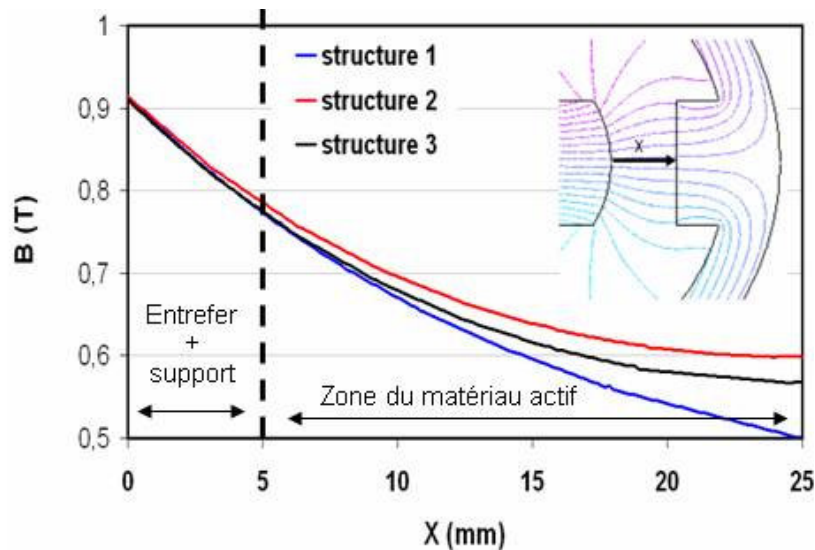


Figure 5.18 : Induction magnétique le long de l'entrefer pour les trois structures.
 $L_{aim} = 100 \text{ mm}$; $h = 50 \text{ mm}$; $p = 150 \text{ mm}$; $ep = 20 \text{ mm}$; $entrefer = 25 \text{ mm}$

La configuration du matériau actif étant fixée, il s'agit de blocs parallélépipédiques qu'il faut loger dans la région de l'entrefer. En termes d'encombrement les structures 2 et 3 sont identiques, par contre

la structure 1 présente une perte de 20 % de matériaux actifs à entrefer identique. Ce qui n'est pas sans conséquences sur les performances frigorifiques. En effet, la puissance froide intrinsèque dépend de la masse du matériau actif et de l'induction magnétique dans l'entrefer.

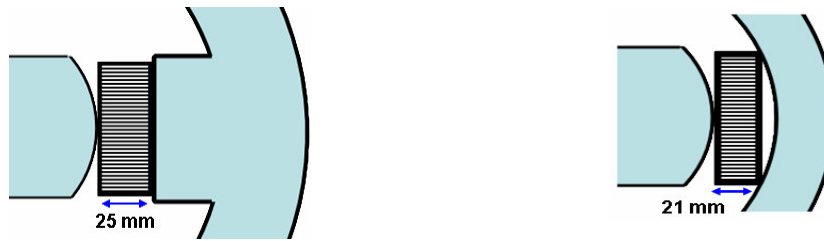


Figure 5.19 : Représentation de l'encombrement dans l'entrefer pour les deux structures

Un autre point important concernant le choix de la structure est le couple magnétique généré par l'interaction entre l'aimant et la culasse. Afin de comparer les trois configurations nous avons réalisé des calculs de ce couple avec et sans matériau actif (Fig. 5.20) :

- Sans le matériau actif : la structure 1 n'engendre aucun couple lors de la rotation de l'aimant compte tenu de ses symétries géométrique et physique. En effet, l'aimant en rotation voit le même environnement magnétique et donc pas de variation de l'énergie. Dans le cas de la structure 2, la topologie de la culasse représente une forte variation de l'énergie au voisinage des pôles due à la variation de l'entrefer, le couple maximal qu'il faudrait vaincre pour faire tourner l'aimant est de 20 N.m. Pour la structure 3, la rectification des pôles réduits considérablement le couple, le maximum est de 5 N.m.
- La présence de matériau actif augmente et atténue les écarts relatifs entre les différentes structures car les variations d'entrefer ou de réductance deviennent plus importantes. Cependant, elle atténue l'influence de la culasse. En effet, les couples maximaux obtenus sont respectivement 20, 30 et 45 N.m pour les structures 1, 2 et 3. Les écarts relatifs entre la structure 2 et 3 passent de 300% à 130%.

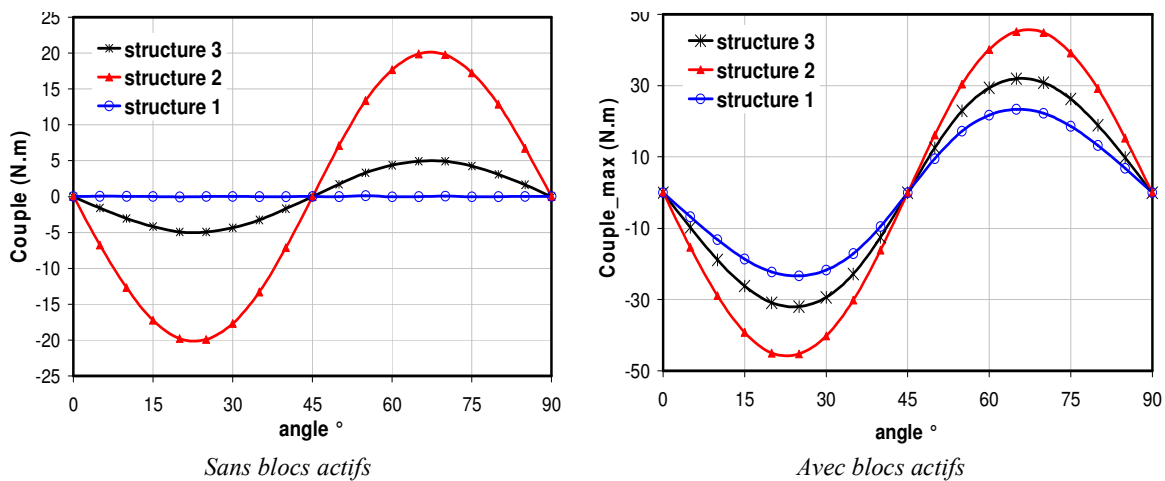


Figure 5.20 : Couples réductants générés par l'interaction entre l'aimant et la culasse pour les trois configurations (à gauche : sans matériau actif et à droite avec le matériau actif)

Dans la plage de température d'utilisation (-5 à 40 °C) le gadolinium présente de fortes variations de propriétés magnétiques dues à la zone de transition magnétique. Les courbes de la figure 5.21 montrent l'influence de la température sur le couple réactant maximum pour les trois configurations. Le dimensionnement du moteur doit tenir compte de cet aspect, ainsi les conditions extrêmes de fonctionnement seront définies pour la température minimale qui correspond au maximum du couple réactant à vaincre.

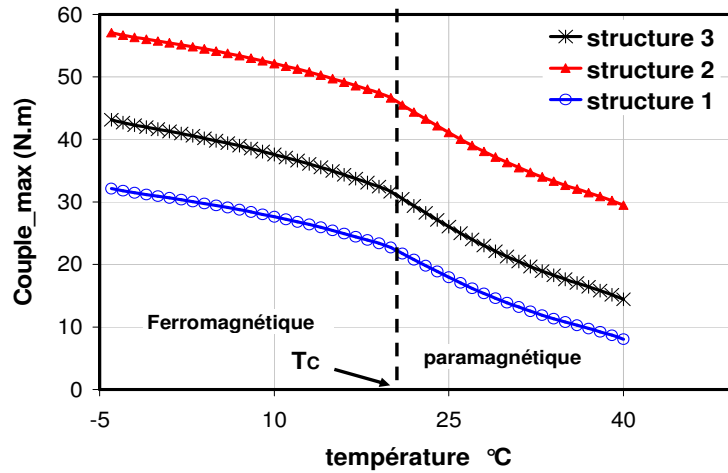


Figure 5.21 : Amplitude du couple réactant en fonction de la température du matériau pour les trois structures

Dans le cas d'un premier prototype de démonstration nous avons choisi la structure 2 afin de profiter du maximum d'induction magnétique et aussi de pouvoir loger les 3 kg de Gd. Par contre pour un prototype industriel en particulier pour l'application climatisation automobile, il est intéressant de s'orienter vers la structure 3 dans le cas d'un régénérateur en plaques parallèles ou à la structure 1 dans le cas des régénérateurs type sphères empilées. Les performances des trois structures sont résumées dans le tableau 5.1

Tableau. 5.1 : Comparaison entre les trois structures proposées (sans matériau actif)

	Structure 1	Structure 2	Structure 3
Induction moyenne	0.59 T	0.66 T	0.63 T
Encombrement			
<i>masse</i>	13 kg	20 kg	15 kg
<i>diamètre extérieur</i>	95 mm	120 mm	100 mm
<i>longueur</i>	160 mm	160 mm	160 mm
Couple réactant max sans matériaux actifs	0 N.m	20 N.m	5 N.m
Couple réactant max à température ambiante avec matériaux actifs	25 N.m	45 N.m	30 N.m

Pour limiter les courants de Foucault, la culasse peut être réalisée par un empilement de secteurs dont l'épaisseur est donnée par :

$$e \leq \delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi \cdot f \cdot \mu_0 \mu_r}} \quad (5.5)$$

Avec ρ la résistivité de l'acier, μ_r sa perméabilité magnétique et f la fréquence.

