

LOICQ BAKAY

**DIMENSIONNEMENT ET PERTES DANS UN
CENTREUR MAGNÉTIQUE GUIDANT UN VOLANT
D'INERTIE SOUMIS À UN BALOURD :**

Application au stockage d'énergie de longue durée

Thèse présentée
à la Faculté des études supérieures et postdoctorales de l'Université Laval
dans le cadre du programme de doctorat en Génie Électrique
pour l'obtention du grade de Philosophiae doctor (Ph.D.)

DÉPARTEMENT DE GÉNIE ÉLECTRIQUE ET DE GÉNIE INFORMATIQUE
FACULTÉ DES SCIENCES ET DE GÉNIE
UNIVERSITÉ LAVAL
QUÉBEC

2012

© Loïcq Bakay, 2012

Résumé

Ces dernières années, les paliers magnétiques sont de plus en plus exploités dans des applications diverses. Ils sont généralement utilisés dans des applications à très haute vitesse de rotation, dans lesquelles la minimisation des pertes est requise pour éviter la pollution d'un environnement sensible à la poussière ou à un lubrifiant pour supprimer les vibrations et pour limiter la maintenance.

Cette thèse présente l'étude de deux configurations de centreurs magnétiques — centreurs magnétiques actifs et hybrides polarisés utilisés dans un système de stockage d'énergie de longue durée par volant d'inertie. Dans plusieurs applications utilisant les centreurs magnétiques, les pertes magnétiques sont généralement négligées. Dans une application de stockage d'énergie de longue durée, toute source de pertes doit être prise en compte lors du dimensionnement de ces derniers.

Nous avons proposé une méthode de calcul de pertes dans les deux configurations de centreurs supportant un volant d'inertie soumis à une force radiale de balourd. Après comparaison il en est ressorti que le centreur magnétique hybride polarisé présente moins de pertes Joule que le centreur magnétique actif, tandis que les pertes magnétiques du centreur magnétique actif sont inférieures à celles des centreurs hybrides polarisés. Le temps de décharge du volant supporté par les centreurs actifs est très inférieur à celui du volant supporté par les centreurs hybrides polarisés.

Pour une application de stockage de longue durée, l'utilisation des centreurs magnétiques polarisés selon notre étude semble la plus appropriée. De même, notre étude a montré que le stockage d'énergie par volant d'inertie favorise les hautes vitesses de rotation, et ce quelle que soit la configuration de centreur utilisée. En d'autres termes, le temps de décharge du volant augmente avec la vitesse maximale d'opération du volant.

Abstract

Nowadays, magnetic bearings are increasingly used in diverse applications. They are generally used in high speed rotating systems where low losses are requested, to avoid dust or lubricant in sensitive environments, for vibration elimination and to limit maintenance.

This thesis presents the study of two magnetic bearings configurations — radial active magnetic bearings and hybrid radial magnetic bearings used in a long term flywheel energy storage system. In several applications involving magnetic bearings, iron losses are usually neglected. In a long term energy storage application every single loss has to take into account when designing the latter.

We have proposed a loss calculation method of two magnetic bearings configurations supporting a flywheel submitted to an unbalance radial force. After some comparisons it emerges that hybride radial magnetic bearings present lower copper losses than active radial magnetic bearings, while iron losses are lower in active magnetic bearings than in hybride magnetic bearings. The flywheel discharge time supported by radial active magnetic bearings is much lower than the one supported by hybrid radial magnetic bearings.

According to our study, utilization of hybrid radial magnetic bearings in long term energy storage seems to be more appropriated. Likewise, our study has shown that no matter the configuration of magnetic bearing used, flywheel energy storage promote the high rotating speeds. In other words the discharge time increases with the flywheel's maximum operating speed.

Avant-Propos

Cette thèse de doctorat a été réalisée au Laboratoire d'Électrotechnique, Électronique de Puissance et Commande Industrielle (L.E.E.P.C.I) de la Faculté des Sciences et de Génie de l'Université Laval au Québec sous la supervision du Prof. Maxime Dubois.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude et ma reconnaissance à tous ceux et celles qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de cette thèse. Mes sincères remerciements vont en particulier :

- à mon directeur, le Prof. Maxime Dubois pour son support tant moral que financier qu'il m'a apporté tout au long des années passées au LEEPCI. Ses conseils pertinents, sa rigueur et sa disponibilité m'ont permis d'avancer en toute confiance dans cette thèse. Grâce à lui j'ai appris à être scientifiquement critique;
- à mon co-directeur, le Prof. Philippe Viarouge pour ses conseils, sa disponibilité, les outils qu'il a mis à ma disposition, ainsi que toutes les corrections qu'ils m'a apporté tout au long de cette thèse. Il a été un grand artisan dans la réussite de cette thèse;
- au Prof. Jean Ruel du département du Génie Mécanique pour les discussions que nous avons eues ensemble, et pour avoir ouvert son laboratoire pour la réalisation pratique d'un prototype d'essai;
- à mon épouse pour sa patience et le support qu'elle a su m'apporter tout au long de ces années de thèse;
- à mes parents (mère, frères et soeurs) pour le support lointain qu'ils m'ont apportés durant ces années;
- à tous mes anciens camarades du LEEPCI pour les discussions pertinentes que nous avons eues, et pour les bons moments passés ensemble;

- à Marco Béland, technicien au département de Génie Électrique et Informatique de l'Université Laval pour l'usinage des pièces mécaniques et l'aide au montage du prototype d'essai qu'il m'a apportés;
- et à toutes les secrétaires du département du Génie Électrique et Informatique pour leur disponibilité à me rendre service, et pour la logistique apporté pour mes déplacements lors des conférences.

Je tiens à rendre hommage à mon feu père Martin Ndjeng Elouga qui a quitté ce monde en 2006, et qui a toujours désiré me voir franchir cette étape. Bien que ce soit sans lui à mes côtés, je reste persuadé qu'il aurait été fier de moi.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	II
ABSTRACT	III
AVANT-PROPOS	IV
TABLE DES MATIÈRES	VI
Liste des Tableaux	IX
TABLE DES FIGURES	X
SYMBOLES	XIV
CHAPITRE 1 INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
1.1 Impact des énergies renouvelables	2
1.1.1 Sur le plan environnemental	2
1.1.2 Sur le plan économique.....	3
1.1.3 Sur le plan politique.....	4
1.2 Énergie éolienne et stockage.....	5
1.3 Structure du mémoire.....	8
CHAPITRE 2 ÉTAT DE L'ART SUR LE STOCKAGE D'ÉNERGIE	10
2.1 Types de stockage d'énergie.....	10
2.1.1 Stockage d'énergie à grande échelle.....	11
2.1.1.1 Stockage hydraulique.....	11
2.1.1.2 Stockage à air comprimé en réservoir souterrain.....	13
2.1.1.3 Stockage sous forme thermique.....	14
2.1.2 Stockage d'énergie à petite échelle.....	15
2.1.2.1 Stockage électrostatique	15
2.1.2.2 Stockage électrochimique	16
2.1.2.3 Stockage magnétique	17
2.1.2.4 Stockage par volant d'inertie	18
2.2 Sélection d'un médium de stockage adapté à l'application éolienne	19
2.2.1 Application éolienne : mise en contexte.....	19
2.2.2 Intérêt du stockage inertiel dans le cas de l'application éolienne.....	21
2.3 Système de stockage d'énergie par volant d'inertie (SSEVI).....	24
2.3.1 Principe de fonctionnement des unités de stockage par volant d'inertie	25
2.4 Approche de réduction de pertes dans un SSEVI	33
2.5 Conclusion	35
CHAPITRE 3 LES CENTREURS MAGNÉTIQUES	36
3.1 Introduction.....	36
3.2 Généralités sur les centreurs magnétiques	37
3.2.1 Centreurs magnétiques passifs.....	38
3.2.1.1 Force magnétique entre deux aimants	42
3.2.2 Paliers Magnétiques Supraconducteurs (PMS).....	43
3.2.3 Définition des centreurs magnétiques actifs	46

3.2.4 Raideur et stabilité des paliers magnétiques	46
3.2.4.1 Force radiale d'un centreur magnétique actif à 8 pôles	47
3.3 Comparaison entre centreurs magnétiques passifs et actifs	54
3.4 État de l'art des centreurs magnétiques	54
3.4.1 Centreurs magnétiques passifs	55
3.4.2 Différentes géométries des centreurs magnétiques actifs	56
3.4.3 Centreurs magnétiques hybrides	61
3.5 Introduction à la commande linéaire des centreurs	65
3.5.1 Le capteur de position	66
3.5.2 Le régulateur	66
3.5.3 L'amplificateur	66
3.5.3.1 Amplificateur à commutation	67
3.6 Motivations et objectifs de la thèse	69
3.7 Contribution scientifique	70
CHAPITRE 4 CONCEPTION DES CENTREURS MAGNÉTIQUES	71
4.1 Cahier des charges	71
4.1.1 Dynamique du rotor rigide	72
4.1.1.1 Étude du balourd	73
4.1.1.1.1 Rotor Jeffcott	75
4.1.1.1.2 Équation de mouvement	77
4.1.2 Spécifications de base des centreurs	85
4.2 Centreurs magnétiques actifs	87
4.2.1 Géométrie du centreur magnétique actif	87
4.2.2 Masse totale du centreur actif	93
4.2.3 Relation entre la force magnétique totale et la force de balourd	94
4.3 Conception des centreurs magnétiques hybrides	98
4.3.1 Géométrie du centreur hybride	98
4.3.1.1 Analyse du modèle	99
4.3.2 Masse totale du centreur hybride	112
4.3.3 Relation entre la force magnétique totale et la force de balourd	113
4.4 Calcul de l'amplificateur	114
4.4.1 Pour un centreur actif	115
4.4.2 Pour un centreur hybride	117
4.5 Conclusion	118
CHAPITRE 5 PERTES DANS LES CENTREURS MAGNÉTIQUES	119
5.1 Aspect général	119
5.2 État de l'art	121
5.3 Pertes aérodynamiques dans les centreurs magnétiques	122
5.4 Pertes Joule : généralités	123
5.5 Pertes magnétiques : généralités	123
5.5.1 Pertes par hystérésis	125
5.5.2 Pertes par Courant de Foucault	125
5.6 Pertes dans les centreurs actifs	127
5.6.1 Pertes Joule	127

5.6.2 Pertes par hystérésis	128
5.6.2.1 Pertes par hystérésis au Stator	129
5.6.2.2 Pertes par hystérésis au Rotor	131
5.6.3 Pertes par courants de Foucault	142
5.6.3.1 Pertes par courants de Foucault au stator	143
5.6.3.2 Pertes par courants de Foucault au Rotor	143
5.7 Pertes dans les centreurs hybrides	146
5.7.1 Pertes Joule	146
5.7.2 Pertes par courants de Foucault	147
5.7.2.1 Au Rotor	150
5.7.2.2 Pertes par courant de Foucault au stator	163
5.7.3 Pertes par hystérésis	165
5.7.3.1 Pertes par hystérésis au stator	166
5.7.3.2 Pertes par hystérésis au rotor	166
5.8 Conclusion	167
CHAPITRE 6 EXPÉRIMENTATION, SIMULATIONS ET RÉSULTATS.....	169
6.1 Conception assistée par ordinateur des centreurs	169
6.1.1 Intégration de la géométrie du centreur dans MagNet.....	170
6.1.2 Calcul du temps de décharge	171
6.2 Procédure d'optimisation	173
6.3 Résultats	175
6.3.1 Caractéristique force-courant des centreurs.....	175
6.3.2 Caractéristique masse du centreur - vitesse du volant	177
6.3.3 Variation des pertes en fonction de la vitesse du volant.....	179
6.3.4 Variation du temps de décharge en fonction de la vitesse du volant.....	181
6.3.5 Énergie maximale et temps de décharge du volant d'inertie	183
6.4 Banc de tests du centreur hybride	186
6.4.1 Découpage et empilage des tôles	187
6.4.2 Centreur magnétique hybride.....	189
6.4.2.1 Montage du centreur magnétique sur le banc d'essai	189
6.4.3 Montage global du banc d'essai et tests.....	190
6.5 Conclusion	196
CHAPITRE 7 CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES.....	197
7.1 Conclusion générale.....	197
7.2 Perspectives	201
7.2.1 Perspectives centreurs actifs	201
7.2.2 Perspectives centreurs hybrides polarisés.....	202
BIBLIOGRAPHIE.....	203
ANNEXE A : VUE EN PLAN DE L'ENCEINTE DE SÉCURITÉ	211
ANNEXE B : STABILITÉ ET EXTENSION DU THÉORÈME DE S. EARNSHAW	212
ANNEXE C : COURANT DE FOUCAULT ET EFFET PELLICULAIRE	216
ANNEXE D : CALCUL DU VOLUME DU CUIVRE.....	220
ANNEXE E : CALCUL DU TEMPS DE DÉCHARGE.....	222
ANNEXE F : PARAMÉTRISATION DES GRANDEURS VISUAL BASIC.....	225

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1 : Quelques caractéristiques des dispositifs de stockage à grande échelle	15
Tableau 2.2 : Quelques caractéristiques des dispositifs de stockage à petite échelle	18
Tableau 2.3 : Quelques caractéristiques du système de stockage par volant d'inertie	24
Tableau 2.4 : Facteur de forme de quelques types de volants	28
Tableau 2.5 : Caractéristiques de quelques matériaux utilisés pour des volants	31
Tableau 3.1 : Comparaison centreurs magnétiques actifs et passifs	53
Tableau 3.2 : Caractéristiques des centreurs passifs construits et présentés dans la littérature	54
Tableau 4.1 : Qualité d'équilibrage de quelques rotors rigides	85
Tableau 4.2 : Paramètres physiques du centreur	86
Tableau 4.3 : Paramètres de sortie du centreur actif	95
Tableau 4.4 : Paramètres de sortie du centreur hybride	113
Tableau 5.1 : Étude de cas (amplitudes maximales)	140
Tableau 5.2 : Étude de cas (amplitudes des ondes fondamentales)	144
Tableau 5.3 : Étude de cas (quelques formes d'onde de $B_{\text{tangential}}(t)$)	159
Tableau 6.1 : Paramètres physiques du centreur	174
Tableau 6.2 : Résultats obtenus après optimisation	177
Tableau 6.3 : Énergie max et temps de décharge pour centreur actifs	183
Tableau 6.4 : Énergie max et temps de décharge pour centreur hybride polarisé	184
Tableau 7.1 : Comparaison de quelques performances des configurations de centreurs ...	197
Tableau 7.2 : Caractéristiques physiques du centreur	198