Pour les plages de fréquence du cycle AMRR (0.1 à 0.6 Hz), une épaisseur de secteur de 20 mm semble suffisante pour éviter les pertes par courants induits.

Afin d'estimer les effets de volume de notre structure nous avons réalisé des simulations 3D. Par symétrie physique seule la moitié de la structure est considérée. Les résultats obtenus (Fig. 5.22) montrent une bonne homogénéité de l'induction le long de l'axe principal de la structure Oz.

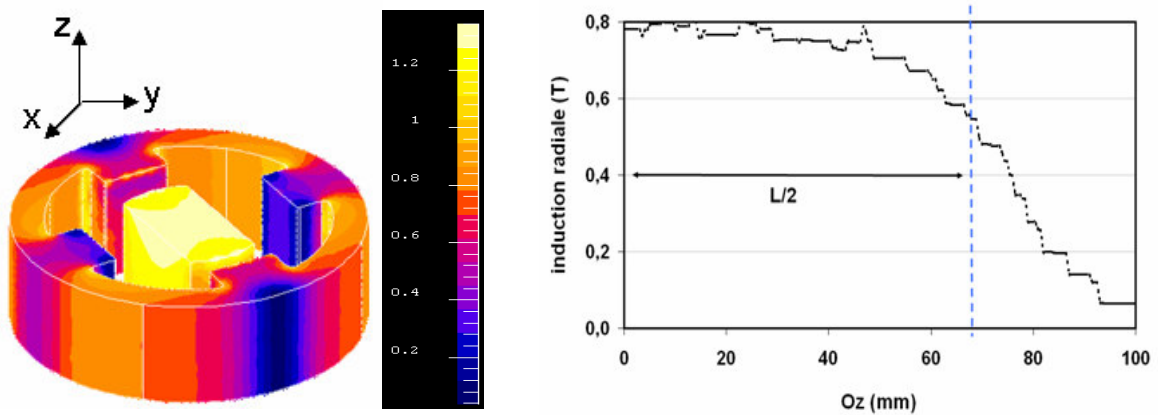


Figure 5.22 : Dégradé de l'induction magnétique et l'induction radiale le long de l'axe principal de la structure Oz au centre de l'entrefer

L'état magnétique du matériau actif (quatre régénérateurs) est représenté dans la figure 5.23. On distingue les trois phases :

- Pour un angle -30° et 30° : aimantation des régénérateurs (R1, R2) et désaimantation de (R3, R4).
- Pour un angle 30° et 60° : désaimantation ou aimantation partielle des régénérateurs
- Pour un angle 60° et 120° : Aimantation des régénérateurs (R3, R4) et désaimantation de (R1, R2).

La durée totale d'un cycle AMRR vu par chaque couple de régénérateur est de 5s ; avec 2s pour l'aimantation ; 2s pour la désaimantation et 1s pour la phase intermédiaire. Pour assurer cette fréquence de fonctionnement, l'aimant doit tourner à une vitesse de 5 tours /minutes.

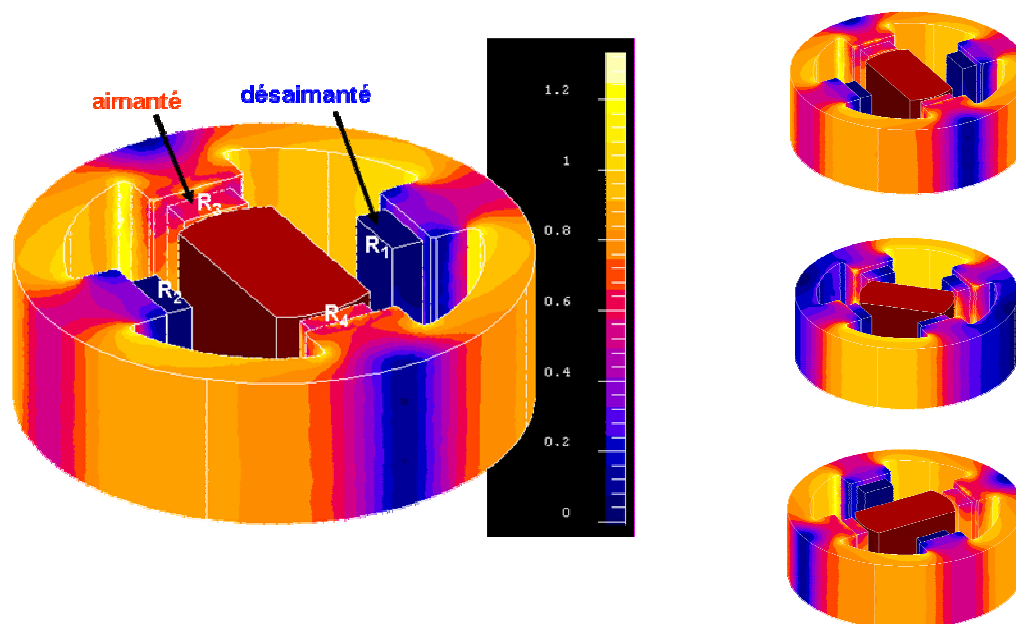


Figure 5.23 : Représentation des phases magnétiques aimantation/désaimantation

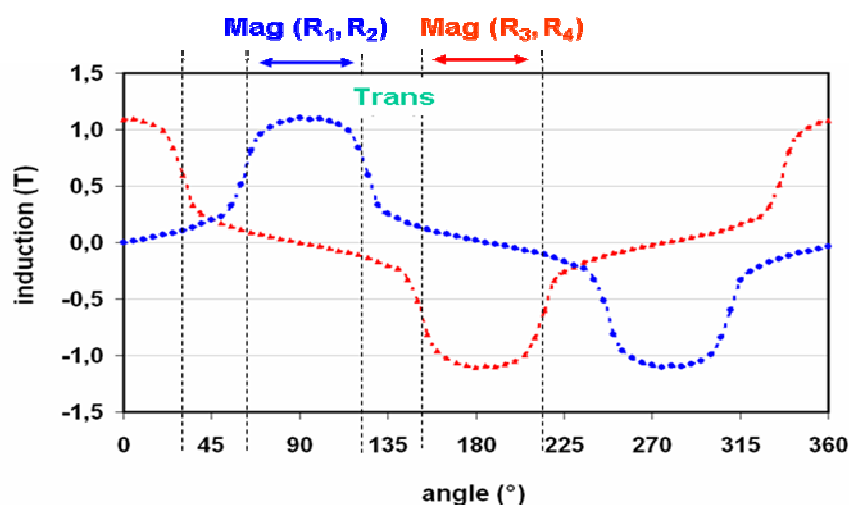


Figure 5.24 : Induction au centre des régénérateurs en fonction de la position angulaire de l'aimant

5.3 Echanges thermiques et prédiction des performances du système

5.3.1 Modélisation du cycle thermique

Afin de modéliser les échanges thermiques, on considère la configuration simplifiée (Fig. 5.26), donnant un schéma équivalent du système étudié (Fig. 5.25). Le modèle développé étant valable pour un cycle AMRR idéal, le calcul ne tiendra pas compte des variations d'aimantation engendrée par la rotation continue de l'aimant. Dans ce cas les quatre phases du cycle sont :

- 1- R_1 et R_2 sont aimantés (chauds), R_3 et R_4 sont désaimantés (froids)
- 2- le circuit d'eau est décrit dans le sens de ① vers ②. L'eau rentre à la température de la source chaude T_C dans ($R_3//R_4$) et sort à une température plus faible $T_{F34}=T_{F3}=T_{F4}$, établie par le gradient thermique. En passant par l'échangeur froid, elle absorbe une quantité de chaleur proportionnelle à $(T_F - T_{F34})$. Elle rentre à la température T_F ($>$ à T_{F34}) dans ($R_1//R_2$) pour sortir à une température plus élevée $T_{C12}=T_{C1}=T_{C2}$ également établie par le gradient thermique. Le passage dans l'échangeur chaud permet de céder une quantité de chaleur proportionnelle à $(T_{C12} - T_C)$. Donc le fluide ressort à la température de la source chaude T_C .
- 3- R_3 et R_4 sont désaimantés (froids), R_1 et R_2 sont aimantés (chauds).
- 4- le circuit d'eau est décrit dans le sens inverse de ② vers ①. L'eau rentre à la température de la source chaude T_C dans ($R_1//R_2$) et sort à une température plus faible $T_{F12}=T_{F1}=T_{F2}$. Après le passage dans l'échangeur froid, elle absorbe une quantité de chaleur proportionnelle à $(T_F - T_{F12})$. Elle rentre à la température T_F ($>$ à T_{F34}) dans ($R_3//R_4$) pour sortir à une température plus élevée $T_{C34}=T_{C3}=T_{C4}$. En passant dans l'échangeur chaud elle cède une quantité de chaleur proportionnelle à $(T_{C34} - T_C)$ et sort à la température de la source chaude T_C .

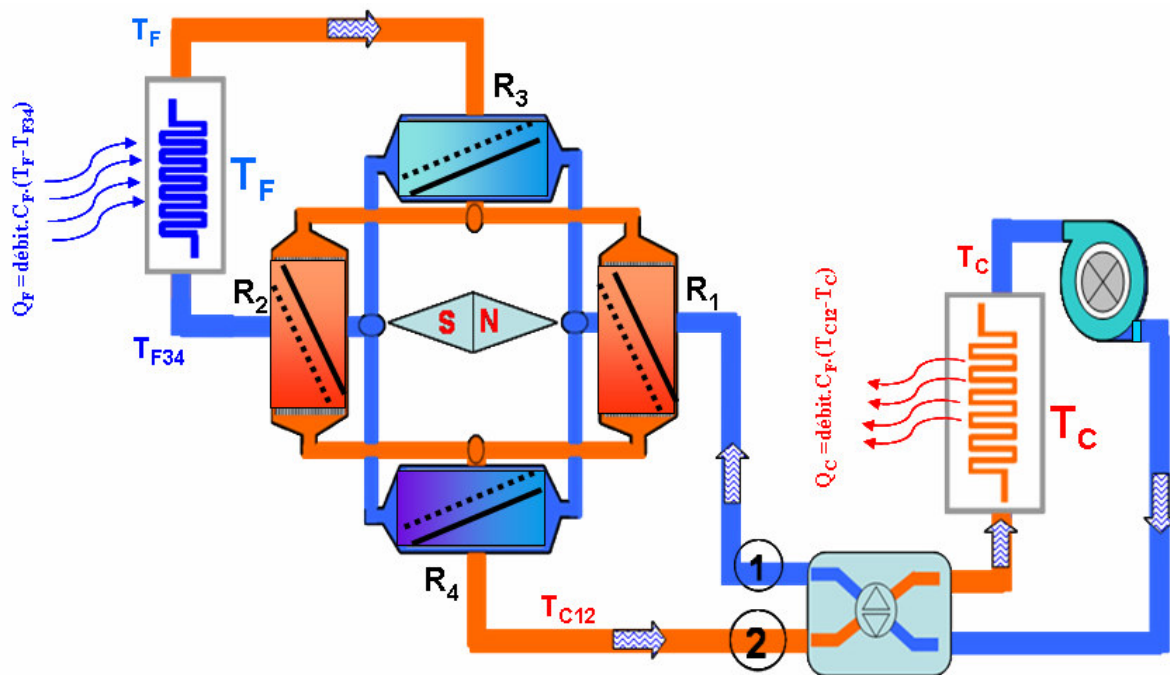


Figure 5.25 : Description complète du circuit hydraulique avec le profil de température dans les régénérateurs et les échanges thermiques

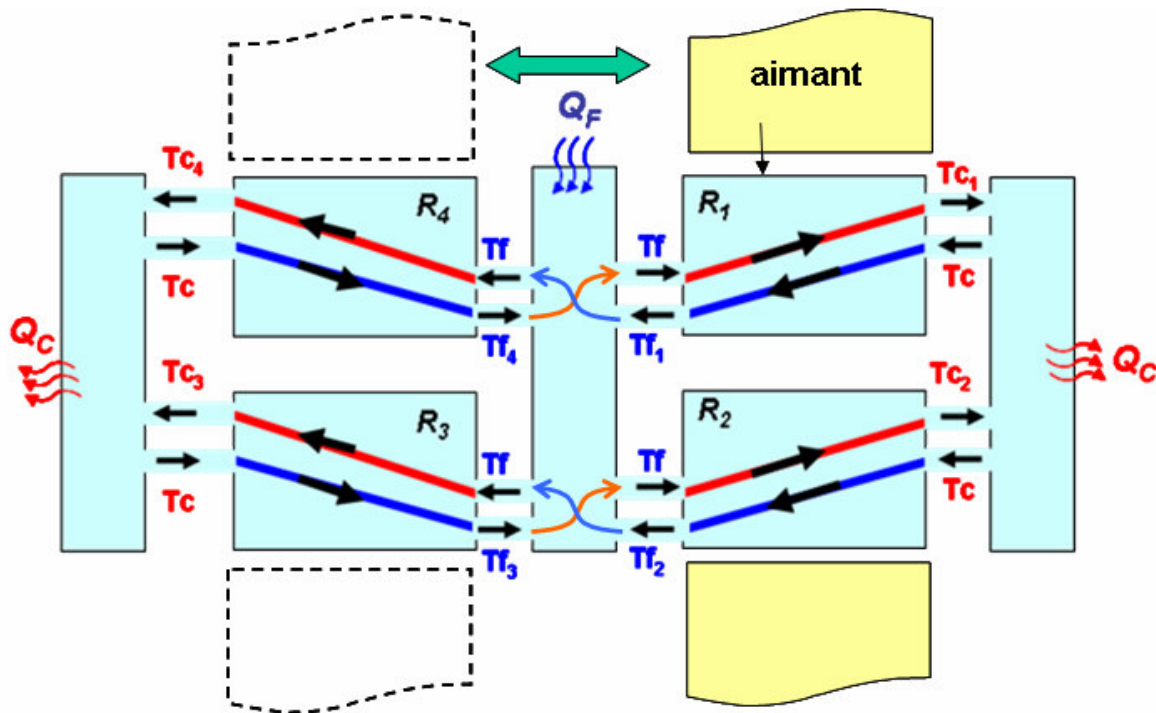


Figure 5.26 : Schéma équivalent du circuit (R1 et R2 sont aimantés)

Les paramètres géométriques, le matériau actif et la nature du fluide caloporteur étant fixés, nous avons analysé l'influence des paramètres du cycle AMRR à savoir le débit, la fréquence du cycle et les températures de source chaude T_C et source froide T_F . On s'intéressera à la fois à l'écart de température et à la puissance froide. Les paramètres d'entrées du modèle sont résumés dans le tableau 5.2.

Tableau 5.2 : Paramètres géométriques et hydrauliques du modèle AMRR

Paramètres	Valeur	Paramètres	Valeur
Géométrie		Fluide	Eau
L_r : longueur du régénérateur	150 mm	q : débit du fluide	variable
Y_r : largeur du régénérateur	16.5 mm	e_r : épaisseur du fluide	variable
e_r : épaisseur du régénérateur	1mm	f : fréquence du cycle	variable
n : nombre de plaques	36	T_C : température chaude	ambiante
N_r : nombre de régénérateurs	4	T_F : température froide	variable
Matériau	Gd 99.9 %	B : Induction magnétique	0.66 Tesla

Les courbes de la figure 5.27 montrent l'évolution des températures des extrémités chaude T_{rc} ($T_{rc} = T_{C1} = T_{C2} = T_{C3} = T_{C4} = T_C$) et froide T_{rf} ($T_{rf} = T_{F1} = T_{F2} = T_{F3} = T_{F4} = T_F$) des régénérateurs. Elles sont obtenues pour un débit de 10 ml/s et une fréquence de 0.2 Hz. La température de l'échangeur chaud est fixée à 300 K (27 °C) qui est la température ambiante considérée, par contre la température de l'échangeur froid est égale à 295 K (22 °C). Sur cette même figure 5.26, sont portées les courbes des

puissances en régime transitoire et en régime permanent. Pour un ΔT de 5 K, qui représente 3.3 fois l'EMC du matériau, on dispose d'environ 100 Watt de puissance froide. Les profils de température dans le matériau et le fluide sont donnés Fig. 5.28 et montrent les phases du cycle AMRR.

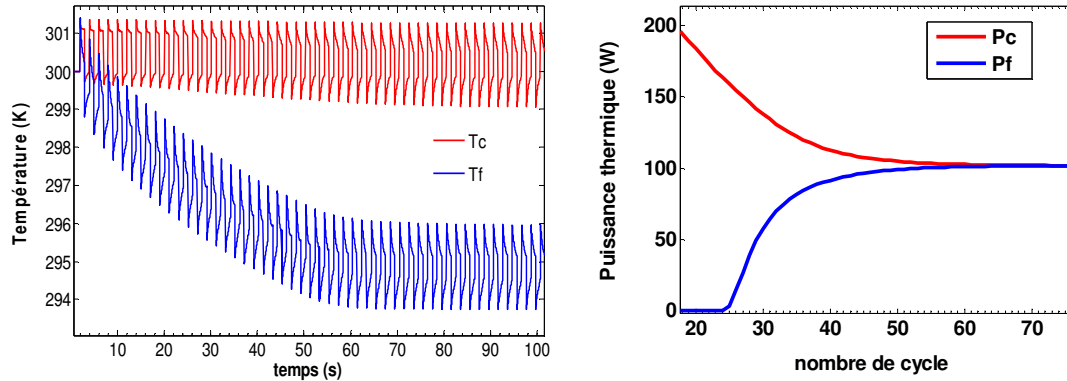


Figure 5.27 : Evolution des températures des extrémités des régénérateurs (T_C , T_F) et des puissances thermiques mises en jeu au cours de chaque cycle.