TABLE DES FIGURES

Figure 1.1 : Demande d'énergie par secteur en Europe [BUT 07]	1
Figure 1.2 : Éolienne associé à un système de stockage.....	6
Figure 2.1 : Schéma d'une station de stockage hydraulique.....	12
Figure 2.2 : Principe d'une station de stockage à air comprimé.....	13
Figure 2.3 : Principe d'une station de stockage thermique.....	14
Figure 2.4 : Comparaison de quelques technologies de batteries.....	17
Figure 2.5 : Comparaison de quelques systèmes de stockage [WER 05].....	19
Figure 2.6 : Schéma de principe d'un système de stockage par volant d'inertie.....	20
Figure 2.7 : Schéma de principe d'un système de stockage par volant d'inertie.....	26
Figure 2.8 : Quelques formes usuelles de volant d'inertie [BER 01].....	27
Figure 2.9 : Photo d'un SSEVI désintégré [FAU 03].....	32
Figure 2.10 : Organigramme de pertes du SSEVI.....	34
Figure 3.1 : Roulements à billes à charge radiale.....	37
Figure 3.2 : Centreur magnétique à réluctance variable.....	39
Figure 3.3 : Configurations de base des centreurs à aimants permanents.....	40
Figure 3.4 : Orientation des forces des centreurs à aimants permanents.....	41
Figure 3.5 : Interaction de deux aimants longs.....	42
Figure 3.6 : Effet Meissner.....	44
Figure 3.7 : Principe de la lévitation par supraconducteur.....	45
Figure 3.8 : Degrés de liberté.....	47
Figure 3.9 : Centreur magnétique actif à 8 pôles supportant un rotor débalancé.....	48
Figure 3.10 : Coupe d'un centreur magnétique actif à 8 pôles.....	48
Figure 3.11 : Modèle simplifié sur un axe d'un centreur magnétique actif.....	49
Figure 3.12 : Centreur actif homopolaire.....	55
Figure 3.13 : Centreur actif hétéropolaire à 8 pôles.....	56
Figure 3.14 : Centreur actif hétéropolaire à 4 pôles.....	57
Figure 3.15 : Centreur actif hétéropolaire à 4 pôles passifs.....	58
Figure 3.16 : Centreur actif hétéropolaire à 3 pôles passifs.....	58
Figure 3.17 : Centreur actif à 3 pôles.....	59
Figure 3.18 : Paliers coniques.....	60
Figure 3.19 : Centreur magnétique hybride avec aimantation au stator.....	61
Figure 3.20 : Centreur magnétique hybride homopolaire.....	62
Figure 3.21 : Centreur magnétique hybride hétéropolaire.....	63
Figure 3.22 : Induction de polarisation en fonction de l'angle centreur hétéropolaire.....	63
Figure 3.23 : Induction de polarisation en fonction de l'angle d'un centreur homopolaire.....	64
Figure 3.24 : Centreur à noyau amagnétique.....	64
Figure 3.25 : Principe de la commande d'un électroaimant d'un centreur actif à 8 pôles.....	65
Figure 3.26 : Amplificateur linéaire.....	67
Figure 3.27 : Amplificateur bidirectionnel en courant.....	68

Figure 3.28 : Amplificateur bidirectionnel en tension	69
Figure 4.1: Rotor de masse m supporté radialement par des paliers	74
Figure 4.2: Rotors Jeffcott parfaitement balancés : a- Le rotor consiste en une masse ponctuelle sur un arbre flexible tournant sur les paliers rigides; b- Masse ponctuelle sur un rotor rigide pendant que les paliers ne le sont pas; c- Les paliers et l'arbre sont flexibles.....	76
Figure 4.3: Rotor Jeffcott débalancé.....	77
Figure 4.4: Géométrie du centreur magnétique à 8 pôles	87
Figure 4.5: Modèle d'analyse du centreur actif à 8 pôles.....	88
Figure 4.6 : Circuit magnétique équivalent	89
Figure 4.7 : Modèle d'analyse de section $S_\delta(r)$	90
Figure 4.8 : Coupe de la bobine de centreur actif à 8 pôles.....	93
Figure 4.9 : Répartition des lignes de champs sans balourd.....	96
Figure 4.10 : Distribution des lignes de champs avec balourd au point A	97
Figure 4.11 : Distribution des lignes de champ avec balourd au point B	97
Figure 4.12 : Géométrie du centreur hybride.....	98
Figure 4.13 : Circulation du flux dans le centreur magnétique hybride	100
Figure 4.14 : Circuit magnétique global centreur magnétique hybride (plan y-z)	101
Figure 4.15 : Circuit magnétique simplifié centreur magnétique hybride (plan y-z)	101
Figure 4.16 : Circuit magnétique équivalent de l'aimant pour δ constant.....	102
Figure 4.17 : Circuit magnétique de l'aimant	103
Figure 4.18 : Géométrie de l'aimant.....	105
Figure 4.19 : Circuit équivalent magnétique 2 bobines en série.....	107
Figure 4.20 : Modèle d'analyse du centreur hybride	109
Figure 4.21 : Coupe du centreur hybride	109
Figure 4.22 : Coupe d'une dent de centreur hybride	110
Figure 4.23 : Photo du centreur hybride pour expérimentation.....	111
Figure 4.24 : Dégradé de couleurs des inductions magnétique avec un balourd en A	114
Figure 4.25 : Amplificateur de puissance d'un centreur actif.....	115
Figure 4.26 : Amplificateur de puissance d'un centreur actif.....	117
Figure 5.1 : Flux d'énergie dans un centreur magnétique.	120
Figure 5.2 : Courbe B-H d'un matériau magnétique	124
Figure 5.3: Réduction des courants de Foucault par laminations	126
Figure 5.4 : Distribution des lignes de champ d'un PMAR de type NSSN.....	129
Figure 5.5 : Variation d'induction sous une dent.....	130
Figure 5.6 : Variation d'induction culasse stator sous une dent	130
Figure 5.7 : Induction tangentielle sur le rotor sur une période NSSN, telle qu'obtenue par simulations par éléments finis pour un cas de PMAR.....	132
Figure 5.8 : Approximation modélisée de la Figure 5.73	132
Figure 5.9 : Induction radiale sur le rotor sur une période NSSN, telle qu'obtenue par simulations par éléments finis pour un cas de PMAR	133
Figure 5.10 : Approximation théorique d'induction sur le rotor sur une période NSSN ...	134

Figure 5.11 : Module de l'induction tangentielle en fonction de la position angulaire du rotor, pour un instant donné ($t=0$) le balourd est situé à $\theta_0=180^\circ$ et fait face à une encoche.....	136
Figure 5.12 : Module de l'induction tangentielle en fonction de la position angulaire du rotor, après $8/100^\circ$ de tour plus tard, le balourd est situé à $\theta=180^\circ$ par rapport au centre de l'encoche.....	137
Figure 5.13 : Position de θ_0 selon les intervalles (Int = intervalle).....	138
Figure 5.14 : Orientation des courants dans les bobines.....	139
Figure 5.15 : Circulation des flux axial et radial	148
Figure 5.16 : demi-stator PMHR	149
Figure 5.17 : Zoom des lignes de champ dans les laminations du PMHR	149
Figure 5.18 : Évolution de B au rotor à vide à $t = 0$, en fonction de la position radiale dans le référentiel du rotor	150
Figure 5.19 : Centreur magnétique fictif à deux pôles sur l'axe x.....	151
Figure 5.20 : Coupe du rotor du centreur magnétique à deux pôles	152
Figure 5.21 : Évolution du module de B à $t = 0.335$ ms (Teta pris au référentiel statorique)	153
Figure 5.22 : Évolution de l'induction tangentielle B_{cry} dans les laminations du rotor à $t = 0$ (Teta pris au référentiel statorique).....	154
Figure 5.23 : Centreur magnétique fictif à deux pôles sur l'axe y.....	155
Figure 5.24 : Évolution de l'induction tangentielle B_{crx} dans les laminations du rotor à $t = 0$ (Teta pris au référentiel statorique).....	156
Figure 5.25 : Évolution de l'induction tangentielle dans les laminations du rotor à $t = 0$ (Teta pris au référentiel statorique).....	157
Figure 5.26 : Centreur magnétique hybride à 4 pôles à $t = 0.335$ ms	158
Figure 5.27 : Flux à vide et en charge dans les laminations du rotor sous une dent.....	160
Figure 5.28 : Approximation de l'induction magnétique à vide de la Figure 5.18.....	161
Figure 5.29 : Approximation de l'induction magnétique à vide de la Figure 5.18 sans composante continue.....	161
Figure 5.29 : Laminations du rotor	162
Figure 5.30 : Demi-stator PMHR	163
Figure 6.1 : Extrait du modèle de dimensionnement du centreur magnétique	169
Figure 6.2 : Environnement Excel de transfert des paramètres des centreurs dans MagNet	170
Figure 6.3 : Principe d'optimisation du centreur	172
Figure 6.4 : Procédure d'optimisation du temps de décharge du centreur	173
Figure 6.5 : Caractéristique Force-Courant des centreurs	175
Figure 6.6 : Caractéristique Masse du centreur – Vitesse du volant.....	178
Figure 6.7 : Évolution des pertes en fonction de la vitesse pour le centreur actif.....	179
Figure 6.8 : Évolution des pertes en fonction de la vitesse pour le centreur hybride	180
Figure 6.9 : Évolution du temps de décharge du volant d'inertie.....	181
Figure 6.10 : Demi stator du centreur hybride avant recuit	187
Figure 6.11 : Rotor sous condition de tests.....	187
Figure 6.12 : Centreur magnétique hybride complet sur son support.....	189

Figure 6.13 : Banc d'essai.....	190
Figure 6.14 : Évolution de la température au rotor à 2500 RPM.....	192
Figure 6.15 : Évolution de la température au rotor à 3000 RPM.....	193
Figure 6.16 : Évolution de la température au rotor à 4000 RPM.....	194

Symboles

α	Facteur de remplissage
B	Induction magnétique
B_a	Induction magnétique dans l'aimant
B_{al}	Balourd
B_{cr}	Induction magnétique due au courant dans les laminations
\hat{B}_{cr}	Amplitude de l'induction due au courant dans les laminations du rotor
B_{cr+}	Somme des inductions dans la culasse
B_{cr-}	Différence des inductions dans la culasse
B_{crmax}	Induction magnétique max. due au courant dans les laminations du rotor
B_{crx}	Induction magnétique en x due au courant dans les laminations du rotor
B_{cry}	Induction magnétique en y due au courant dans les laminations du rotor
\hat{B}_{cs}	Amplitude de l'induction due au courant dans les laminations du stator
B_{csx}	Induction magnétique en x due au courant dans les laminations du stator
B_{csy}	Induction magnétique en y due au courant dans les laminations du stator
$B_{\delta\alpha}$	Induction magnétique dans l'entrefer dû à l'aimant
B_{δ}	Induction magnétique dans l'entrefer
$B_{\delta j}$	Induction magnétique dans l'entrefer dû au courant dans le PMHR
B_{dent}	Induction magnétique dans la dent
\hat{B}_{dent}	Amplitude de l'induction magnétique dans la dent
B_{d0}	Induction magnétique due au courant I_0
B_{fb}	Induction magnétique de fuite
B_r	Induction magnétique rémanente de l'aimant
B_{tcr0}	Induction magnétique tangentielle due au courant I_0 dans la culasse rotor
B_{tcr}	Induction magnétique tangentielle due au courant i_c dans la culasse rotor
C_c	Charge du condensateur
D_a	Diamètre de l'arbre

D_{ext}	Diamètre extérieur maximum du centreur
D_i	Diamètre à l'entrefer du rotor
D_v	Diamètre du volant d'inertie
δ	Entrefer mécanique
δ_p	Profondeur de pénétration
δA	Travail virtuel du point P
δq	Variation de la coordonnée généralisée
δr	Déplacement infinitésimale de la particule
Δr	Déplacement radial du centreur à réluctance variable
δW	Travail de la force F_p
dl	Élément infinitésimal de déplacement le long du contour X
dr	Élément infinitésimal de rayon (du centre à la dent)
ε	Excentricité du centre de gravité du rotor
ε_c	Permittivité
e_t	Épaisseur des tôles
E_{cp}	Énergie cinétique
E_d	Champ électrique disruptif
E_m	Énergie magnétique dans la bobine
E_{he}	Énergie hydraulique
E_{pe}	Énergie élastique
e_{culs}	Épaisseur de la culasse stator
e_{culr}	Épaisseur de la culasse rotor
eps	Épaisseur demi-stator
E_v	Énergie emmagasinée par le volant d'inertie
E_{vmax}	Énergie max. emmagasinée par le volant d'inertie
f	Fréquence
ψ_c	Flux totalisé de réaction d'induit
ϕ_a	Flux de l'aimant
ϕ_c	Flux de contrôle

ϕ_{fb}	Flux de fuites
$\hat{\Phi}_c$	Amplitude d flux de contrôle
F_a	Force due à l'aimant
\hat{F}_b	Amplitude de la force de balourd
F_{balx}	Composante en x de la force de balourd
F_{baly}	Composante en y de la force de balourd
F_{inta}	Force d'interaction entre 2 aimants
F_{m1}	Force magnétique due l'électroaimant 1
F_{m2}	Force magnétique due l'électroaimant 2
F_{ms}	Force magnétique subie par le supraconducteur
\vec{F}_p	Vecteur de force résultante agissant sur la particule
F_{rmax}	Force balourd max.
F_{totl}	Force radial centreur à réluctance variable linéarisée
F_{tot}	Force magnétique radiale totale du centreur
\hat{F}_{tot}	Amplitude de la force magnétique radiale totale du centreur
F_{totx}	Force magnétique totale sur l'axe x du centreur
F_{toty}	Force magnétique totale sur l'axe y du centreur
G	Qualité d'équilibrage
H	Champ magnétique
H_0	Champ magnétique externe du supraconducteur
H_a	Champ magnétique dans l'aimant
H_δ	Champ magnétique dans l'entrefer
H_{es}	Hauteur colonne dent
H_{fb}	Champ magnétique de fuites
H_{he}	Hauteur de chute d'eau
H_{moy}	Champ magnétique dans moyen dans le fer
h_r	Hauteur bec dent
I_0	Courant de polarisation

i	Courant dans les bobines
I_1, I_2	Courants dans les inductances B1 et B2
i_c	Courant de contrôle
\hat{I}_c	Amplitude du courant de contrôle
i_f	Courant de Foucault
I_m	Courant dans la bobine
j	Densité de courant dans les bobines
J_f	Densité de courant de courants de Foucault
J_0	Densité de courant I_0
j_c	Densité de courant i_c
\hat{J}_c	Amplitude de la densité de courant j_c
J_{cmax}	Densité de courant à Ω_{max}
j_{cx}	Composante en x de j_c
j_{cy}	Composante en y de j_c
J_v	Inertie du volant d'inertie
K	Raideur globale du système
k_a	Facteur d'occupation de l'aimant
k_f	Facteur de force centreur actif
K_i	Gain en courant du PMAR
K_f	Facteur de forme du volant d'inertie
k_{fp}	Facteur de force centreur hybride
k_r	Coefficient d'ouverture d'encoche
k_{ea}	Rapport entre section entrefer et section aimant
K_v	Coefficient de sécurité du volant d'inertie
K_x	Raideur en boucle ouverte du PMAR
l	Longueur axiale maximum du centreur
l_d	Largeur de la dent
l_{dl}	Largeur colonne dent
L	Opérateur Lagrangien

l_a	Longueur de l'aimant
L_b	Inductance du circuit magnétique
l_{col}	Longueur de la colonne
l_{ac}	Profondeur de la colonne
l_m	Parcours moyen des lignes de champ
L_m	Inductance de la bobine
l_{ma}	Largeur de l'aimant
l_t	Arc sous-tendue dent
ea	Épaisseur de l'aimant
m	Masse du rotor du volant d'inertie
M_1, M_2	Aimantation aimant 1 et 2
m_a	Masse des aimants
m_c	Masse du centreur
m_{dent}	Masse d'une dent
m_{cu}	Masse totale du cuivre
m_{cul}	Masse totale des culasses
m_{culs}	Masse culasse stator sous une paire de pôles
m_{culr}	Masse culasse rotor sous une paire de pôles
$m_{culrtot}$	Masse culasse rotor totale
$m_{culstat}$	Masse culasse stator totale
m_p	Masse particule
m_v	Masse du volant d'inertie
ν	Rang harmonique
ν_ν	Coefficient de poisson du matériau
μ_{aim}	Perméabilité de l'aimant
μ_0	Perméabilité absolue
μ_{acier}	Perméabilité relative de l'acier
μ_{rm}	Perméabilité du matériau supraconducteur
N	Nombre de tours

n	Nombre total d'harmoniques
Ω	Vitesse de rotation du rotor
Ω_{max}	Vitesse de rotation max. du rotor
Ω_{min}	Vitesse de rotation min. du rotor
Ω_v	Vitesse du volant
P_{hr}	Pertes hystérésis au rotor
P_f	Pertes par courants de Foucault
P_{fr}	Pertes par courants de Foucault au rotor
P_{frtot}	Pertes par courants de Foucault totales au rotor
P_{fcs}	Pertes par courants de Foucault dans la culasse du stator
P_{fd}	Pertes par courants de Foucault dans les dents du stator
P_{fs}	Pertes par courants de Foucault au stator
P_{hs}	Pertes hystérésis au stator
P_{int}	Périmètre interne
p_{jx}	Pertes Joule sur l'axe x
p_{jy}	Pertes Joule sur l'axe y
P_{jtot}	Pertes Joules totales d'un centreur
P_{max}	Puissance max. de l'amplificateur
q_i	Coordonnée généralisée
Q_i	Force généralisée de q_i
Q_x	Force généralisée en x
Q_y	Force généralisée en y
R_a	Réductance de l'aimant
R_b	Résistance de la bobine
rap	Rapport profondeur d'encoche-largeur de dent
R_δ	Réductance d'entrefer
$R_{\delta 1}$	Réductance d'entrefer 1
$R_{\delta 2}$	Réductance d'entrefer 2
R_m	Résistance de la bobine

R_{moy}	Réductance moyenne du circuit magnétique
r_p	Position du centre de masse
\dot{r}_p	Vitesse du centre de masse
R_v	Rayon du volant d'inertie
ρ	Résistivité
ρ_a	Masse volumique aimant
ρ_{acier}	Masse volumique de l'acier
ρ_{cu}	Masse volumique du cuivre
ρ_{he}	Masse volumique de l'eau
ρ_v	Masse volumique du matériau utilisé
q_i	Coordonnée généralisée lagrangienne
Q_i	Effort extérieur appliqué au le système
S_{a1}, S_{a2}	Sections aimants 1 et 2
S_a	Section de l'aimant
S_b	Section de la fenêtre de bobinage
S_{cu}	Section du cuivre
$S_\delta(r)$	Section de l'entrefer
S_d	Section de passage de flux sous une dent
S_{td}	Section de la dent
S_{cult}	Section de passage du flux tangentiel
σ_v	Contrainte élastique du volant d'inertie
σ_{vmax}	Contrainte élastique max. du volant d'inertie
t	Indice de temps
T	Énergie cinétique de la particule
T_{pertes}	Couple de pertes
v	Paramètre de sécurité
θ	Angle de rotation du rotor
θ_a	Angle d'ouverture colonne dent

θ_d	Angle d'ouverture de la dent
θ_e	Angle d'ouverture d'encoche
u	Signal de commande du centreur
u_c	Tension aux bornes du centreur
U	Énergie potentielle
U_{cc}	Tension d'entrée de l'amplificateur
V_m	Volume du corps supraconducteur
V_a	Volume de l'aimant
V_c	Volume du condensateur
V_{he}	Volume de l'eau
ω	Pulsation électrique
ω_{max}	Pulsation électrique max.
W_a	Énergie magnétique dans l'aimant
W_c	Énergie dans le condensateur
W_δ	Énergie magnétique dans l'entrefer
$W_{\delta a}$	Énergie magnétique dans l'entrefer due à l'aimant
W'_δ	Co-énergie magnétique dans l'entrefer
w_h	Énergie volumique dissipée
W_{tot}	Énergie magnétique totale dans $E1$ et $E2$
x_c	Abscisse du centre géométrique ou élastique
\dot{x}_c	Vitesse de l'abscisse du point C
x_{mes}	Position mesurée
x_{ref}	Position de référence
χ_m	Susceptibilité du matériau supraconducteur
x_p	Abscisse du centre de masse
\dot{x}_p	Vitesse de l'abscisse du point P
y_c	Ordonnée du centre géométrique ou élastique

\dot{y}_c	Vitesse de l'ordonnée du point C
y_p	Ordonnée du centre de masse
\dot{y}_p	Vitesse de l'ordonnée du point P

Abréviations

<i>E1</i>	Entrefer 1
<i>E2</i>	Entrefer 2
<i>PMAR</i>	Palier Magnétique Actif Radial
<i>PMHR</i>	Palier Magnétique Hybride Radial
<i>PMP</i>	Palier Magnétique Passif
<i>PMS</i>	Paliers Magnétiques Supraconducteurs
<i>SSEVI</i>	Système de Stockage d'Énergie par Volant d'Inertie

Chapitre 1 INTRODUCTION GÉNÉRALE

À l'échelle mondiale, l'approvisionnement énergétique repose aujourd'hui à plus de 80 pour cent sur le charbon, le pétrole et le gaz naturel. La croissance démographique, la croissance économique, l'accroissement de l'utilisation des appareils et des équipements électriques et les conditions climatiques entraînent dans de nombreux pays une augmentation de la demande en électricité, notamment au Canada où on voit un taux d'augmentation moyen annuel de 1.9 % depuis 1990 selon « Statistique Canada ». Si on prend l'exemple de l'Europe, la Figure 1.1 montre selon les statistiques une évolution significative de la demande en énergie par secteur d'ici à 2030.

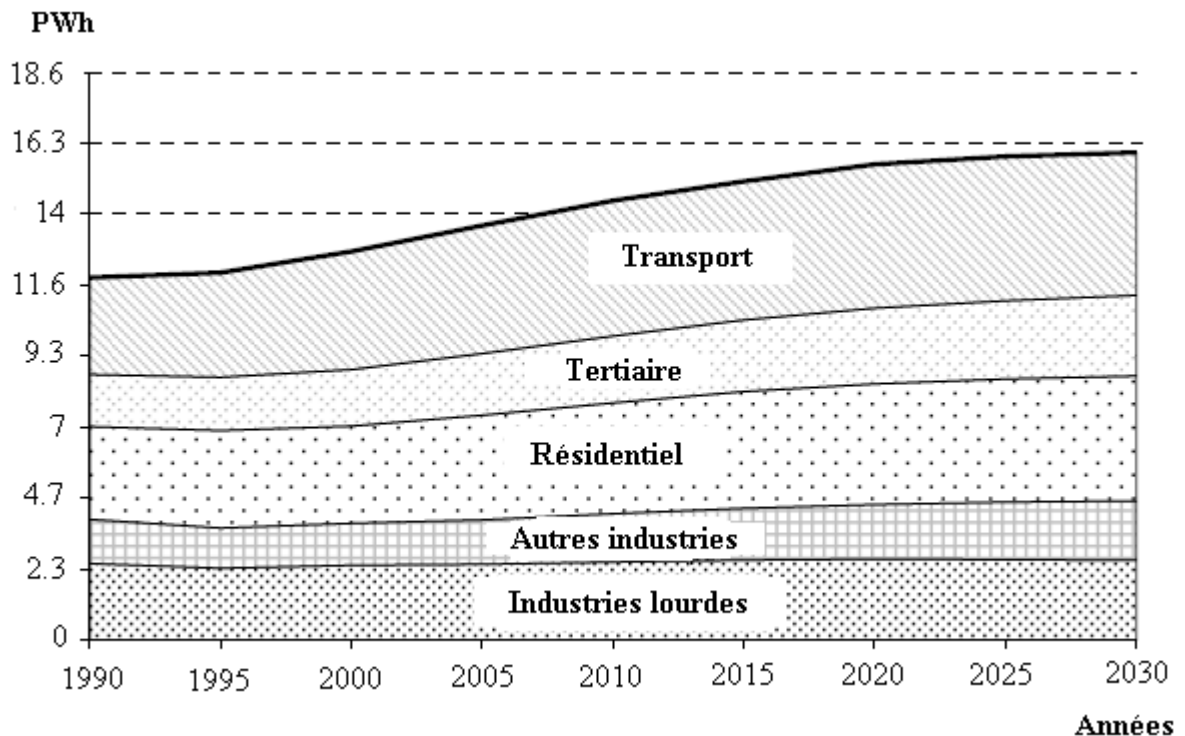


Figure 1.1 : Demande d'énergie par secteur en Europe [BUT 07]

1.1 Impact des énergies renouvelables

Pour satisfaire la demande en électricité, les compagnies de production de l'énergie électrique font dans la plupart des cas appel aux gisements de type fossile, nucléaire ou encore hydraulique. Cependant, l'épuisement de ces gisements traditionnels — tels que les nappes pétrolières et les rivières —, la difficulté de recyclage des déchets nucléaires ainsi que l'augmentation du coût de l'énergie de types fossile et hydroélectrique conduisent à la recherche d'énergies alternatives. Généralement renouvelables comme tel est le cas de l'hydroélectricité, ces énergies alternatives ont des impacts importants sur les plans environnemental, économique et politique.

1.1.1 Sur le plan environnemental

L'utilisation de vecteurs énergétiques fossiles est problématique d'un point de vue écologique. Il s'agit ici principalement du changement climatique global qui se dessine de manière toujours plus précise à la suite de la concentration atmosphérique accrue de gaz carbonique CO₂ en tant que gaz à effet de serre. Au niveau international, des efforts ont été entrepris afin d'amener une amélioration de la tendance. Ainsi, le Protocole de Kyoto, que plusieurs pays ont ratifié vise la réduction des émissions globales de six gaz à effet de serre, dont en premier lieu le CO₂, d'environ 5 pour cent par rapport à 1990 d'ici 2012. L'émission annuelle de CO₂ par habitant au Canada est l'une des plus élevées au monde — environ 21 tonnes par an. Si la croissance démographique accroît, et si le recours à l'approvisionnement en énergie provient des énergies fossiles, il est clair que l'impact négatif sur l'environnement sera de plus en plus marqué.

L'utilisation des énergies renouvelables fournit alors des énergies alternatives, permettant de réduire l'émission des gaz à effet de serre à l'échelle nationale et internationale. L'impact écologique de ces sources renouvelables sur l'atmosphère est presque nul car elles ne produisent que peu de gaz à effet de serre — certaines de ces énergies renouvelables

émettent des gaz à effet de serre, notamment lors de la production des dispositifs d'exploitation énergétiques (fabrication des panneaux solaires, production d'éoliennes, etc.). Cependant, ces émissions sont très inférieures à celles issues des énergies fossiles telles que le pétrole. Quant à l'exploitation des énergies renouvelables, elle ne génère pas de déchets ayant des risques pour l'environnement. Les déchets produits par un système de production d'énergie renouvelable sont essentiellement des déchets issus du démantèlement des installations de production en fin de vie. En comparaison, les centrales thermiques à charbon engendrent en plus de cela, des cendres. Quant au nucléaire, il génère des déchets très faibles, non recyclables à l'heure actuelle, mais fortement radioactifs pour nuire à la santé des populations lorsqu'ils ne sont pas bien stockés. Une possibilité de réduction de la radioactivité est souvent considérée mais cet espoir s'amenuise lorsqu'on pense que dans le cas du plutonium 239, une réduction de 50 % de la radioactivité prend environ 25000 ans [GEO 79].

1.1.2 Sur le plan économique

Une des caractéristiques de la production d'énergie à partir de sources renouvelables est son caractère décentralisé. Un travail fait par les chercheurs du « Rocky Mountain Institute » dans leur étude « Small is Profitable » [LOV 02] a montré que même dans une production de masse, un réseau de petites unités présente beaucoup plus d'avantages que les gigantesques unités de production que nous connaissons, malgré les économies d'échelle — c'est lorsque le coût unitaire d'un produit baisse avec l'augmentation de la quantité produite. Ils ont recensé dans cette étude : une réduction du risque financier, une réduction de l'endettement, une flexibilité technique, un impact moindre des problèmes liés aux pannes de courant du type de ceux que les réseaux nord-américains et italien ont connu en 2003, etc.

En ce qui concerne les pays de l'Afrique subsaharienne, la connaissance technologique acquise dans les avancés technologiques des énergies renouvelables pourrait plus

facilement leur être transférée, et l'entretien des installations est également plus aisé pour les techniciens locaux, ce qui permettrait de créer des emplois. Enfin, à plus ou moins court terme, ces pays pourront à leur tour produire et même exporter leurs propres systèmes de production d'énergie. Ils possèdent d'ailleurs de grands gisements d'énergie renouvelable, que ce soit l'énergie solaire thermique ou photovoltaïque dans les pays tropicaux, la petite et moyenne hydraulique dans les pays du bassin du Congo, la biomasse dans les pays équatoriaux ou encore l'éolien dans les pays présentant des zones côtières.

La pression environnementale de l'utilisation des combustibles fossiles se traduit généralement par des coûts importants dus à la taxe intérieure sur les produits pétroliers. Les conséquences de l'utilisation des combustibles est souvent dramatique pour les collectivités au point de vue de la santé présente ou à venir, et sur l'état des bâtiments...etc., ce qui coûte cher à court ou à moyen terme. Certaines conséquences sont immédiatement perceptibles telles que la destruction du tissu économique et social des régions d'extraction, ou les conséquences du naufrage du Prestige pour les pêcheurs et le secteur du tourisme comme par exemple naufrage de la plate-forme au large de la Louisiane d'avril 2010.

Enfin, les frais d'installation des systèmes de production d'énergie renouvelables sont rapidement amortis, et leur démantèlement est plus facile, rapide et moins coûteux, comparativement à ceux des systèmes de production fossiles.

1.1.3 Sur le plan politique

Hormis la biomasse, les sources d'énergies renouvelables requièrent une exploitation décentralisée car elles sont diffuses, et ont un caractère de flux non transportables; ceci favorise ainsi une politique énergétique plus démocratique. À long terme, le recours aux énergies renouvelables contribue aussi à réduire les tensions internationales en :

- réduisant la compétition autour de ressources stratégiques qui se raréfient — les combustibles fossiles et nucléaire — et sont convoitées, d'une part par les pouvoirs et les pays à qui bénéficie déjà l'essentiel de la consommation d'énergie, d'autre part par un grand nombre de pays dont les populations souhaitent accéder au confort et auront dès lors, des besoins énergétiques qui ne cesseront d'augmenter dans les années qui viennent [SCH 02].
- réduisant la dépendance énergétique à l'égard des importations de combustibles, qui peuvent conduire à des conflits pouvant mener à des guerres militaires.

Les ressources énergétiques au Canada sont assez grandes. La province de Québec en particulier regorge à elle seule d'une grande partie de la réserve potentielle de l'énergie renouvelable du pays. Parmi ces réserves, nous avons choisi de discuter de l'énergie éolienne — énergie cinétique du vent, convertie au moyen d'aérogénérateurs, en électricité — dont la contribution en 2005 demeurerait une des parties la moins exploitée [HEL 05].

1.2 Énergie éolienne et stockage

Les parcs éoliens sont de plus en plus implantés à travers le monde comme source d'appoint dans le but de participer à l'équilibre entre la production et la consommation de l'énergie électrique assuré par les exploitants des réseaux en place, et ce de manière propre et respectueuse de l'environnement. Cependant, à cause des difficultés liées à l'intégration des éoliennes dans un réseau électrique telles que leur sensibilité aux creux de tension, leur participation au réglage de la tension et de la fréquence limitée, leur production aléatoire et difficilement prévisible...etc., une trop forte pénétration de la production éolienne dans un réseau fait courir un risque important de délestage dû à l'introduction des aléas dans la programmation des moyens de production; c'est la raison pour laquelle, dans l'état actuel des technologies utilisées, le taux de pénétration des éoliennes est limité dans la plupart des réseaux insulaires à environ 30% [LEC 04].

Pour pouvoir augmenter le taux de pénétration des énergies éoliennes dans un réseau électrique déjà en place et participer plus ou moins aux services systèmes, il est nécessaire d'être en mesure de lisser leur puissance fluctuante, et de pouvoir régler leur tension et leur puissance en sortie.