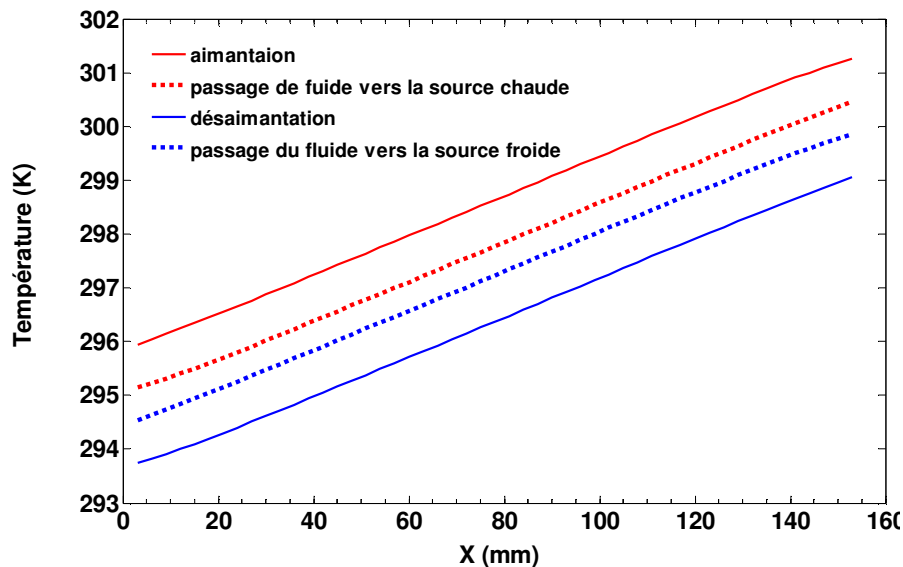


Figure 5.28 : Profil de température pour différentes phases du cycle

5.3.2 Choix des paramètres du cycle AMRR et prédiction des performances du prototype

Pour fixer les paramètres du cycle AMRR, une étude a été réalisée en s'appuyant toujours sur le modèle thermique. Les résultats de l'étude de l'influence du débit sur la puissance froide récupérée côté échangeur froid montrent l'existence d'un optimum (Fig. 5.29), ce dernier dépend de la géométrie, de la nature du matériau, du fluide et aussi de l'écart de température souhaité. Par exemple, pour un ΔT de 6 °C, une puissance froide de 120 W peut être obtenue pour un débit de 16 ml/s.

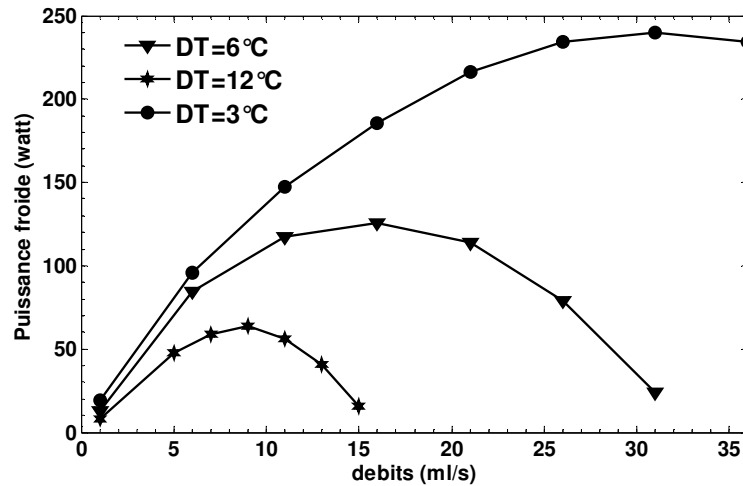


Figure 5.29 : Evolution de la puissance froide en fonction du débit du fluide ($\Delta T = 3, 6$ et 12°C ; $f = 0.2$ Hz)

La même tendance est observée sur l'effet de l'épaisseur de la couche de fluide (Fig. 5.30). Elle est due à la variation de la vitesse du fluide et aussi à l'augmentation du rapport : masse thermique du matériau sur masse thermique du fluide. Il faut favoriser des épaisseurs faibles. Dans la pratique, il est difficile de contrôler des épaisseurs inférieures à 0.08 mm. Une solution serait d'augmenter l'épaisseur du matériau, mais elle engendre une réduction de la masse active du matériau dans le cas du gadolinium du fait de sa faible conductivité (≈ 10 W/m.K). Une plage d'épaisseur variable de 0.1 à 0.2 mm est un bon compromis, en particulier pour les effets de pertes de charge. En effet, l'efficacité du système dépend de ces pertes de charge et une étude rigoureuse de l'influence de l'épaisseur du fluide doit en tenir compte. On peut alors calculer le coefficient de performance COP qui constitue un bon indicateur de comparaison et d'étude de l'influence des paramètres intervenants dans les caractéristiques d'échange du fluide.

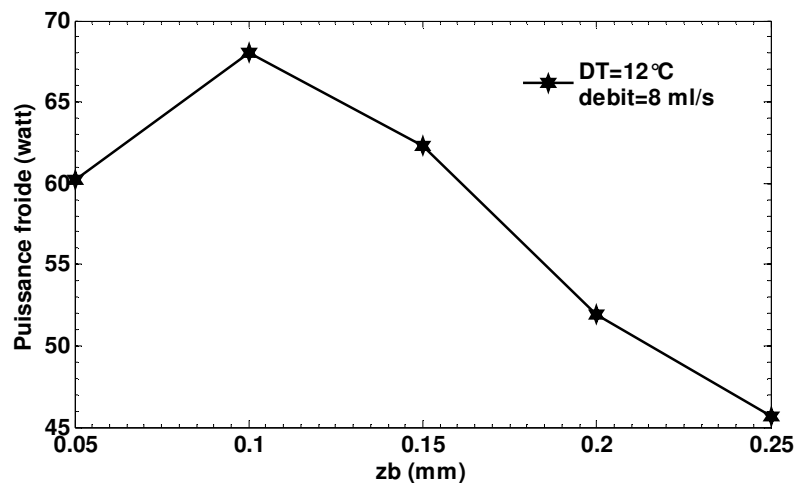


Figure 2.30 : Puissance froide en fonction de l'épaisseur du fluide ($\Delta T = 12^\circ\text{C}$; $f = 0.5$ Hz, débit = 8 ml/s)

Comme il fallait s'y attendre, la puissance froide décroît avec l'augmentation de l'écart de température ΔT (Fig. 2.31). Ainsi, pour un ΔT de 10 °C on ne dispose que de 100 Watt ce qui représente 60 % de la puissance maximale et pour 25 °C la puissance est nulle.

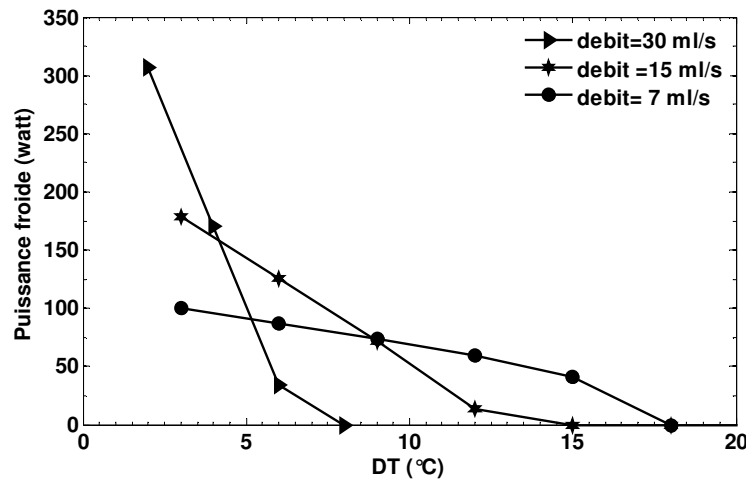


Figure 2.31 : Puissance froide en fonction de l'écart de température ΔT ($f = 0.5$ Hz, débit = 1.5ml/s)

Le tableau ci-dessous présente les performances et les caractéristiques du système prédites par le modèle.

Tableau 5.3 : Paramètres et performances prédites du prototype

Paramètres et performances	Valeur
Plage débit du fluide	5 à 40 ml/s
e_f : épaisseur du fluide	0.15 mm
f : fréquence du cycle	0.1 à 0.6 Hz
T_C : température chaude	30 °C
T_F : température froide	27 à 18 °C
ΔB : le champ magnétique	0.66 T
P_F : puissance froide	250 à 10W

5.4 Conclusion

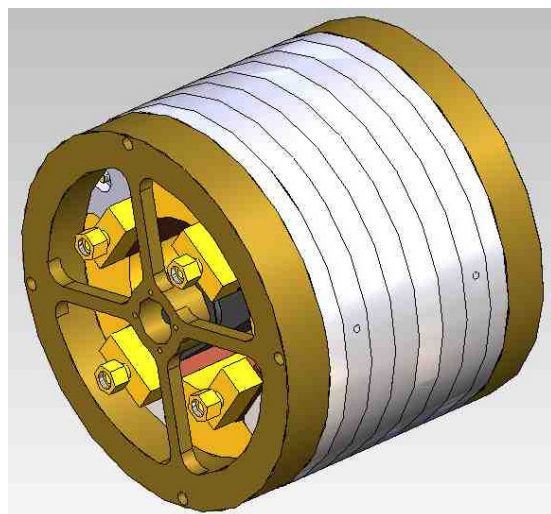
Dans le chapitre 4, nous avons proposé des structures originales de source de champ magnétique à base d'aimants permanents. La complexité de la réalisation, en particulier la mise en œuvre du cycle AMRR, nous a poussé à nous orienter vers une configuration plus simple. Les Figures 5.24, 5.25 et 5.25 donnent le schéma de ce dispositif et quelques photos des pièces réalisées

Dans cette optique, nous avons conçu une source de champ magnétique permettant d'atteindre 0.7 T dans le volume d'entrefer utile, les performances. Une induction de 1 T pourrait être obtenue en optimisant cette structure.