Pour lisser la puissance fluctuante, il est nécessaire d'associer une éolienne à vitesse fixe à un système de stockage; pour régler la tension et la fréquence, on recourt généralement à une éolienne à vitesse variable combinée à un système de stockage comme le montre la Figure 1.2

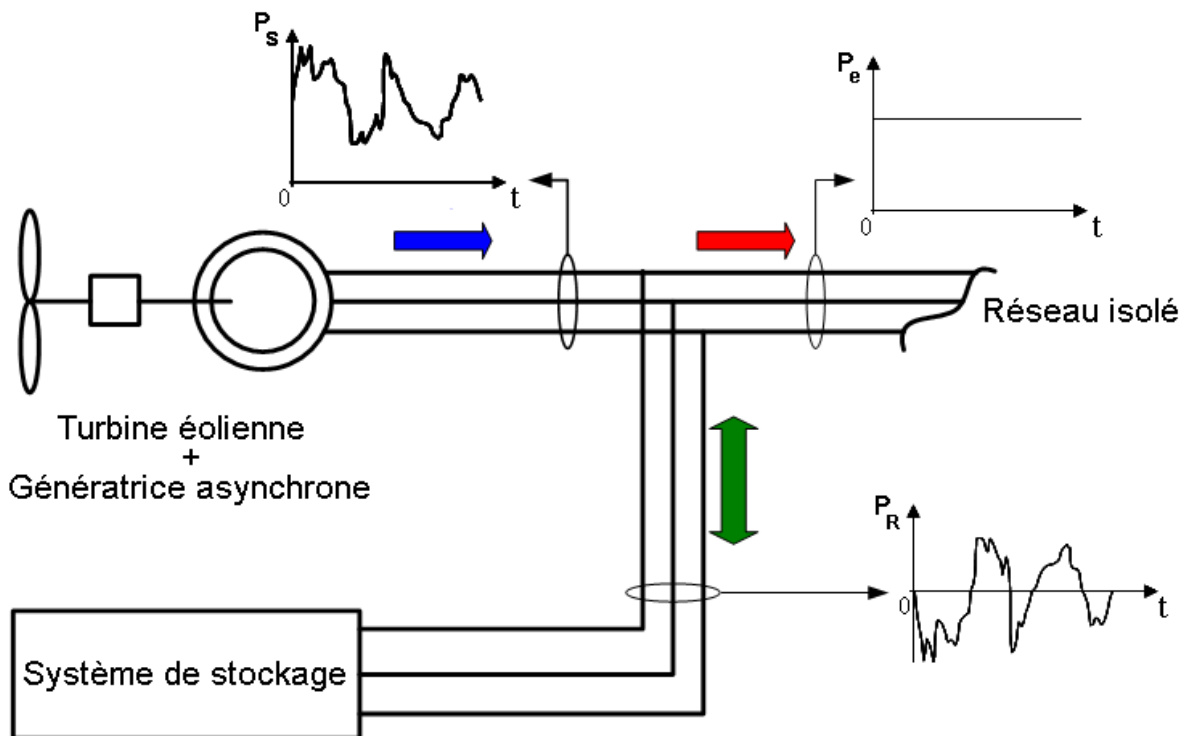


Figure 1.2 : Éolienne associé à un système de stockage

L'utilisation du stockage dans la production de l'énergie éolienne permet non seulement de participer au filtrage des variations de puissance active dues aux surcharges des lignes de transports — stockage à court terme : échelle de la seconde —, mais aussi d'injecter cette dernière dans le réseau électrique pour faire face aux écarts de prévisions de consommation — stockage à moyen et long terme : sur une échelle de plusieurs heures.

Cette thèse se situe dans le contexte du développement d'unités de stockage visant à pallier les fluctuations de puissances inhérentes à la production éolienne. Pour ce faire, l'utilisation d'un stockage d'énergie par volant d'inertie semble être un choix judicieux comme il en sera question au chapitre 2, compte tenu des périodes de charges et décharges élevées liées à ce dernier.

Choisir le stockage inertiel pour emmagasiner une grande quantité d'énergie signifie d'opérer le volant d'inertie à hautes vitesses de rotation, car l'énergie cinétique emmagasinée par une masse en rotation donnée est proportionnelle au carré de sa vitesse de rotation. Pour supporter et guider l'arbre d'un système tournant, on utilise généralement des paliers mécaniques ou des paliers hydrauliques. L'utilisation des paliers mécaniques pour des systèmes à très grandes vitesses de rotation devient critique non seulement à cause des pertes qu'ils génèrent, mais aussi de l'usure rapide desdits paliers. Le calcul présenté par [BAK 07] montre que les pertes d'énergie générées par une inertie en rotation guidée par les paliers mécaniques sont très importantes à grandes vitesses et ces derniers sont inacceptables pour un système de stockage d'énergie de longue durée. Il en ressort que pour un volant d'inertie plein de rayon 0.9m, tournant à 5000 RPM sur des paliers mécaniques ayant un diamètre d'alésage de 14 cm, et dont le coefficient de friction est de $1.2 \cdot 10^{-3}$ présente une énergie dissipée sur 24h d'environ 185 MJ; ce qui donne un rendement énergétique d'environ 43% qui mène à une autodécharge très rapide.

Pour éliminer le problème lié aux frictions dans les paliers mécaniques, un recours aux paliers magnétiques assurant un support et un guidage sans contact avec l'arbre en rotation

est possible, ce qui permet d'envisager des pertes de frottement de l'arbre bien inférieures au cas des paliers mécaniques.

Cette thèse se limite aux centreurs magnétiques. Elle a pour objectif de démontrer que l'utilisation de ces centreurs magnétiques pour la suspension radiale du volant d'inertie associée au système de stockage inertiel de longue durée permet d'obtenir de très faibles pertes liées à ces derniers, menant à des temps d'autodécharge compatibles avec l'application éolienne, soit supérieures à 12 heures.

1.3 Structure du mémoire

Après une brève introduction faite au chapitre 1, le chapitre 2 de ce mémoire est consacré à la définition du projet global dans lequel se situe cette thèse, à la présentation des différents moyens de stockage d'énergie; une description générale des éléments constituant un système de stockage d'énergie par volant d'inertie est ensuite présentée et enfin, nous présentons une approche de réduction des pertes globales du système de stockage par volant d'inertie.

Le chapitre 3 quant à lui présente les généralités sur les centreurs magnétiques et, après avoir limité l'étude aux centreurs actifs et hybrides, l'état de l'art de ces derniers est présenté, et la contribution scientifique est alors proposée à la fin du chapitre.

Après une étude d'un cahier des charges de la suspension radiale, nous présentons au chapitre 4 une conception théorique des centreurs actifs et hybrides dans le but de calculer les grandeurs caractéristiques géométriques et électriques de ces derniers, lesquelles sont validées par expérimentation simulée par éléments finis.

Au chapitre 5, nous présentons le calcul des pertes Joule, le calcul de pertes magnétiques dans les centreurs actifs et hybrides sans aucune perturbation soumise au rotor, et

proposons une méthode de calcul de pertes magnétiques dans les centreurs actifs et hybrides lorsque le rotor est soumis à une perturbation de type balourd.

Le chapitre 6 commence par un rappel des configurations de centreurs dimensionnés au chapitre 4, et suit par la présentation des différents résultats associés aux centreurs magnétiques actifs et hybrides obtenus, issus d'un cahier des charges donné. Nous présenterons enfin le prototype d'un centreur hybride réalisé, ainsi que les résultats obtenus de l'expérimentation de ce dernier.

Chapitre 2 ÉTAT DE L'ART SUR LE STOCKAGE D'ÉNERGIE

Le stockage d'énergie s'effectue généralement par le biais d'une forme d'énergie intermédiaire — gravitaire, de compression, chimique, cinétique, thermique, etc. — entre deux média d'énergie, soit l'énergie de production et l'énergie d'utilisation, laquelle sera, dans ce cas-ci, sous la forme d'énergie électrique. Le médium énergétique de stockage est habituellement non-électrique. Seul le stockage électrostatique, avec les condensateurs ou supercondensateurs, et le stockage électrodynamique, avec les stockages magnétiques supraconducteurs, font quelque peu exception en stockant des charges électriques statiques ou en mouvement. Les dispositifs de stockage se caractérisent généralement par leur puissance massique, leur énergie massique, leur nombre de cycles de fonctionnement, leur coût et leur rendement énergétique.

Le présent chapitre a pour objectif de présenter l'état de l'art sur le stockage d'énergie, lequel a été classifié dans deux catégories : les stockages d'énergie à grande échelle et à petite échelle. Dans chaque catégorie d'échelle, nous présentons les types de stockage et les caractéristiques qui leur sont associées. À la fin du chapitre, nous portons une attention particulière sur le stockage d'énergie par volant d'inertie dont un des dispositifs fait l'objet de la présente thèse.

2.1 Types de stockage d'énergie

Le stockage d'énergie peut être subdivisé en deux grandes catégories : le stockage à grande échelle et à petite échelle.

2.1.1 Stockage d'énergie à grande échelle

2.1.1.1 Stockage hydraulique

Aussi appelé stockage par pompage hydraulique sous forme de barrages hydroélectriques, ces derniers sont généralement connus pour leur rôle dans la production d'énergie, bien qu'en réalité le stockage sous forme hydraulique gravitaire soit inhérent et même crucial dans ce type de production/stockage d'énergie électrique. Dans certains cas, leur utilisation est uniquement dans une perspective de stockage énergétique d'une très grande masse d'eau à une certaine altitude, constituant ainsi une importante réserve d'énergie gravitaire [MUL 03]. En effet, lorsqu'un besoin de puissance se présente, l'énergie potentielle de l'eau contenue dans le réservoir supérieur — aussi appelé retenue — est d'abord transformée en énergie cinétique dans la conduite forcée; l'écoulement de l'eau met en rotation les turbines qui, accouplées à un moteur-générateur produit de l'électricité qui est ensuite envoyée au réseau. L'eau déversée se retrouve par la suite dans la retenue inférieure comme le montre la Figure 2.1. Si le barrage est de type pompage-turbinage, en heures creuses — heures de la journée pendant lesquelles la demande en électricité n'est pas grande —, l'eau contenue dans le réservoir inférieur est pompée dans le réservoir supérieur pour y emmagasiner de l'énergie potentielle.

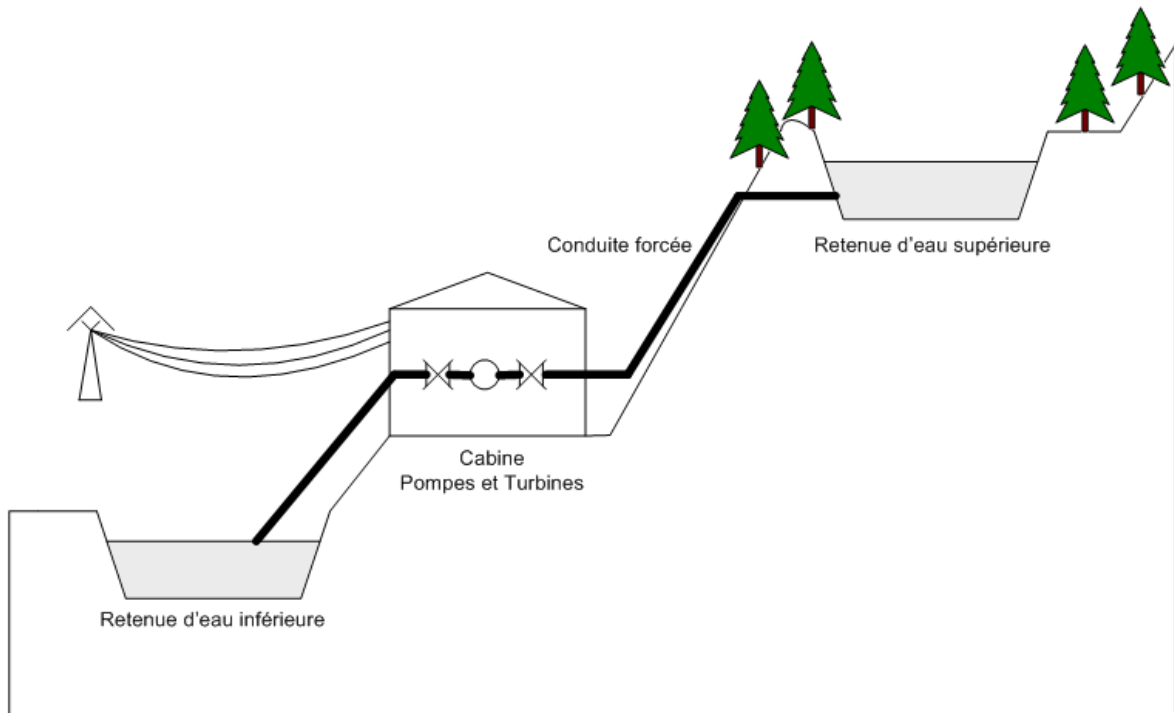


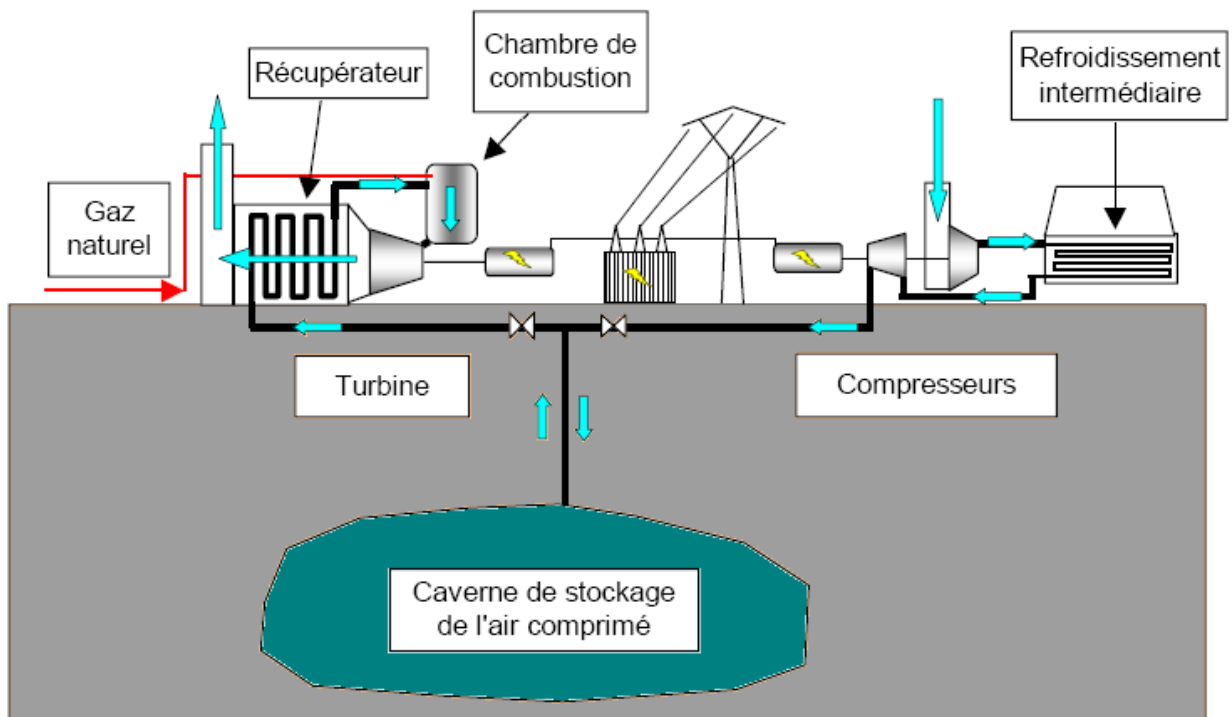
Figure 2.1 : Schéma d'une station de stockage hydraulique

Dans ce type de stockage, il n'est pas envisageable d'extraire la totalité de l'énergie emmagasinée, car dans un tel cas, l'énergie cinétique de l'eau en mouvement lui serait complètement retirée par la turbine, ce qui correspondrait à une immobilisation complète du flux hydraulique à la sortie de la turbine. Le rendement associé à ce type de conversion d'énergie est généralement situé entre 65 et 80% selon les caractéristiques des équipements [MUL 03]. L'énergie hydraulique E_{he} stockée dépend du volume de l'eau V_{he} , de la masse volumique de l'eau ρ_{he} , de l'accélération de la pesanteur g et de la hauteur de chute d'eau H_{he} comme l'illustre l'expression (2. 1).

$$E_{he} = \rho_{he} \cdot V_{he} \cdot g \cdot H_{he} \quad (2. 1)$$

2.1.1.2 Stockage à air comprimé en réservoir souterrain

Le principe de stockage d'énergie à air comprimé est illustré à la Figure 2.2. Il consiste à accumuler de l'air sous pression dans des cavernes souterraines qui font office de réservoirs naturels. Le poids des terrains recouvrant la caverne permet de résister à la pression de l'air emmagasiné. Le principe de récupération de l'air comprimé est tel qu'il est dirigé vers une machine semblable à une machine à gaz; il est ensuite réchauffé dans une chambre de combustion et détendu dans une turbine. Pour restituer 1 kWh au réseau, il faut utiliser 0.75 kWh d'électricité durant le pompage et brûler 1.22 kWh de gaz durant le déstockage [MUL 03]. La puissance disponible dans ce type de système varie entre 5 et 350 MW. Une des plus grandes réserves encore en projet sera celle de Norton à Cleveland aux États-Unis, avec une puissance disponible de 2700MW.



Source: ECRIN, Jacques RUER - SAIPEM

Figure 2.2 : Principe d'une station de stockage à air comprimé

2.1.1.3 Stockage sous forme thermique

Bien qu'en cours d'étude, ce mode de stockage d'énergie consiste à transformer de l'électricité en chaleur par le biais de pertes ohmiques dans des résistances (plinthes électriques), à stocker la chaleur produite dans des matériaux réfractaires et enfin, à la retransformer en électricité au besoin grâce à une turbine à gaz. Les réfractaires nécessaires pour stocker la chaleur à près de 1400°C sont déjà employés en sidérurgie. La Figure 2.3 illustre le principe de fonctionnement d'un tel système.

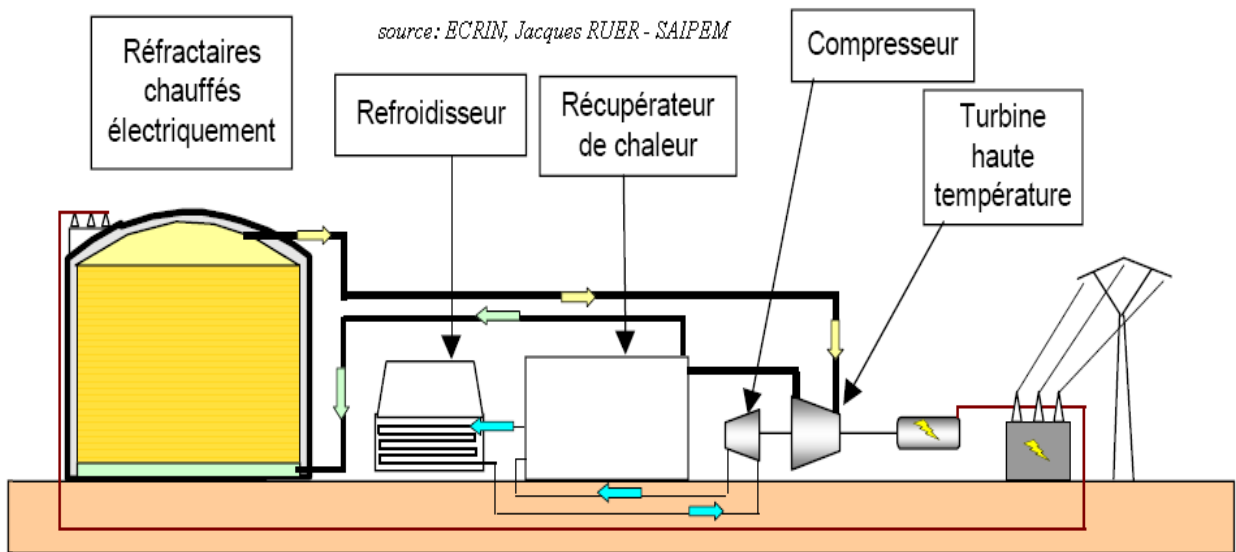


Figure 2.3 : Principe d'une station de stockage thermique

Le Tableau 2.1 présente quelques caractéristiques des moyens de stockage à grande échelle tiré de [MUL 03]. On peut y remarquer que certains de ces types de stockage ont déjà été mis en œuvre non seulement dans le but de faciliter la gestion du réseau, mais aussi de favoriser la pénétration des énergies renouvelables. Les investissements nécessaires pour mettre en œuvre une installation de stockage d'énergie demeurent fortement liés à la quantité de l'énergie à stocker et la puissance instantanée désirée.

Tableau 2.1 : Quelques caractéristiques des dispositifs de stockage à grande échelle

	Hydraulique	Air comprimé	Batteries électrochimiques	Batteries à circulation	Thermique
Forme d'énergie	Gravitaire	Air comprimé	Chimique	Chimique	Chaleur
Densité d'énergie	1kWh/m ³ pour une chute 360m	12 kWh/m ³ de caverne de 100 bars	Batterie au plomb : 33 kWh/t Li-ion : 100 kWh/t	33 kWh/m ³	200 kWh/m ³
Puissance réalisable	100 -1000 MW	100 -1000 MW	0.1 -10 MW	1 -10 MW	10 -100 MW
Rendement électrique	~ 65 à 80%	~ 50%	~ 70%	~ 70%	~ 60%
Installation existante	> 100 GWh >1000 MW	> 600 MWh >290 MW	> 40 MWh >10 MW	> 120 MWh >15 MW	-

2.1.2 Stockage d'énergie à petite échelle

2.1.2.1 Stockage électrostatique

A. Les condensateurs

Le condensateur est un élément électrique passif constitué de deux électrodes séparées par un film diélectrique. Généralement utilisé dans des montages électriques et électroniques, il sert à stabiliser une tension électrique — il se décharge abaissant sa tension et se charge sur une élévation tension —, à traiter des signaux périodiques — filtrage —, à séparer le courant alternatif du courant continu, ce dernier étant bloqué par le condensateur, et à stocker de l'énergie. L'énergie contenue dans un condensateur de volume V_c , de charge C_c , de permittivité ϵ_c et dont le champ disruptif vaut E_d est donnée à l'expression (2. 2)

$$W_c = \frac{1}{2} \varepsilon_c \cdot E_d^2 \cdot V_c \quad (2. 2)$$

B. Les supercondensateurs

Le principe de fonctionnement d'un supercondensateur est voisin de celui du condensateur, à la seule différence que le film diélectrique placé entre les armatures du condensateur est remplacé par un électrolyte conducteur ionique dans lequel le déplacement des ions s'effectue le long d'une électrode conductrice à très grande surface spécifique. Ainsi, on obtient de meilleures énergies volumiques que dans les condensateurs — 5 Wh/kg voire 15 Wh/kg mais à un coût plus élevé que pour le condensateur classique. De plus, sa constante de temps de décharge est plus élevée que pour le condensateur classique à cause de la lenteur de déplacement des ions dans l'électrolyte. La tension par élément est limitée à 2,5 ou 3V pour des modules allant jusqu'à 1500 F, et nécessite généralement une mise en série contrairement au condensateur [MUL 96].

2.1.2.2 Stockage électrochimique

Les éléments liés à ce type de stockage sont constitués d'un couple électrochimique, composé de deux électrodes séparées par un électrolyte, et aux interfaces desquelles interviennent des réactions d'oxydation ou de réduction qui cèdent ou absorbent des électrons. Les ions ainsi générés circulent dans l'électrolyte. Pour avoir une grande énergie stockée, il faut un grand nombre d'électrons échangés par mole, ainsi qu'une réaction entre un élément très oxydant et un autre très réducteur. Il faut aussi que le processus de réversibilité soit bien établi. La Figure 2.4 présente les performances de quelques technologies de batteries.

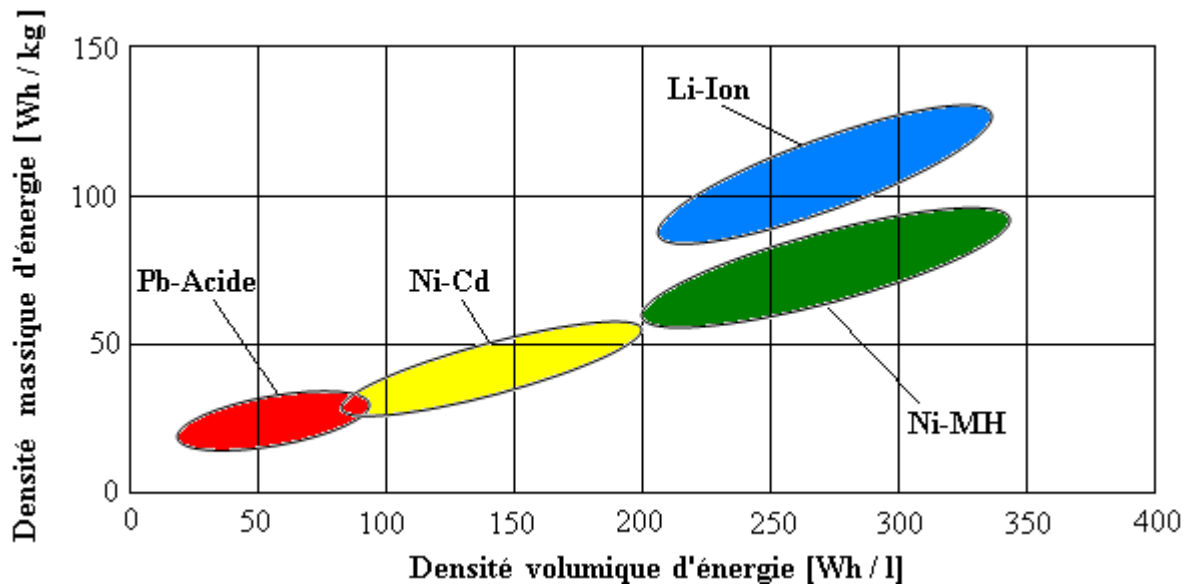


Figure 2.4 : Comparaison de quelques technologies de batteries

2.1.2.3 Stockage magnétique

A. Les bobines et les supraconducteurs

En faisant circuler un courant électrique I_m dans une bobine d'inductance L_m et de résistance interne R_m , on réussit à stocker sous forme magnétique de l'énergie dont l'expression E_m est donnée par la relation (2. 3).

$$E_m = \frac{1}{2} L_m \cdot I_m^2 \quad (2. 3)$$

La bobine comportant un élément de type résistif R_m , cette énergie ne peut être maintenue sur le long terme à cause des pertes Joule de type $R_m I^2$, ce qui limite ainsi la durée de stockage dans une bobine.

Pour pallier cet inconvénient majeur du stockage magnétique par des simples bobines, on recourt généralement aux bobines supraconductrices — dont la particularité est l'absence totale de toute résistance électrique. Compte tenu de la nécessité d'un système cryogénique pour le refroidissement du supraconducteur en continu avec de l'hélium liquide, cette technologie demeure une option coûteuse.

2.1.2.4 Stockage par volant d'inertie

Le stockage d'énergie par volant d'inertie consiste à emmagasiner de l'énergie électrique sous forme cinétique par l'intermédiaire d'un moteur- générateur. Les éléments constitutifs de ce type de stockage sont présentés à la section 2.3.1. Le Tableau 2.2 présente quelques caractéristiques des moyens de stockage commercialisés, lesquelles sont tirées de [MUL 03].

Tableau 2.2 : Quelques caractéristiques des dispositifs de stockage à petite échelle

	Électro-chimique	Volant d'inertie	Inductif supraconducteur	Super condensateur
Forme d'énergie	chimique	mécanique	magnétique	électrostatique
Densité d'énergie (accumulateur seul, sans équipement annexe)	20 à 120 Wh/kg	1 à 5 Wh/kg	1 à 5 Wh/kg	6 Wh/kg
Puissance réalisable	1 à plusieurs MW	1 à plusieurs MW	-	-
Rendement électrique	~ 70 à 80%	~ 80 à 90%	-	-

La Figure 2.5 illustre les densités d'énergie et de puissance de quelques systèmes de stockage à petite échelle.

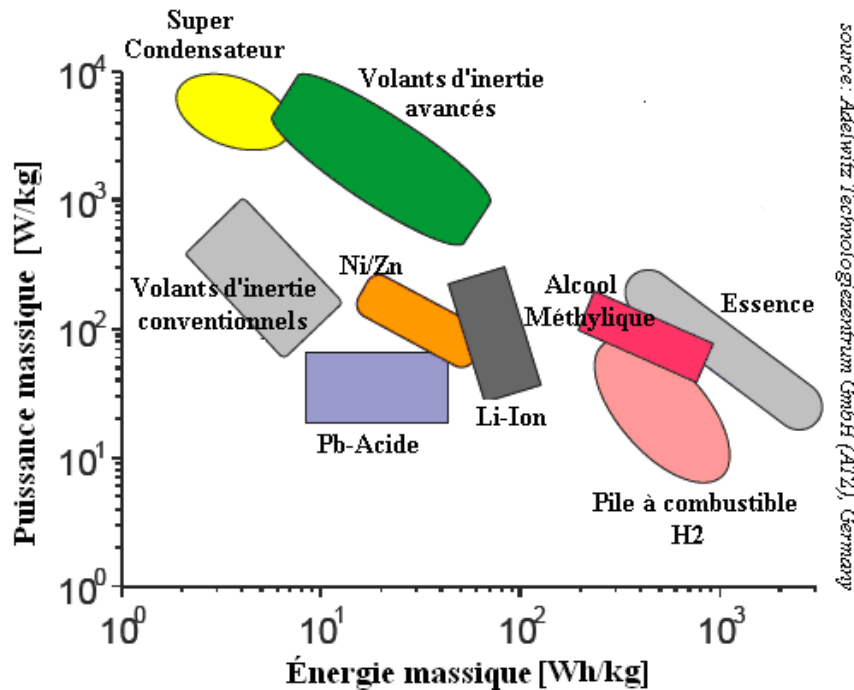


Figure 2.5 : Comparaison de quelques systèmes de stockage [WER 05]

2.2 Sélection d'un médium de stockage adapté à l'application éolienne

2.2.1 Application éolienne : mise en contexte

Une exploitation à grande échelle du potentiel éolien du Canada pourrait contribuer à alimenter la demande canadienne en électricité en croissance. L'exploitation massive du potentiel éolien canadien permettrait aussi d'offrir à l'étranger (aux Etats-Unis) une énergie propre, contribuant ainsi à réduire les émissions de gaz à effet de serre, tout en assurant au Canada une source de revenu. Malgré ce potentiel éolien canadien, la puissance éolienne installée au Canada selon l'Association Canadienne de l'Énergie Éolienne n'est actuellement (en 2011) que d'environ 4008 MW [S4]. La justification principale de cette sous-exploitation du potentiel éolien est son coût de revient élevé par rapport au prix de l'électricité en vigueur. En effet, le coût global de ce type d'énergie doit être utilisé, lequel

comprend le coût d'installation et d'opération des lignes de transport d'électricité et les dispositifs permettant de compenser les écarts de production causés par la fluctuation de la vitesse des vents. Le coût d'investissement d'un projet éolien se situe entre 2,1 M\$ et 2,4 M\$ par MW pour un projet de 50 MW ou plus, et entre 2,4 M\$ et 2,8 M\$ par MW pour un projet de 10 MW à 25 MW [S5]. Au Québec, ce montant peut varier d'une région à l'autre en fonction des coûts de construction et de transport. Un projet de 25 MW par exemple, exige des investissements de l'ordre de 61,25 M\$ [S5] répartis comme le montre la Figure 2.6.