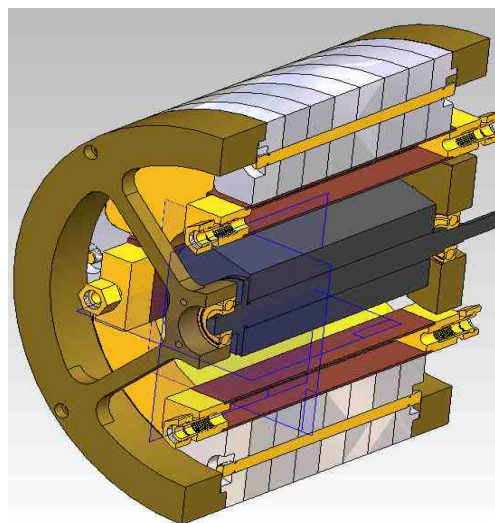
Le deuxième point important du système est le circuit hydraulique associé. Un circuit a été défini dans le cas de quatre régénérateurs. L'utilisation de six générateurs aurait été plus adéquate car elle aurait permis d'amplifier la puissance froide et de réduire le couple magnétique. Cependant elle aurait rendu la gestion du cycle thermique beaucoup plus complexe.

Les calculs réalisés par le modèle AMRR ont permis le choix des paramètres du cycle AMRR, qui répondent au mieux au cahier des charges. La puissance froide intrinsèque du système actuel utilisant 3 kg de gadolinium est de 1 kW avec un EMC de 1.5 °C. Avec le cycle AMRR, les performances préconisées sont une puissance froide d'environ 100 W et un ΔT de 10 °C. Pour augmenter cette puissance, en gardant la même géométrie, plusieurs solutions peuvent être envisagées :

- augmenter la masse de matériau. Pour ce faire, on peut envisager d'ajouter des blocs actifs tout en gardant les mêmes entrefers et encombrement, au détriment d'une dégradation et d'une complexification du cycle AMRR. On peut aussi envisager d'augmenter l'entrefer ou la taille de la structure à aimants et donc la masse et l'encombrement du système.
- augmenter la fréquence du cycle.
- améliorer les performances du matériau. C'est l'objet de notre collaboration avec l'Institut Néel. La structure est conçue avec des fourreaux démontables et il sera facile de les remplacer par des nouveaux matériaux



Système complet



Coupe du système

Figure 5.24 : Prototype du système de réfrigération magnétique, vue globale

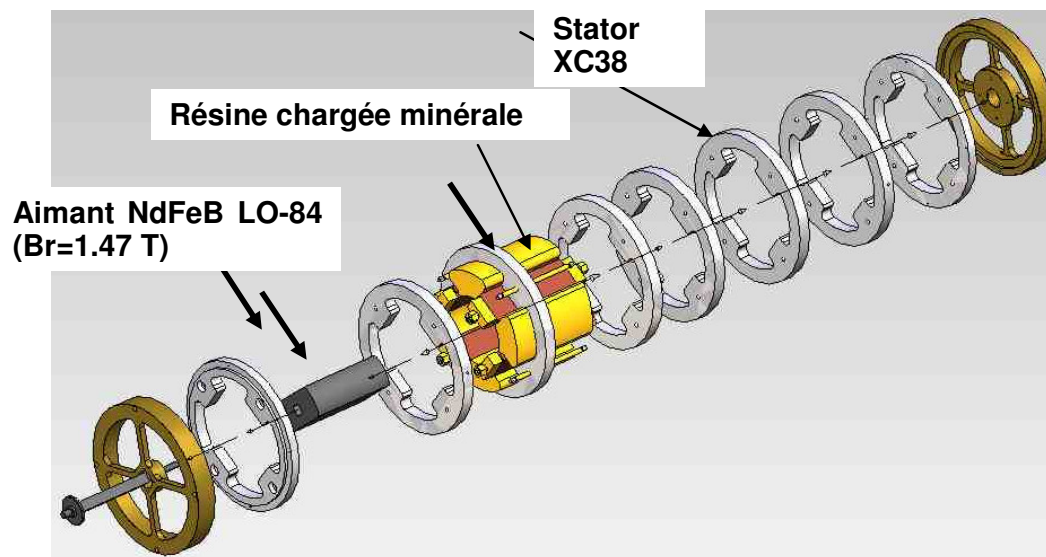
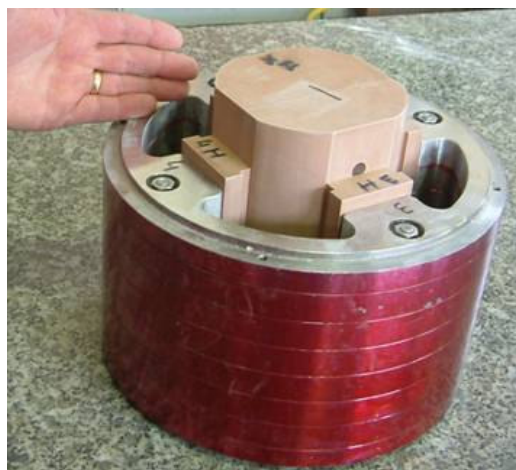
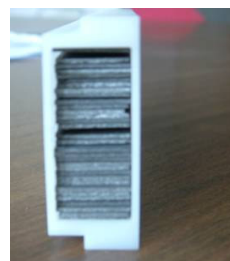


Figure 5.25 : Prototype du système de réfrigération magnétique, Vue éclatée



Culasse + moules pour la résine



plaques de Gd



Fourreau

Figure 5.26 : Photos des pièces réalisées

Conclusions et perspectives

Le travail réalisé au cours de cette thèse porte sur la réfrigération magnétique à température ambiante, du principe physique à l'application. Tous les aspects nécessaires à la maîtrise de cette technologie ont été explorés à savoir le matériau, le cycle thermique et les sources de champ magnétique.

Tout d'abord, nous avons étudié le matériau à EMC géant. L'analyse théorique de l'effet magnétocalorique par une approche thermodynamique et le modèle de champ moléculaire de Weiss nous ont permis de bien comprendre le principe physique de la réfrigération magnétique et aussi de dégager les grandeurs importantes caractérisant le pouvoir magnétocalorique : ΔS_m , ΔT_{ad} , la nature de transition de phase, la capacité calorifique et les diverses relations qui relient ces différentes grandeurs. Le modèle développé a été validé sur les terres rares (Dy, Gd..) et les alliages binaires de terres rares (Gd-Dy..). Il peut être exploité pour l'optimisation de la composition de l'alliage en fonction de l'application considérée. L'amélioration du modèle magnétique du matériau en introduisant les effets magnétoélastiques associés aux transitions du premier ordre, permet d'expliquer l'amplification de l'effet magnétocalorique. Nous l'avons validé sur deux composés : MnAs et MnAsSb.

Aujourd'hui en collaboration avec l'Institut Néel qui pilote cette activité matériaux, de nouvelles compositions sont à l'étude. Nous citerons en particulier le LaFeSi et ses dérivées. Outre les performances magnétocalorifiques, il est nécessaire d'optimiser les procédés de fabrication et les traitements thermiques. Il faut aussi trouver des solutions simples pour utiliser ces matériaux en évitant leur vieillissement et leur oxydation, et les mettre en forme du bloc réfrigérant conditionnant les échanges thermiques.

D'autre part, nous avons développé une méthode de caractérisation de l'EMC simple et indirecte. Elle est basée sur un magnétomètre à extractions et a été exploitée pour caractériser plusieurs familles de matériaux. Il serait intéressant de mettre en œuvre un dispositif de mesures directes par calorimétrie. Cette méthode permettra une caractérisation magnétothermique complète du matériau mais est plus difficile à réaliser en pratique.

Les matériaux magnétocalorifiques actuels ne permettent pas d'atteindre aisément des écarts de température importants. L'exploitation de l'EMC doit donc intégrer un cycle thermique spécifique appelé AMRR (Active Magnetic Regenerative Refrigeration). La modélisation thermique du cycle AMRR idéal, a révélé son comportement spécifique, à savoir l'amplification du gradient thermique le long du régénérateur. On a pu vérifier le principe physique de la régénération active et l'influence des divers paramètres du cycle AMRR sur les performances thermiques. Le modèle développé tient compte de l'aspect hydraulique de l'écoulement et des variations de l'EMC en fonction de la température, ce qui nous a permis de tester les performances d'un système AMRR à base de gadolinium.