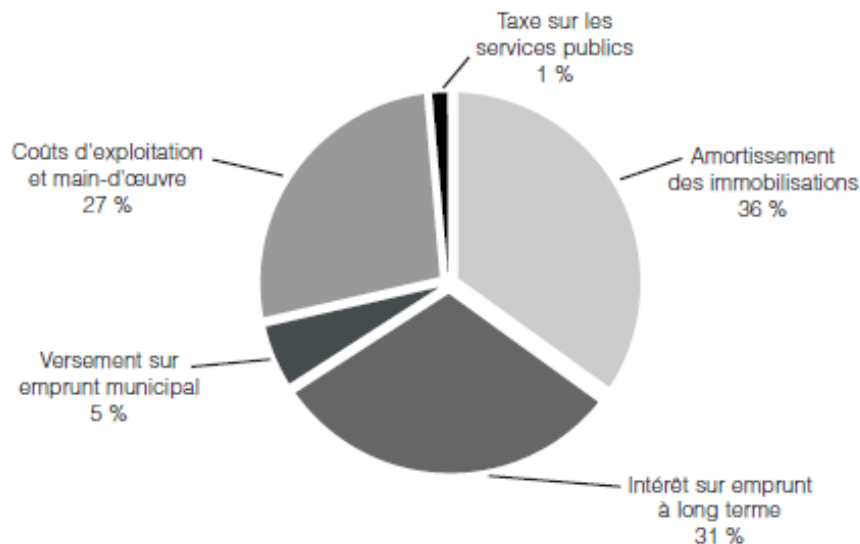


Figure 2.6 : Schéma de principe d'un système de stockage par volant d'inertie

En outre, plus les parcs éoliens sont éloignés des centres de consommation, plus les lignes de transport d'électricité seront longues et coûteuses, ce qui affectera à la hausse le coût de revient de l'électricité d'origine éolienne. Or au Canada, de nombreux sites éoliens à potentiel élevé sont localisés dans le nord du pays, à grande distance des centres de consommation et des lignes de transport en place. En plus de la distance, la variabilité du vent est un facteur important à considérer dans le coût d'installation des lignes de transport. Dans le cas où des lignes électriques serviraient uniquement au transport de l'énergie de source éolienne, celles-ci seront sous-utilisées la majorité du temps, étant donné qu'elles

devraient être conçues pour la puissance maximale, obtenue seulement lors de forts vents, qui sont peu fréquents.

Une autre raison tout aussi importante, qui exerce une pression à la hausse sur le prix de l'électricité, et qui freine l'exploitation à grande échelle des ressources éoliennes est que la variabilité du vent force les compagnies de production d'électricité à prévoir une réserve de puissance visant à garantir l'alimentation électrique de sa clientèle par période de faible vent. Par réserve de puissance, on entend, par exemple, des turbines hydrauliques qui ne sont pas opérées lorsque les éoliennes fournissent leur pleine puissance. Si nous prenons l'exemple du réseau de Hydro-Québec dont la puissance nominale est de près de 39 GW, si on planifie que la demande de pointe future pourra atteindre 40 GW, on ne pourra combler cet écart seulement qu'en installant par exemple 1 GW de puissance éolienne. On devra construire une autre centrale hydraulique de 1 GW comme réserve de puissance, en plus du parc d'éoliennes de 1 GW. Le rôle du parc d'éoliennes est donc davantage le maintien à niveau élevé des réserves d'eau contenues par les barrages, que l'augmentation de la capacité de production du réseau. En d'autres mots, il faut implanter deux sources d'énergie — source éolienne et source de réserve — pour chaque installation éolienne, ce qui augmente les coûts de l'énergie éolienne.

Il est donc pertinent de rechercher une technologie de stockage, permettant d'absorber la puissance excédentaire en période de fort vent, et en la relâchant vers un réseau — en îlot ou non — par faible vent.

2.2.2 Intérêt du stockage inertiel dans le cas de l'application éolienne

À première vue, les méthodes de stockage présentées à la section 2.1 peuvent toutes être considérées pour stocker une énergie de provenance éolienne. Le choix de la méthode de stockage dépendra en grande partie des coûts d'implantation et du rendement en puissance associés à ces derniers.

Le stockage à air comprimé a un rendement de puissance assez faible et ne convient pas au stockage d'énergie éolienne de longue durée.

La méthode de stockage par retenue d'eau (pompage-turbinage) n'est pas intéressante au point de vue de la proximité car elle exige un bassin surélevé près des parcs éoliens, ce qui représente une contrainte importante dans la mesure où les sites montagneux se prêtent moins à l'installation de parcs éoliens. En outre, le coût de construction d'un barrage hydraulique est élevé, lequel selon [HQT 04] est d'environ 1528 \$/kW.

Dans le cas du stockage sous forme d'hydrogène effectué par le biais d'hydrolyses et de sa reconversion en électricité par le biais de piles à combustible, on rencontre des rendements de puissance trop faibles. Le rendement complet de l'hydrolyseur et des piles à combustible est d'environ 26% [AGB 04]

Le stockage sous forme électrostatique n'emmagasine pas assez d'énergie à cause de la densité volumique d'énergie assez basse des supercondensateurs. Actuellement, les meilleurs supercondensateurs ont des densités volumiques de 3 kWh/m³ [KUS 05]. Le coût de ce type de stockage est trop élevé pour que la technologie soit économiquement viable.

La méthode de stockage sous forme magnétique fait appel aux matériaux supraconducteurs coûteux, lesquels sont refroidis à la température de l'azote liquide. La complexité du système entraîne des coûts trop élevés, soit 600 - 1000 \$/kW [JOU 99].

Classées dans la catégorie du stockage électrochimique, les batteries, dont les plus performants sont de type Lithium-Ion ont une densité d'énergie pouvant atteindre 350 kWh/m³ [MUL 96]. Le facteur déterminant est le nombre de cycles charge-décharge qu'ils peuvent supporter avant que leur capacité de stockage ne soit substantiellement réduite. Selon [BUC 99], la pile Lithium-Ion supporte moins de 2000 cycles charge-décharge et génère des coûts de remplacement trop élevés.

Le stockage d'énergie sous la forme d'un volant d'inertie opéré à haute vitesse de rotation peut atteindre des densités volumiques d'énergie supérieures à celles des batteries Li-Ion [HOL 03], ce qui permettra d'obtenir des coûts et des dimensions de bâtiments acceptables. [BIT 98] a estimé les coûts de la technologie de stockage inertiel entre 40 et 120 \$/kW et le nombre maximal de cycles charge/décharge à 1 million, ce qui permet d'éviter tout remplacement pendant la vie utile du parc éolien. Aux vues de ce qui précède, le stockage inertiel semble être la méthode de stockage la plus adaptée au stockage d'énergie éolienne de longue durée, et ce à des coûts acceptables.

Le Tableau 2.3 présente les contraintes dont les valeurs typiques sont imposées au système de stockage, et lesquels s'expliquent par ce qui suit.

Le vent souffle habituellement fort dans l'après-midi et diminue la nuit. Donc, sans stockage, on ne peut pas se fier sur l'éolien pour fournir la puissance de pointe du matin. Avec stockage, il sera possible de stocker l'énergie pendant l'après-midi, tout en fournissant un peu de puissance au réseau. Il sera ainsi possible de fournir la puissance au réseau même lorsque le vent diminue le soir. Il est donc important de prévoir un temps de charge/décharge de l'ordre de 12 à 24 heures.

Dans une application de stockage d'énergie éolienne, les unités de stockage sont statiques, c'est-à-dire qu'une fois installées, elles ne sont plus déplacées. Afin de minimiser les coûts des bâtiments qui contiendront ce stockage, une minimisation du volume est recherchée. Pour cela, une maximisation de la densité volumique du matériau utilisé favorisant l'optimisation des dimensions de l'ensemble est requise. Dans certaines applications liées au stockage d'énergie par volant d'inertie notamment dans les systèmes embarqués, l'optimisation de la densité massique d'énergie est favorisée pour les rendre plus légers. On obtiendra une densité volumique d'énergie élevée en amenant le volant d'inertie à une vitesse circonférentielle élevée et en utilisant un matériau dont la masse volumique est élevée. La densité d'énergie E visée est de 1000MJ/m^3 , laquelle dépend du carré de la

vitesse circonférentielle du rotor V et de la masse volumique ρ du matériau utilisée tel que présenté par [HOL 03], comme suit :

$$E' = \frac{1}{4} \cdot V^2 \cdot \rho \quad (2.4)$$

Tableau 2.3 : Quelques caractéristiques du système de stockage par volant d'inertie

Temps de charge/décharge du volant d'inertie	24 h
Pertes à vide journalières	2 %
Densité énergétique volumique	1000 MJ/m ³

2.3 Système de Stockage d'Énergie par Volant d'Inertie (SSEVI)

Le stockage d'énergie à l'aide d'un mobile en rotation date d'environ 6000 ans [FAU 03] avec l'utilisation des "roues de potiers". Ces roues étaient utilisées pour permettre une rotation plus régulière du touret afin d'augmenter la vitesse et la qualité des poteries. Le brevet du "Vélocipède à grande vitesse et à vapeur" déposé par l'ingénieur mécanicien Louis Guillaume Perreaux [PER 1868], est le premier dans lequel on retrouve l'expression "volant d'inertie". Jusqu'alors, les volants d'inertie ne servaient qu'à uniformiser le mouvement mécanique par effet gyroscopique.

Le recours aux volants d'inertie en vue de contribuer aux échanges de puissance dans un système électrique a été considéré après la crise pétrolière des années 70, afin de réduire la consommation d'énergie dans les véhicules en récupérant cette dernière lors des phases de freinage, et en la réinjectant au moteur lors des phases d'accélération [FLA 76].

De nos jours, on utilise les volants d'inertie dans de nombreux domaines, tels que l'aérospatial, les transports maritime et ferroviaire, la production électrique, ou encore toute application dans laquelle le besoin en électricité est permanent — alimentations sans interruption [JUN 04].

2.3.1 Principe de fonctionnement des unités de stockage par volant d'inertie

Le principe de fonctionnement d'un système de stockage d'énergie par volant d'inertie est tel que, mis en rotation par un moteur-générateur, celui-ci emmagasine de l'énergie cinétique telle que définie par la relation (2. 5). La machine et le volant sont guidés par un système de paliers comme l'illustre la Figure 2.7.

Les principaux éléments constituant un système de stockage électrique par volant d'inertie sont illustrés à la Figure 2.7. Ce système comprend le volant d'inertie, la machine électrique et sa commande, les paliers et une enceinte sous vide.

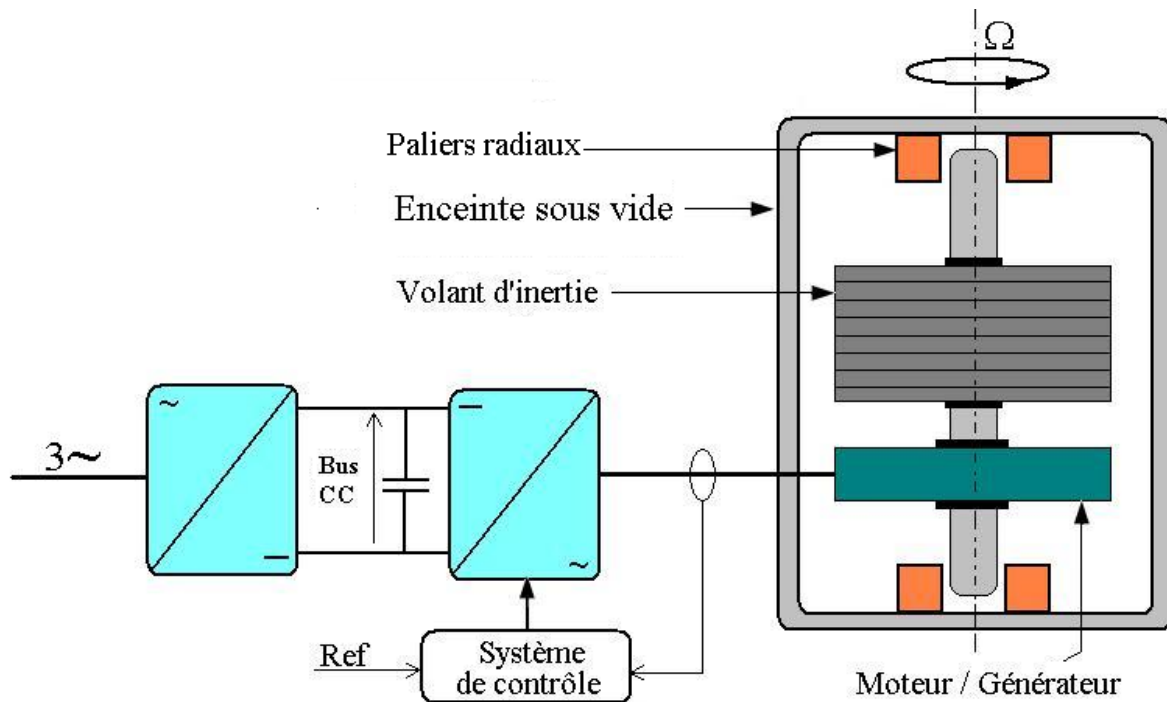


Figure 2.7 : Schéma de principe d'un système de stockage par volant d'inertie

A. Le volant d'inertie

Le volant d'inertie est le principal élément de ce type de système de stockage d'énergie. C'est dans ce dernier que l'énergie est emmagasinée sous forme d'énergie cinétique. Par conséquent, c'est ce dernier qui détermine les performances énergétiques du volant et nécessite par ailleurs une attention particulière lors de la conception du système. Les performances énergétiques du volant d'inertie dépendent du choix du ou des matériaux en rotation et de la forme du volant.

Considérons un volant d'inertie de masse m_v et d'inertie J_v tournant à une vitesse Ω_v ; l'énergie cinétique emmagasinée dans le volant vaut :

$$E_v = \frac{1}{2} J_v \cdot \Omega_v^2 \quad (2.5)$$

L'équation (2.5) montre que pour augmenter la quantité d'énergie pour une inertie de volant donnée, il faut augmenter la vitesse de rotation de ce dernier. Par ailleurs, pour une énergie donnée, augmenter la vitesse permet de réduire le poids et le volume du volant, grâce à la diminution de son moment d'inertie J_v . Actuellement, certains prototypes de volant d'inertie ont déjà été réalisés avec des vitesses de rotation de plus de 60 000 rpm [EHS 09]. Le volant d'inertie est généralement composé d'un arbre, d'un moyeu; d'un anneau, et se présente typiquement sous la forme d'un cylindre solide ou d'un disque rond. Ainsi, la contrainte du matériau en rotation σ_v à la périphérie du volant est donnée sous la forme de l'expression (2.6), où R_v représente le rayon du volant et ρ_v la densité volumique du matériau utilisé, si un seul matériau est utilisé.

$$\sigma_v = \rho_v \cdot \Omega_v^2 \cdot R_v^2 \quad (2.6)$$

La Figure 2.8 présente quelques formes usuelles de volant d'inertie cylindriques.