La validation des hypothèses du modèle a été menée grâce au démonstrateur réalisé dans le cadre du stage de DEA de Pierre Clot. Le modèle et le démonstrateur peuvent être utilisés pour tester la

performance de différents matériaux sous différentes conditions expérimentale mais aussi comme un outil pédagogique pour l'étude du cycle AMRR.

Le modèle développé est un modèle analytique simple 1D. Il peut être amélioré dans un premier temps en intégrant d'une part les pertes par conduction dans le matériau et dans le fluide et d'autre part les échangeurs. Un modèle plus complet pourrait être développé en tenant compte de tous les phénomènes de transfert thermique et des conditions réelles des écoulements fluidiques. Intégration des différentes formes possibles du matériau réfrigérant : billes, plaques, nids d'abeilles, grilles, etc. Intégration de circuit hydraulique et des échangeurs.

La source du champ magnétique constitue une des composantes essentielles de la réfrigération magnétique. Les performances frigorifiques sont directement proportionnelles au volume utile de l'entrefer et au champ magnétique disponible.

Nous avons développé et appliqué une méthodologie pour le calcul des sources de champ ayant une structure à aimants seuls ou une structure mixte "aimants + matériau doux". Elle s'appuie sur un modèle analytique et permet de dimensionner rapidement et simplement différentes géométries. Nous nous sommes également intéressé aux calculs des interactions entre la source de champ et le matériau magnétocalorique. En effet, le choix de l'actionneur qui assure le cycle d'aimantation et de désaimantation dépend de la vitesse du cycle et des forces générées par ces interactions. Un modèle analytique a été ainsi proposé. Il prend en compte les propriétés du matériau actif, la distribution réelle du champ magnétique et les caractéristiques des cycles magnétiques et thermiques. L'approche a été appliquée à différentes géométries existantes. Dans tous les cas, les résultats obtenus sont en accord avec ceux issus des simulations éléments fins 2D ou 3D.

En s'appuyant sur cette approche, nous avons également proposé et dimensionnés deux structures originales et la structure finale retenue pour le prototype. Ainsi ces modèles pourraient être utilisés tels quels ou intégrés dans un outil d'optimisation pour dimensionner et optimiser d'autres structures.

Un pré dimensionnement global d'un système de réfrigération magnétique complet doit intégrer tous les aspects à savoir la forme du matériau, la géométrie de la source de champ et le circuit hydraulique. Les contraintes et la complexité de mise en œuvre liées à chaque composante seront ainsi bien réparties. C'est dans cette optique que la structure de notre premier prototype de réfrigération magnétique a été définie. Même si les performances magnétiques sont modestes, les contraintes liées au circuit hydraulique et à la mise en œuvre du cycle AMRR ont été considérablement réduites.

Les calculs réalisés par le modèle AMRR prévoient une puissance froide d'environ 100 W et un écart de température de 10 °C. La réalisation pratique de ce prototype a été prise en charge dans le cadre des thèses de Cedric Dupuis et Housseem Bouchekara et les premiers tests sont actuellement en cours. C'est une étape extrêmement importante pour connaître tous les problèmes magnétiques, mécaniques, thermique et fluide et progresser efficacement dans ce domaine.

Bibliographie

- [Akoun 84] Gilles Akoun et Jean-Paul Yonnet "3D Analytical calculation of the forces experied between two cuboidal magnets" IEEE Transactions on Magnetics, Vol 20, No 5, Septembre 1984
- [Allab 03] F. Allab, P. Clot, D. Viallet, A. Lebouc, J.M. Fournier, J.P. Yonnet "Dispositif à aimants permanents pour l'étude de la réfrigération magnétique active" REE Revue d'Electricité de l'Electronique, octobre 2003.
- [Allab 03] F. Allab, A. Lebouc, J.M. Fournier, J.P Yonnet, D. Fruchart, D. Gignoux "Réfrigération magnétique : caractérisation des matériaux à EMC géant" Conférence EF'2003 (Décembre 2003), Gif/Yvette – Paris.
- [Allab 05] F. Allab, A. Lebouc, J. M. Fournier, J. P. Yonnet, M. Balli, D. Fruchart et D. Gignoux "Modélisation de l'effet magnétocalorique autour de la température de transition de phase magnétique" MGE 2005
- [Allab 05] F. Allab, A. Kedous-Lebouc, J.M Fournier, J.P Yonnet "Numerical modeling for active magnetic regenerative refrigeration" IEEE Trans. Trans. Magn. Vol. 41, Issue 10, pp. 3757 – 3759, Oct. 2005
- [Allab 06] F. Allab, A. Kedous-Lebouc, J.P. Yonnet and J.M. Fournier "A magnetic field source system for magnetic refrigeration and its interactions with magnetocaloric material" International Journal of Refrigeration Volume 29, Issue 8, December 2006, Pages 1340-1347
- [Annaorazov 96] M.P. Annaorazoy, S. A. Nikitin et all "Anomalously high entropy change in FeRh" Journal of Applied Physics Vol 73(3) pp. 1689-1695. February 1, 1996
- [Bacmann 94] M. Bacmann, J. L. Soubeyroux, R. Barrett, D. Fruchart, R. Zach, S. Niziol, R. Fruchart "Magnetoelastic Transition and Antiferro-ferromagnetic Ordering in the System MnFeP_{1-y}As_y" JMMM 134 (1994), pp. 59-67.
- [Balli 07] Mohamed Balli " Etude structurale et magnétique en vue de la mise en oeuvre de nouveaux matériaux à effet magnétocalorique géant" thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier spécialité physique des matériaux 2007
- [Barbusse 03] Barbusse Stéphane, Gagnepain Laurent "La climatisation automobile : impact énergétique et environnemental" rapport d'étude de l'ADEME département Technologies des transports (2003).
- [Béranger 06] Bruno Béranger "Les pompe à chaleur" Editions Eyrolles (2006).
- [Blumenfeld 02] P. E. Blumenfeld, F. C. Prenger, A. Sternberg et C. Zimm "High temperature superconducting magnetic refrigeration" Advances in Cryogenic Engineering : Proceedings of the Cryogenic Engineering Conference, Vol 47, 2002
- [Bohigas 00] Bohigas X., Molins E., Roing A., Tejada J., Zhang X.X. "Room temperature magnetic refrigerator using permanent magnets" IEEE Trans. Magnetic Vol. 36, pp. 538-544 (2000).

- [Brown 76] **G. V. Brown**, “Magnetic heat pumping near room temperature” Journal of Applied Physics Volume 47, Issue 8, pp. 3673-3680 (1976)
- [Clot 03] **P. Clot, D. Viallet, F. Allab, A. Kedous-Lebouc, J.M. Fournier, J.P. Yonnet**, “A magnet based device for active magnetic regenerative refrigeration” IEEE Trans. Magn Vol. 39, pp. 3349-3351 (2003).
- [Coey 02] **Coey JMD**. “Permanent magnet application”. JMMM 248 (2002) 441–456.
- [Colinet 94] **André Colinet**, “La climatisation automobile” éditions E.T.A.I (Techniques pour l’Automobile et l’Industrie (1994).
- [Dai 00] **W. Dai, B. G. Shen, D. X Li et Z. X Gao** “Application of high-energy Nd-Fe-B magnets in the magnetic refrigeration” Journal of Magnetism and Magnetic Materials Vol 218, pp 25-30, 2000
- [Dan’Kov 96] **Dan’Kov SY, Spichkin YI, Tishin AM**. “Magnetic entropy and phase transition in Gd, Tb, Dy and Ho” JMMM 152 (1996), pp. 208-212
- [De Lacheisserie 99] **E. T. de Lacheisserie** “Magnétisme tome 1 : Fondements ” EDP Sciences, ISBN 2-86 883-464-7 (2000)
- [DeGregoria 92] **A.J. DeGregoria, L.J. Feuling, J.F. Laastsch, J.R. Rowe, J.R. Trueblood et A.A. Wang** “Test results of an magnetic regenerative refrigerator” Advances in Cryogenic Engineering Vol 37 Part B, 1992
- [Dolia 93] **S. N. Dolia, Anjali Krishnamurthy, Vipasha Ghose ans Bipin K. Srivastava** “Magnetic behaviour of Ni-substituted Fe₂P” Journal Physic, Matter ((1993) pp451-458
- [Dufourd 01] **Dufourd S**. “Réfrigérateur thermoacoustique : études analytiques et expérimentales en vue d’une miniaturisation” Thèse de Doctorat, Ecole centrale de Lyon (2001).
- [Durand 68] **E. Durand** “Magnétostatique” Masson et C^{ie}, Editeurs (1968)
- [Földeaki 95] **M. Földeaki, R. Chahine,, and T. K. Bose** “Magnetic measurements : A powerful tool in magnetic refrigerator design”, Journal of applied physics, Vol 77, No 7, le 1er Avril 1995
- [Fujita 02] **A. Fujita, S. Fujieda, and K. Fukamichi** “Large magnetocaloric effect in La(Fe_xSi_{1-x})₁₃ Itinerant-electron metamagnetic compounds “ Applied Physics Letters 81 (2002), pp.1276-1278
- [Fujita 03] **A. Fujita, S. Fujieda, Y. Hasegawa and K. Fukamichi** “ Itinerant-electron metamagnetic transition and large magnetocaloric effects in La(Fe_xSi_{1-x})₁₃ compounds and their hydrides”, Physical Review B 67, 104416 (2003)
- [Gagnepain 06] **Laurent Gagnepain** “La climatisation automobile impacts consommation et pollution” rapport d’étude ADEME, juillet 2006.
- [Glorieux 96] **C. Glorieux, J. Caerels and J. Thoen** “Magnetic phase transition of gadolinium studied by acoustically detected magnetocaloric effect”, Journal