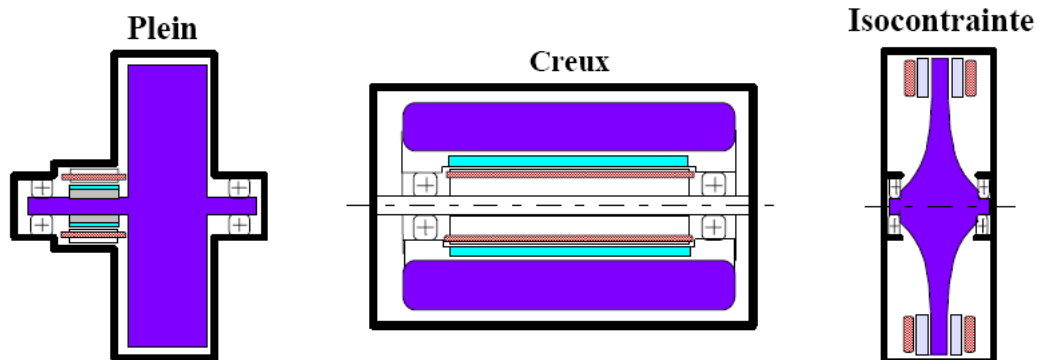


Figure 2.8 : Quelques formes usuelles de volant d'inertie [BER 01]

Pour généraliser l'équation (2. 6), un facteur de forme K_f est introduit dans cette dernière. L'équation (2. 6) devient (2. 7) [LON 07].

$$\sigma_v = \frac{3+\nu}{8} \rho_v \cdot \Omega_v^2 \cdot R_v^2 = K_f \cdot \rho_v \cdot \Omega_v^2 \cdot R_v^2 \quad (2. 7)$$

ν_v représente le coefficient de poisson du matériau utilisé. Quelques facteurs de forme tirés de [FAU 03] sont reportés au Tableau 2.4.

Tableau 2.4 : Facteur de forme de quelques types de volants

Formes du volant	Facteur de forme K_f
Disque plat percé	0.305
Barre mince	0.333
Jante avec rayons	0.4
Anneau mince	0.5
Barre profilée	0.5
Disque plein	0.606
Disque iso contrainte	1
Disque iso contrainte modifié	0.931

Si on considère un volant en forme d'anneau, son inertie J_v vaut :

$$J_v = \frac{1}{2} m_v \cdot R_v^2 \quad (2. 8)$$

En substituant les équations (2. 8) et (2. 7) dans (2. 5) on obtient l'expression (2. 9). Cette expression montre que la contrainte en périphérie et la densité volumique du matériau déterminent l'énergie spécifique massique du volant d'inertie.

$$\frac{E_v}{m_v} = \frac{2}{3 + \nu_v} \cdot \frac{\sigma_v}{\rho_v} = K_f \cdot \frac{\sigma_v}{\rho_v} \quad (2. 9)$$

La valeur maximale de l'énergie spécifique sera alors obtenue pour la contrainte périphérique maximale du matériau. On peut alors écrire :

$$\frac{E_{v\max}}{m_v} = K_f \cdot \frac{\sigma_{v\max}}{\rho_v} \quad (2. 10)$$

Généralement, on évite d'opérer le matériau à son ultime limite, afin d'éviter des éventuelles défaillances du volant liées à la fatigue du matériau. Lors de la restitution de l'énergie, le volant d'inertie voit sa vitesse diminuer, réduisant ainsi l'énergie emmagasinée dans le volant. Habituellement, les concepteurs de systèmes de stockage par volant d'inertie ne permettront pas que celui-ci restitue la totalité de l'énergie emmagasinée. En effet, le débit d'une puissance donnée à faible vitesse de rotation imposerait un surdimensionnement important sur le couple et la taille de la machine électrique permettant l'extraction. Un coefficient de restitution K_{rv} , qui est le rapport entre les vitesses de rotation maximum et minimum, et qui représente la profondeur de décharge du volant est généralement pris en compte. Ainsi, la relation (2. 10) devient (2. 11).

$$\frac{E_{v\max}}{m_v} = (1 - K_{rv}^2) \cdot K_f \cdot \frac{\sigma_{v\max}}{\rho_v} \quad (2. 11)$$

D'un point de vue conception, il paraît important d'opérer le volant d'inertie à des vitesses de rotation élevées pour avoir des densités d'énergie élevées. Cependant, le matériau mis en rotation subira une force centrifuge élevée et soumettra ce dernier à des contraintes mécaniques importantes. Les matériaux composites possèdent d'excellentes résistances mécaniques par rapport à leur poids, et cette caractéristique permet d'améliorer significativement la résistance du volant d'inertie aux forces centrifuges, en comparaison à une utilisation de métaux purs tels l'acier.

En opérant le rotor à grandes vitesses, on obtiendra de grandes densités d'énergie mais les pertes en rotation seront aussi grandes, ce qui dégradera le rendement du système. Une manière d'avoir à la fois une grande densité d'énergie et des pertes en rotation acceptables serait d'utiliser des matériaux composites, de diminuer la vitesse de rotation et avoir la plus grande inertie possible du volant, ce qui permettrait alors de faire du stockage d'énergie de longue durée.

Le Tableau 2.5 montre des données de quelques matériaux [LON 07]. On y remarque que le prix de la fibre de carbone par unité de masse est beaucoup plus élevé que celui de l'acier, bien que ceux-ci permettent une densité massique et volumique d'énergie élevées. Il est alors indispensable, en fonction de l'application, de considérer le meilleur compromis — encore en étude [DUB 09] — entre l'énergie massique ou volumique et le prix. Un compromis plausible serait l'utilisation de matériaux lourds ceinturés de matériaux composites.

En se référant à l'expression (2. 4), on peut calculer la vitesse de rotation nécessaire pour atteindre la densité d'énergie de chaque matériau présenté dans le tableau ci-dessous. Ces valeurs ont été calculées pour un anneau de 1 m de diamètre.

Tableau 2.5 : Caractéristiques de quelques matériaux utilisés pour des volants

Matériaux	Densité volumique (Kg/m ³) ρ_v	Contrainte (M Pa) σ_v	Densité d'énergie (MJ/kg)	Prix (\$ US /lb)	Vitesses de rotation [RPM]
Acier (AISI 4340)	7800	1800	0.231	1	18360
Alliage (AlMnMg)	2700	600	0.22	3	17916
Titane (TiAl ₆ Zr ₅)	4500	1200	0.27	9	19848
Fibre de Carbone composite (S2)	1920	1470	0.766	24.6	33430
Fibre de Carbone composite (M30S)	1553	2760	1.777	N/D ¹	50920
Fibre de Carbone composite (T1000G)	1664	3620	2.175	101.8	56333

B. Le moteur - générateur

Si les performances en énergie de la batterie électromécanique sont généralement définies par le volant, le moteur-générateur est le composant caractérisant les capacités de transfert de puissance. En effet, il permet la conversion de l'énergie électrique sous forme mécanique et inversement. Les critères clés du choix de la machine résident sur son rendement, ses pertes à vide et sa densité de puissance. Lorsque le volant d'inertie n'est pas en opération — aucune énergie n'est fournie au volant —, les pertes dues à la rotation du moteur-générateur doivent être aussi faibles que possible. Ce paramètre est particulièrement important dans une application de stockage longue durée. Ainsi, dans la plupart des SSEVIs à haute vitesse de rotation, la machine synchrone à aimants permanents est utilisée [CAR 97], [NAG 05], [ZHA 08]. Cependant, d'autres types de machines telles que les machines asynchrones [ALA 03], les machines synchrones à réluctance variable [HOF 96] et les machines synchrones homopolaires [TSA 03] sont aussi considérés dans les SSEVIs.

¹ N/D : Non Disponible

C. L'enceinte de sécurité

Les contraintes énoncées à la sous-section A du paragraphe 2.2, doivent être respectées afin que le matériau utilisé n'atteigne pas sa limite de rupture et que le système ne se désintègre. Le respect de ces contraintes n'est qu'une des étapes de sécurisation du volant. D'autres perturbations externes sévères telles que des tremblements de terre de forte magnitude peuvent emmener le volant à entrer en résonance et à se désintégrer. Il est alors très important pour la sécurité des personnes, et ensuite celle des autres équipements autour du volant, de construire une enceinte de sécurité autour du système de stockage. Cette enceinte devra être capable d'absorber l'énergie cinétique emmagasinée dans le volant pendant sa rotation. Un volant d'inertie cylindrique dont l'énergie cinétique emmagasinée est de 4.8 kWh représente l'équivalent d'un camion de 20 tonnes roulant à une vitesse de 150 km/h. La Figure 2.9 illustre les dégâts d'un SSEVI après un défaut.



Figure 2.9 : Photo d'un SSEVI désintégré [FAU 03]

La construction d'une enceinte de sécurité étant assez coûteuse, lorsque les conditions le permettent, les volants d'inertie sont simplement enterrés afin que la terre absorbe toute

l'énergie cinétique en cas de destruction. Dans le cas de notre projet, une enceinte en béton armé à l'acier a été construite pour des fins de test. Elle est illustrée à l'Annexe A.

D. Les paliers et les butées

Pour guider l'ensemble constitué de la machine et du volant, les paliers et les butées mécaniques sont généralement utilisés dans les systèmes rotatifs conventionnels tournant à basse vitesse. Ces paliers et butées sont solidaires du rotor et sont le siège de pertes dues aux frictions entre ces derniers et l'arbre en rotation. Ces pertes sont très élevées [BAK 07] et dégradent le rendement du système de stockage. Pour diminuer substantiellement ces pertes, les paliers et les butées magnétiques sont alors utilisés. Ils assurent un guidage et une suspension de l'arbre en rotation sans aucun contact mécanique avec ce dernier. Ces dispositifs sont largement discutés au chapitre 3.

2.4 Approche de réduction de pertes dans un SSEVI

Pour assurer un stockage de longue durée, il est nécessaire de minimiser les pertes dans tous les dispositifs constituant le système global et en particulier, les pertes à vide i.e. lorsqu'il n'y a pas de transfert de puissance. En faisant l'hypothèse d'un SSEVI auto alimenté, c'est-à-dire que la puissance dissipée en chaleur dans les différentes parties du système sont soustraites de l'énergie accumulée dans le volant en rotation, ces pertes vont donc contribuer, non seulement à la diminution de son rendement, mais aussi à la diminution de sa vitesse de rotation. La Figure 2.10 montre l'organigramme de pertes dans le système de stockage.

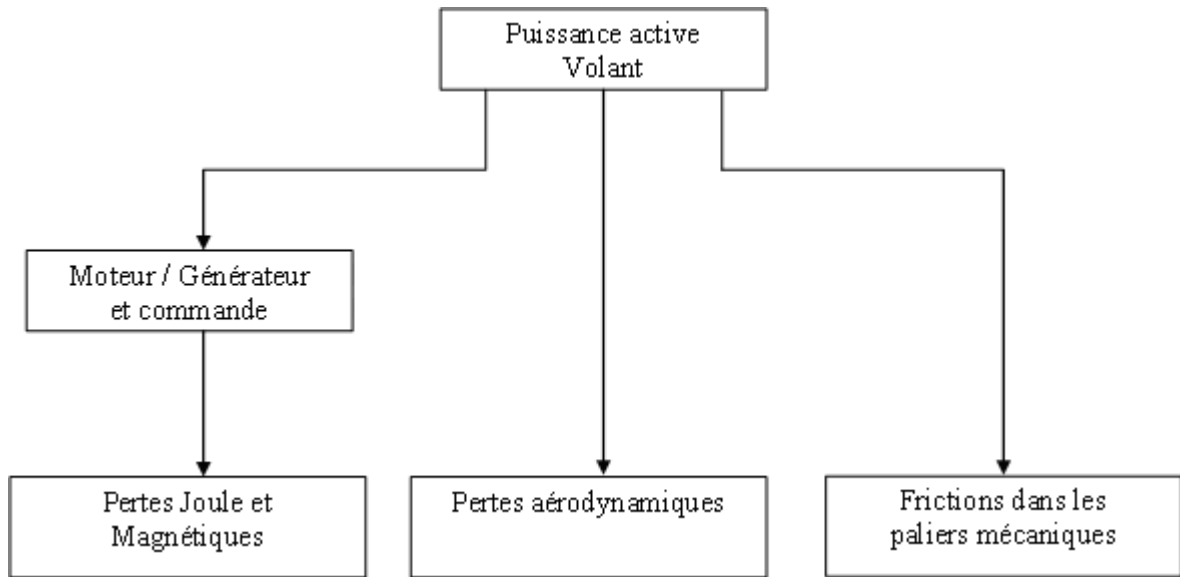


Figure 2.10 : Organigramme de pertes du SSEVI

Pour minimiser les pertes dans le SSEVI et ainsi augmenter son rendement et son temps d'auto-décharge à vide, il est impératif de réduire autant que possible les pertes Joules et magnétiques dans le moteur - générateur, les pertes totales dans les paliers, de même que les pertes aérodynamiques du moteur-générateur et du volant.

A. L'enceinte sous vide

Étant donnée les vitesses supersoniques d'opération de l'ensemble formé du volant et du moteur/générateur, les frottements du rotor avec l'air génèrent des échauffements qui ralentissent le volant, engendrant ainsi des pertes d'énergie énormes. Pour réduire ces pertes, on monte généralement autour du SSEVI une enceinte de confinement sous vide en acier. Les pressions dans ces enceintes de confinement peuvent aller jusqu'à des valeurs de l'ordre de 10^{-5} bars [KOC 99], [DAY 02]; le vide dans ces dernières dépend de l'isolation autour de celles-ci.

2.5 Conclusion

Les précédents paragraphes ont présenté quelques techniques de stockage de l'électricité. Parmi ces techniques, quelques-unes ont atteint une maturité dans le sens de leur exploitation, pendant que d'autres comme par exemple le stockage thermique sont en cours de développement. Chacune de ces techniques est capable de répondre à un besoin particulier, en fonction de la situation rencontrée. Certes le stockage de l'énergie électrique a un coût d'une part, il apporte un service d'autre part. Le recours à des sources d'énergie renouvelables est, et sera dans un avenir proche, un des moteurs de développement des techniques de stockage d'énergie électrique. On sait en effet que ces énergies dites vertes constituent un moyen de réduction des gaz à effet de serre : il serait alors intéressant, en fonction de l'enjeu, d'étudier les systèmes complets — stockage et transformations —, pour optimiser les différentes techniques en termes de coût, de rendement, de fiabilité, de maintenance, etc.

Chapitre 3 LES CENTREURS MAGNÉTIQUES

3.1 Introduction

Les centreurs magnétiques, aussi appelés paliers magnétiques radiaux, font partie de la classe des suspensions magnétiques. La suspension magnétique est procurée par l'interaction magnétique sans contact entre deux dispositifs fixes ou mobiles séparés par un entrefer non-magnétique. Dans ce projet de thèse, la suspension magnétique est appliquée aux volants d'inertie.

La technologie des volants d'inertie discutée au chapitre 2, permet d'emmagasiner l'énergie cinétique en rotation selon le carré de la vitesse de rotation du volant d'inertie. Emmagasiner de grandes quantités d'énergie pour une masse de moment d'inertie donnée conduit à augmenter la vitesse de rotation. L'utilisation des paliers à roulements ou des paliers hydrodynamiques pour de grandes vitesses de rotation, serait préjudiciable pour un système de stockage de longue durée, à cause des pertes qui en découlent, sans compter l'usure des roulements ou le changement du fluide utilisé. L'origine de ces pertes est liée aux frottements secs ou visqueux entre les parties fixe et mobile du palier. L'usage de paliers à roulements ou hydrodynamiques pour une application de stockage inertiel de longue durée diminuerait le rendement du dispositif global et favoriserait un temps d'autodécharge très court. L'utilisation des paliers magnétiques radiaux — centreurs magnétiques — au lieu des paliers mécaniques ou encore hydrodynamique pour guider l'arbre de l'ensemble formé par la machine électrique et le volant d'inertie (cf. Figure 2.6) représente une solution à la réduction des pertes dans ces derniers, augmentant ainsi le rendement du SSEVI global.