of Applied Physical, Vol 80, No 6, le 15 Septembre 1996

- [Gopal 97] **Gopal Br, Chahine R, Bose TK. “A sample translatory type insert for automated magnetocaloric effect measurements “**
Rev. Sci. Instrum. N° 68, pp. 1818-1822 (1997)
- [Gschneider 98] **Karl A. Gschneider Jr, V. K. Pecharsky, David Jiles et Carl B. Zimm “Development of vehicle magnetic air conditioner (VMAC) technology”,**
DOE Contract No : DE-FC02-98 EE 50549
- [Gschneidner 99] **K. A. Gschneidner, Jr and V. K. Pecharsky “Magnetic refrigeration materials”,** Journal of Applied Physics, Vol 85, No 8, Le 15 Avril 1999
- [Hakuraku 87] **Y. Hakuraku “Thermodynamic simulation of a rotating Ericsson-cycle magnetic refrigerator without a regenerator”,** Journal of Applied Physics, Vol 62, No 5, le 1er Septembre 1987
- [Hall 96] **J. L. Hall, C. E. Reid, I. G. Spearing et J. A. Barclay “Thermodynamic considerations for the design of active magnetic regenerative refrigerators”**
Advances in Cryogenics Engineering, Vol 41, 1996
- [Hashimoto 87] **Hashimoto, T. Kosher, M. Sahashi, K. Inomata, A. Tomokiyo, and H. Yayama “New application of complex magnetic materials to the magnetic refrigerant in an Ericsson magnetic refrigerator”,**
Journal of applied physics 62 (1987), pp. 3873
- [Haung 04] **Wen-Nan Huang et Ching-Cheng Teng “A simple magnetic refrigerator evaluation model”,** Journal of Magnetism and Magnetic Materials 282 (2004)
pp 311-316
- [Hu 95] **J.C. Hu et J.H. Xiao “ New method for analysis of active magnetic regenerator in magnetic refrigeration at room temperature” ,** Cryogenics
Vol 35, No 2, 1995
- [Huesco 02] **L. E. Huesco, P. Sande, D. R. Miguens, and J. Rivas “Tuning of the magnetocaloric effect in $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ -sigmat nanoparticles synthesized by sol-gel techniques”,** Journal of applied physics, Vol 91, No 12, le 15 Juin 2002
- [Ishikawa 04] **Fumihiko Ishikawa, Keiichi Koyama, Kazuo Watanabe, Tetsuya Asano and Hirofumi Wada “Structural transformation of $\text{MnAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ under high magnetic fields”,** Materials Transactions, Vol 45, No 2, 2004
- [Jancovici 02] **Jean Marc Jancovici “L’avenir climatique: quel temps ferons-nous?”**
Editions du Seuil (2002).
- [Kato 91] **Kato H, Nara K, Okaji M. “Instrumentation for highly sensitive measurement of magnetocaloric effect: application to high Tc superconductors”** Cryogenics N° 31, pp. 425-430 (1991)
- [Kawanami 05] **T. Kawanami, K. Chiba, M. Ikegawa et K. Sakurai “Optimization of magnetic refrigerator at room temperature for air cooling systems”**
International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature Montreux, Suisse du 27 au 30 Septembre 2005

- [Kenkel 02] Lee S.J., Kenkel J.M. and Jiles D.C. “Design of permanent magnet field source for rotary magnetic refrigeration systems” IEEE Trans. Magnetic Vol. 38, pp. 2991-2993 (2002).
- [Kitanovski 05] Andrej Kitanovski et Peter W. Egolf “Thermodynamics of magnetic refrigeration” International Journal of Refrigeration 2005
- [Korte 98-1] B. J. Korte, V. K. Pecharsky and K. A. Gschneider, Jr “The influence of multiple magnetic ordering on the magnetocaloric effect in RNiAl alloys”, Advances in Cryogenic Engineering, Vol 43, 1998
- [Korte 98-2] B. J. Korte, V. K. Pecharsky and K. A. Gschneidner Jr “The correlation of the magnetic properties and the magnetocaloric effect in (Gd_{1-x}Er_x)NiAl alloys”, Journal of Applied Physics, Vol 84, No 10, 1998
- [Lebouc 05] Lebouc Afef, Allab Farid, Fournier Jean Marc et Yonnet Jean Paul “Refrigeration magnétique” Techniques de l’ingénieur, 2005.
- [Lee 00] S. J. Lee et D. C. Jiles “Geometrical enhancements to permanent magnet flux sources : application to energy efficient magnetocaloric refrigeration systems” IEE Transactions on Magnetics, Vol 36, No 5, Septembre 2000
- [Lee 02-1] S. J. Lee, J. M. Kenkel, V. K. Pecharsky et D. C. Jiles “ Permanent magnet array for the magnetic refrigerator”, Journal of Applied Physics, Vol 91, No 10, 2002
- [Lee 02-2] S. J. Lee, J. M. Kenkel et D. C. Jiles “Design of permanent-magnet field source for rotary-magnetic refrigeration systems”, IEEE Transactions on Magnetics , Vol 38, No 5, Septembre 2002
- [Lin 04] G. Lin, O. Tegus, L. Zhang and E. Brück “General performance characteristics of an irreversible ferromagnetic Stirling refrigeration cycle”, Physica B 344(2004) pp 147-156
- [Loigerot 05] Jaques Loigerot "La production du froid sans fluide frigorigène ou avec d'autres fluides". Centre Technique des industries mécaniques Cetim(2005)
- [Malaman 96] B. Malaman, G. Le Caër, P. Delcroix, D. Fruchart, M. Bacmann and R. Fruchart, “Magnetoelastic Transition and magnetic couplings: a ⁵⁶Fe Mössbauer Spectroscopy Study of the MnFeP_{1-x}As_x System”, J. Phys. Condens. Matter 8 (1996), pp. 8653-8667
- [Mhiochain 99] Mhiochain T.R., Coey J. M. D., Weaire D. L. and Mc Murry S. M. “Torque in nested Halbach cylinders” IEEE Trans. Magn 35, 3968-3970 (1999).
- [Okamura 06] T. Okamura, K. Yamada, N. Hirano, S. Nagaya “Performance of a room-temperature rotary magnetic refrigerator” International Journal of Refrigeration 29 (2006) 1327-1331
- [Okamura 07] T. Okamura, K. Yamada, N. Hirano, S. Nagaya “Improvement of 100W class room temperature magnetic refrigerator” Second IIF-IIR International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature Portoroz, Slovenia, 11-13 April 2007
- [Oliveira 02] N. A. de Oliveira, P. J. von Ranke and M. V. Tovar Costa “Magnetocaloric

- effect in the Laves phase pseudobinary $\text{Er}_{1-c}\text{Y}_c\text{Co}_2$ ”, Journal of Applied Physics, Vol 91, No 10, 2002
- [Pecharsky 01] **V.K. Pecharsky and K. A. Gschneidner, Jr. “Some common misconceptions concerning magnetic refrigerant materials”** Journal of applied physics, Vol 90, No 9, 2001
- [Pescharsky 03] **V. K. Pecharsky and Karl A. Gschneider, Jr. “The giant Magnetocaloric Effect of optimally prepared $\text{Gd}_5\text{Si}_2\text{Ge}_2$ ”** J. Appl. Phys. 93 (2003), pp. 4722-4728
- [Peksoy 04] **O. Peksoy et A. Rowe “Demagnetizing effects in active magnetic regenerators”** Journal on Magnetism and Magnetic Materials 2004
- [Pecharsky 97] **V. K. Pecharsky and Karl A. Gschneidner Jr “Giant Magnetocaloric effect in $\text{Gd}_5(\text{Si}_2\text{Ge}_2)$ ”**, Physical Review Letters, Vol 78, No 23, le 9 Juin 1997
- [Pecharsky 99-1] **V. K. Pecharsky and Karl A. Gschneider, Jr. “Magnetocaloric Effect from indirect measurements: heat capacity and magnetization”** J. Appl. Phys. 186 pp.565-575 (1999)
- [Pecharsky 98] **V. K. Pecharsky and Karl A. Gschneider, Jr. “Giant Magnetocaloric Effect in $\text{Gd}_5(\text{SixGe}_{1-x})_4$ Materials For Magnetic Refrigeration”** Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 43 (1998), pp. 1729-1736
- [Pecharsky 99-2] **V. K. Pecharsky and Karl A. Gschneidner, Jr. “Magnetocaloric Effect and Magnetic Refrigeration”** JMMM 200 (1999), pp. 44-56
- [Pesty 93] **Pesty François “Études calorimétriques des comportements multicritiques des phases ondes de densité de spin dans un composé moléculaire”** HDR Laboratoire de Physique des Solides, Université Paris Sud (1993)
- [Pnomarev 83] **Pnomarev BK. “Apparatus for measuring the magnetocaloric effect in metal specimens in pulsed up 0 to 8 T”** Instrum. Exp. Tech. N° 26, pp. 659-662 (1983)
- [Ranke 03] **P. J. von Ranke and Daniel F. Grangeia “Investigations on magnetic refrigeration : Application to RNi_2 (R=Nd, Gd, Tb, Dy, Ho, and Er)”**, Journal of Applied Physics, Vol 93, No 7, 2003
- [Ranke 04] **P.J von Ranke, N. A. de Oliveira and S. Gama “Understanding the influence of the first-order magnetic phase transition on the magnetocaloric effect : application to $\text{Gd}_5(\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x})_4$ ”**, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 277 (2004) pp78-83
- [Rhyne 72] **J.J. Rhyne “Bulk magnetic properties”**, Edition R.J Elliot (Plenum, London 1972)
- [Rochette 01] **P. Rochette, F. Vadeboin et L. Clochard “Rock magnetic applications of Halbach cylinders”** Physics of the Earth and Planetary Interiors 126, pp 109-117, 2001
- [Rowe 02] **A. M. Rowe et J. A. Barclay « Design of an active magnetic regenerator test apparatus »**, Proceedings of the Cryogenic Engineering Conference, Vol 47, 2002

- [Shir 04] **Farhad Shir, Lawrence H. Bennett, Edward Della Torre, Catherine Mavriplis et Robert D. Shull “Modeling of magnetization and demagnetization in magnetic regenerative refrigeration”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol 40, No 4, 2004**
- [Shir 05] **Farhad Shir, Lawrence H. Bennett, Edward Della Torre, Catherine Mavriplis et Robert D. Shull “Transient response in magnetocaloric regeneration”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol 41, No 6, 2005**
- [Shir 05] **Farhad Shir, Lawrence H. Bennett, Edward Della Torre et Catherine Mavriplis “Analysis of room temperature magnetic regenerative refrigeration”, International Journal of Refrigeration , 2004**
- [Siddikov 02] **B.M. Siddikov, B.A. Wade et D.H. Schultz “Numerical simulation of the passive regenerator” International Journal of Applied Sc. & Computations, Vol 9, No 2 pp 89-97, 2002**
- [Smaïli 02] **Arezki Smaïli et Christian Masson “Numerical simulation of magnetic heat pumps”, 10th Annual Conference of CFC Society of Canada, 2002**
- [Smaïli 98] **A. Smaïli et R. Chahine “Thermodynamic investigations of optimum active magnetic regenerators” Cryogenics Vol 38; pp 247-252, 1998**
- [Steyert 77] **William A. Steyert Jr et Stephen S. Rosenblum “Continuous, noncyclic magnetic refrigerator and method” United States Patent 1977**
- [Tang 04] **Tang Y. B., Chen Y. G., Teng B. H., Li H. X. and Tu M. J. “Design of permanent magnetic circuit with airgap in magnetic refrigerator” IEEE Trans. Magn Vol. 40, pp. 1597-1600 (2004).**
- [Tegus 02-1] **O. Tegus, E. Brück, K. H. J. Buschow and F. R. de Boer “Transition- metal-based magnetic refrigerants for room temperature applications” Nature 415 (2002), pp. 150-151**
- [Tegus 02-2] **O. Tegus , N. P. Duong, W. Dagua , L. Zhang, E. Brück, K. H. J. Buschow et F. R. de Boer “Magnetocaloric effect in GdRu₂Ge₂”, Journal of Applied Physics, Vol 91, No 10, 2002**
- [Tishin 99] **Tishin, A.M. “Hand Book of Magnetic Material”, Vol.12, Ed. Buschow K.H.J., North Holland, Amsterdam (1999)**
- [Wada 01] **Wada H, Tanabe Y. “Giant Magnetocaloric effect of MnAs_{1-x}Sb_x” Applied Physics Letters. 79 (2001) pp. 3302-3304**
- [Willmott 64] **A. J. Willmott “Digital computer simulation of thermal regenerator”, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol 7, pp 1291-1302, 1964**
- [Wu 96] **P. Y. Wu, W. Huang, S. L. Hu, Y. L. He, L. Zhang et G. B. Cheng “ Dynamic simulation of magnetic material regenerator and comparison with experiment“ Cryogenics , Vol 36, No 4, 1996**
- [www.esrf.eu] **<http://www.esrf.eu/Accelerators/Groups/InsertionDevices/Software/Radia/Documentation>**
- [Xu 01] **Q. Y. Xu, K. M. Gu, X. L. Liang, G. Ni, Z. M. Wang et Y. Sang et W.**

- Du “Magnetic entropy change in $\text{La}_{0.54}\text{Ca}_{0.32}\text{MnO}_{3-\delta}$ ”, Journal of Applied Physics, Vol 90, No 1, 2001
- [Yan 91] **Zijun Yan and Jincan Chen “The characteristics of polytropic magnetic refrigeration cycles”, Journal of Applied Physics, Vol 70, No 4, 991**
- [Young 02] **Young Sun and M. B. Salamon “Magnetocaloric effect and temperature coefficient of resistance of $\text{La}_{2/3}(\text{Ca,Pb})_{1/3}\text{MnO}_3$ ” Journal of Applied Physics, Vol 92, No 6, 2002**
- [YU 03] **B.F. Yu, Q. GAO, Z. Chen “Review on research of room temperature magnetic” Refrigeration” International Journal of Refrigeration 26, pp. 622-636 (2003)**
- [Yu 05] **B. F. Yu, Q. Gao, C. F. Wang, B. Zhang, D. X. Yang et Y. Zhang “Experimental investigation on refrigeration performance of a reciprocating active magnetic regenerator of room temperature magnetic refrigeration” International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature Montreux, Suisse, du 27 au 30 Septembre 2005**
- [Zhang 00] **L. Zhang, S. A. Sherif, A. J. DeGregoria, C. B. Zimm et T. N. Veziroglu “Design optimization of a 0.1-ton/day active magnetic regenerative hydrogen liquefier”, Cryogenics 40 pp 269-278, 2000**
- [Zijlstra 85] **H. Zijlstra, “Permanent magnet systems for NMR tomography” Philips J. Rev. 40, 259-288, 1985.**
- [Zimm 98] **Zimm C, Jastrab A, Sternberg A, Pecharsky VK, Gschneider Jr KA, Osborne M, Anderson I. “Description and performance of near-room temperature magnetic refrigerator” Advances in Cryogenic Engineering 43, pp.1759-1766 (1998)**
- [Zimm 06] **Zimm C, Boerder A, Chell J, Sternberg A, Fujita A, Fujieda S, Fukamichi K. “Design and performance of a permanent-magnet rotary refrigerator” International Journal of Refrigeration 29, pp. 1302-1306 (2006)**

RESUME en Français

Les différents accords environnementaux interdisent l'utilisation de fluides frigorigènes usuels (protocole de Montréal : FC et HCFC et protocole de Kyoto : HFC). Il est donc pertinent de mener, parallèlement aux travaux actuels sur les nouveaux fluides frigorigènes, des recherches de nouvelles solutions de production du froid assurant une haute efficacité énergétique et un faible impact environnemental. La réfrigération magnétique constitue une des solutions. Cette technologie est basée sur l'effet magnétocalorique (EMC), une propriété intrinsèque de certains matériaux magnétiques. Compte tenu de cette activité de recherche novatrice, nous avons opté pour une approche globale dans laquelle nous avons essayé de maîtriser les différents aspects de cette technologie : du principe physique à l'application. Pour ce faire, un ensemble d'outils d'aide à la compréhension et à la conception ont été développés et exploités pour le dimensionnement d'un dispositif rotatif à aimants permanents de réfrigération magnétique.

TITLE in English

Study and design of magnetic refrigeration device based on magnetocaloric effect

ABSTRACT in English

The various environmental agreements prohibit the use of usual refrigerants (protocol of Montreal: FC and HCFC and protocol of Kyoto: HFC). It is thus relevant to carry out, in parallel to the current work on the new refrigerating fluids, a research of new solutions of refrigeration ensuring high energy effectiveness and a weak environmental impact. The magnetic refrigeration constitutes one of the solutions. This technology is based on the magnetocaloric effect (MCE), an intrinsic property of certain magnetic materials. Taking into account this activity of innovative research, we chose a global approach in which we tried to master the various aspects of this technology: from the physical principle to the application. With this intention, tools of assistance to comprehension and the design were developed and exploited for the dimensioning of a rotary magnetic refrigeration device with permanent magnets.

MOTS CLES

Réfrigération magnétique, effet magnétocalorique, aimants permanents, cycles magnétothermiques, matériaux magnétocaloriques.

ADRESSE du laboratoire

G2elab/ENSIEG
UMR 5529 INPG/UJF-CNRS
961 rue de la Houille Blanche
BP 46
Saint Martin d'Hères CEDEX