3.2 Généralités sur les centreurs magnétiques

Les paliers magnétiques sont une alternative attrayante en comparaison des paliers mécaniques (Figure 3.1), car ils fournissent une suspension électromagnétique, remplaçant ainsi le composant à billes — cage + corps roulant — par un espace d'air ; l'un des avantages dans leur utilisation est qu'il n'y a aucun contact physique entre les bagues intérieure et extérieure, éliminant ainsi les frottements — cause des pertes et d'usure — et l'entretien. Contrairement aux roulements à billes, les paliers magnétiques n'exigent pas de lubrification.

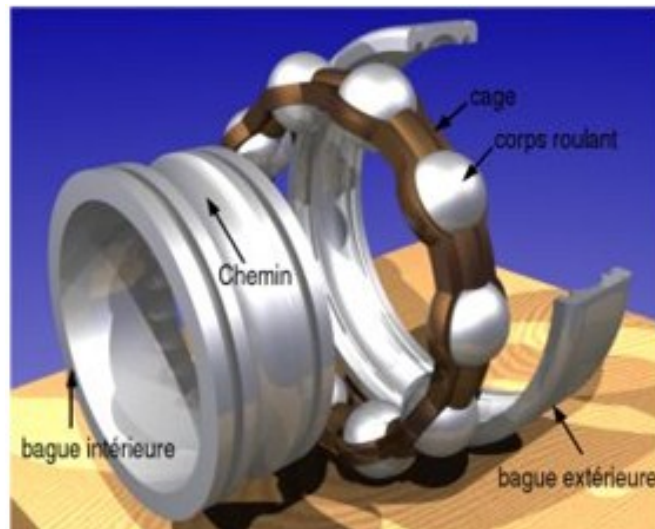


Figure 3.1 : Roulements à billes à charge radiale

Dans le cas de l'utilisation des paliers magnétiques, un aimant ou éventuellement un électro-aimant assure la lévitation ou le guidage de la charge en mouvement. Comparativement aux paliers mécaniques conventionnels, les paliers magnétiques ont une faible raideur — rapport entre les forces générées par un système et le déplacement des éléments qui le constituent; elle définit la rigidité d'un système. Les paliers magnétiques peuvent être utilisés pour la suspension ou le centrage d'un système tournant:

- a) Soit pour le centrage de la partie tournante par rapport à la partie fixe : c'est un ***centreur magnétique*** encore appelé ***palier magnétique radial*** qui contrôle **deux** degrés de liberté.

- b) Soit pour le positionnement axial le long de l'axe de rotation: c'est une ***butée magnétique***, qui contrôle **un seul** degré de liberté — translation axiale. La butée ne faisant pas partie de cette thèse, elle n'est par conséquent, pas abordée dans ce document.

Plusieurs topologies de centreurs magnétiques ont été proposées, lesquels peuvent être classés en deux catégories : les centreurs magnétiques passifs et les centreurs magnétiques actifs.

3.2.1 Centreurs magnétiques passifs

Des paliers magnétiques purement passifs apparaissent comme étant simples à réaliser et autonomes, ne nécessitant aucun apport d'énergie externe comme les paliers magnétiques actifs et hybrides, ni un refroidissement comme les paliers magnétiques supraconducteurs. Néanmoins, pour des causes d'instabilité, ils ne peuvent être utilisés tous seuls pour assurer une suspension magnétique complète [EAR 42], [PAP 77]. Un Palier Magnétique Passif PMP est le site de forces magnétiques permanentes issues de l'interaction entre sa partie fixe et sa partie mobile. Ces forces peuvent être créées:

- soit par l'attraction entre des pièces en fer doux en vis-à-vis, polarisées par un flux magnétique : ce sont des paliers magnétiques à réluctance variable [YON 02], dont un exemple est présenté à la Figure 3.2.

Leur principe de fonctionnement est tel que les circuits magnétiques composés de dents en vis-à-vis sont placés de part et d'autre de la partie fixe et mobile du palier comme le montre la Figure 3.2.

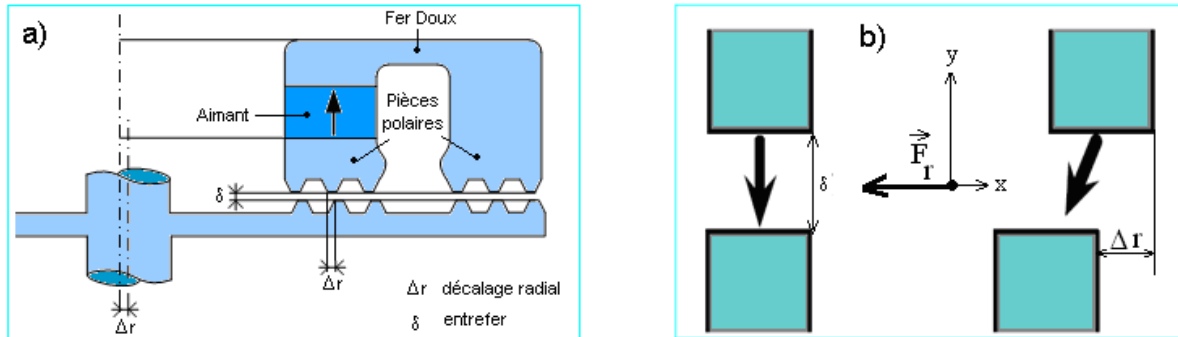


Figure 3.2 : Centreur magnétique à réluctance variable

Une différence de potentiels magnétiques créée entre ces dents par une bobine, ou par un aimant génère un flux qui circule entre ces dents; si un décalage radial Δr de la partie mobile par rapport à la partie fixe se produit, un allongement des lignes de champ est observé — lorsque la partie mobile est centrée sur la partie fixe, les lignes de champ partent d'une dent à l'autre en parcourant une distance minimale égale à δ ; lorsque la partie mobile se déplace radialement d'une distance Δr , cette distance devient supérieure à δ , et crée une variation d'énergie dans le système. Tout système ayant tendance à se mettre à son niveau d'énergie minimale, cette variation génère une force radiale de module F_r permettant de recentrer les dents. Ceci n'est valable que lorsqu'une butée active contrôle le déplacement axial du rotor. Dans le cas contraire, les dents du rotor viendraient se coller sur celles de la partie fixe.

- Soit par l'attraction ou la répulsion directe entre les aimants permanents : ce sont des paliers magnétiques à aimants permanents. Il existe en principe, un très grand nombre de configurations de centreurs magnétiques à aimants de base, dont

certaines sont présentées à la Figure 3.3. Cependant, en pratique, l'angle d'orientation des aimants limite les possibilités de réalisation. Une aimantation axiale telle que représentée par A1 et E1 [MUR 07] à la Figure 3.3 est généralement obtenue plus facilement qu'une aimantation radiale représentée par A2 et E2 sur la même figure. Les aimantations coniques [BAS 99] — aimants dont l'angle d'aimantation n'est pas un multiple entier de $\pi/2$ — étant plus difficiles à réaliser, ne présentent pas souvent d'intérêt pratique. On retrouve alors généralement les aimants dont les angles d'aimantation sont des multiples entiers de $\pi/2$.

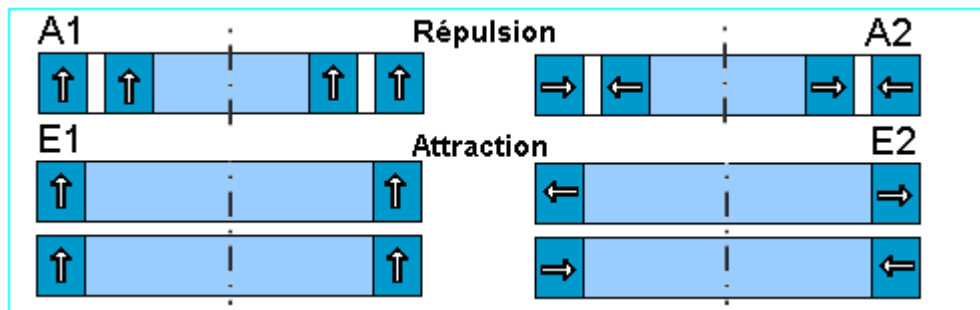


Figure 3.3 : Configurations de base des centreurs à aimants permanents

Les configurations A1 et A2 sont réalisées avec des bagues concentriques emboîtées l'une dans l'autre, et travaillant en répulsion; la force axiale est nulle en position centrée. Pour E1 et E2, on utilise des bagues identiques superposées, fonctionnant en attraction. En effet, si une des bagues veut se déplacer radialement, l'autre aura tendance à la ramener à la position centrée, en admettant que les deux bagues ne soient pas soumises aux mêmes forces perturbatrices radiales au même instant. La force axiale dans ce cas est très importante, mais le débattement radial est plus grand que pour les configurations de type A [YON 02]. La Figure 3.4 présente le sens des forces des structures de la Figure 3.3.

Le mathématicien physicien Samuel Earnshaw a démontré en 1839 qu'une particule polarisée plongée dans un champ électrostatique ne peut trouver une position stable [EAR 42]. Ce théorème, étendu par Maxwell aux polarisations induites en 1892, fut appliqué par

Lewi Tonks aux champs magnétostatiques et à l'aimantation induite en 1940. Il en découlait alors que tout palier magnétique passif — utilisant uniquement des aimants permanents et des pièces polaires — apparaît intrinsèquement instable (cf. Annexe B). Par conséquent, les PMP nécessitent d'être combinés avec, soit les paliers magnétiques actifs, soit les paliers magnétiques supraconducteurs.


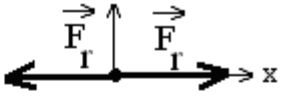

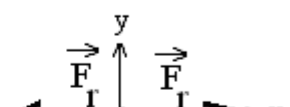
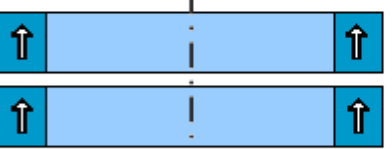
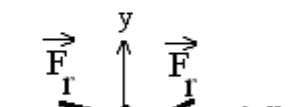


Centreurs	Orientation des forces
<p>A1</p> 	 <p>Radiale</p>
<p>A2</p> 	 <p>Radiale</p>
<p>E1</p> 	 <p>Radiale</p>
<p>E2</p> 	 <p>Radiale</p>

Figure 3.4 : Orientation des forces des centreurs à aimants permanents

3.2.1.1 Force magnétique entre deux aimants

Les aimants permanents sont généralement combinés à des structures ferromagnétiques qui permettent de canaliser les lignes de champs magnétiques générées par ces derniers. Cependant, il arrive qu'aucune structure ferromagnétique n'entoure ces aimants comme dans le cas des paliers magnétiques contenus dans certains microsystèmes [FER 99]. Le calcul de la force générée par les aimants devient alors plus complexe que lorsqu'une structure ferromagnétique entoure ces derniers. Le calcul de la force entre deux aimants a été largement discuté dans [YON 96].

Considérons deux aimants de longueur axiale — axe perpendiculaire au plan x-y — L , séparés d'une distance r_{12} , d'aimantation M_1 et M_2 , de sections S_{a1} et S_{a2} , contenus dans un plan x-y comme le montre la Figure 3.5.

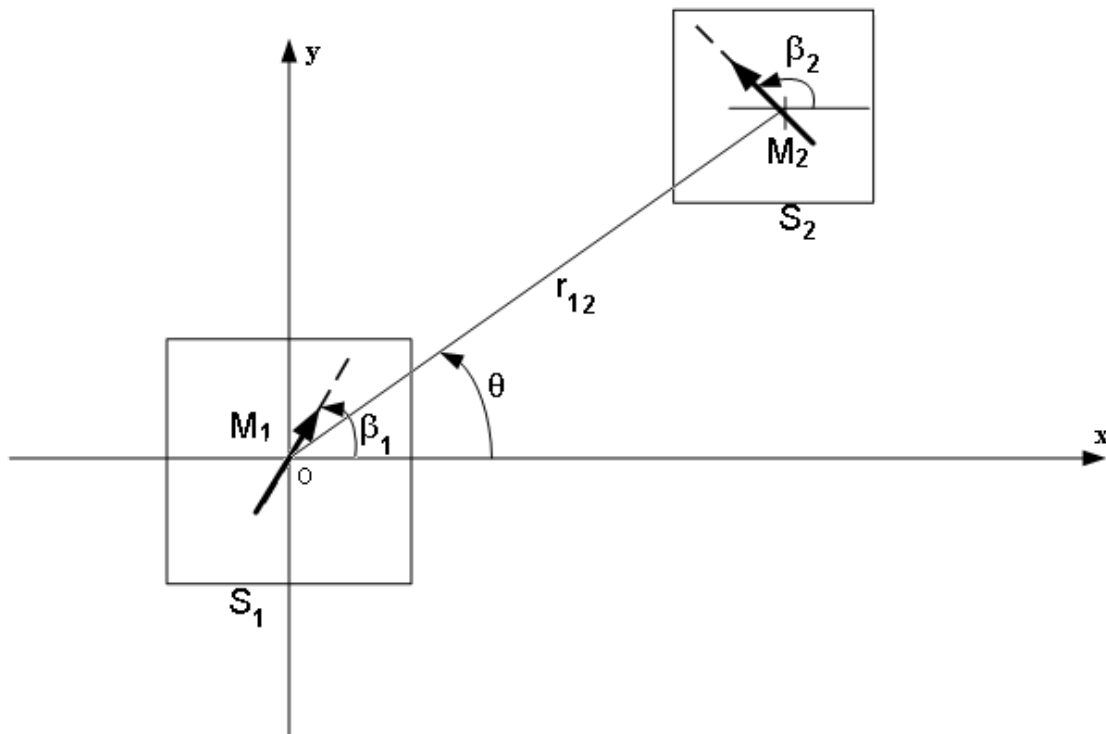


Figure 3.5 : Interaction de deux aimants longs.

Le module de la force d'interaction par unité de longueur entre ces deux aimants est donné par l'expression (3. 1).

$$\left| \frac{F_{inta}}{L} \right| = \frac{M_1 M_2}{\mu_0 \pi} \cdot \frac{S_{a1} S_{a2}}{r_{12}^3} \cos(\beta_1 + \beta_2 - 3\theta) \quad (3. 1)$$

Le module de la raideur par unité de longueur vaut:

$$\left| \frac{K_{ra}}{L} \right| = \frac{3 \cdot M_1 M_2}{\mu_0 \pi} \cdot \frac{S_{a1} S_{a2}}{r_{12}^4} \cos(\beta_1 + \beta_2 - 4\theta) \quad (3. 2)$$

3.2.2 Paliers Magnétiques Supraconducteurs (PMS)

Les paliers supraconducteurs fonctionnent par répulsion entre un aimant et un matériau supraconducteur. L'utilisation de la supraconductivité est telle qu'un tel matériau, refroidi en dessous de sa température critique T_c et soumis à un champ externe, expulse le champ magnétique dans lequel il est soumis (Figure 3.6), rendant le supraconducteur parfaitement diamagnétique: c'est l'Effet Meissner. Selon [COO 98], deux conditions sont nécessaires pour qu'une lévitation supraconductrice soit stable:

- la somme des forces doit être nulle et,
- la divergence de la force magnétique subie par le corps magnétique de volume V dans un champ H_0 doit être négative.

L'expression de cette force est donnée par :

$$F_{ms} = \frac{1}{2}(\mu_{rm} - \mu_0) \cdot V \cdot \nabla H_0^2 \quad (3.3)$$

Contrairement aux centres magnétiques passifs qui nécessitent l'utilisation d'une butée active ou supraconductrice pour assurer la stabilité totale d'une suspension magnétique, la lévitation par supraconductivité est stable [COO 98].

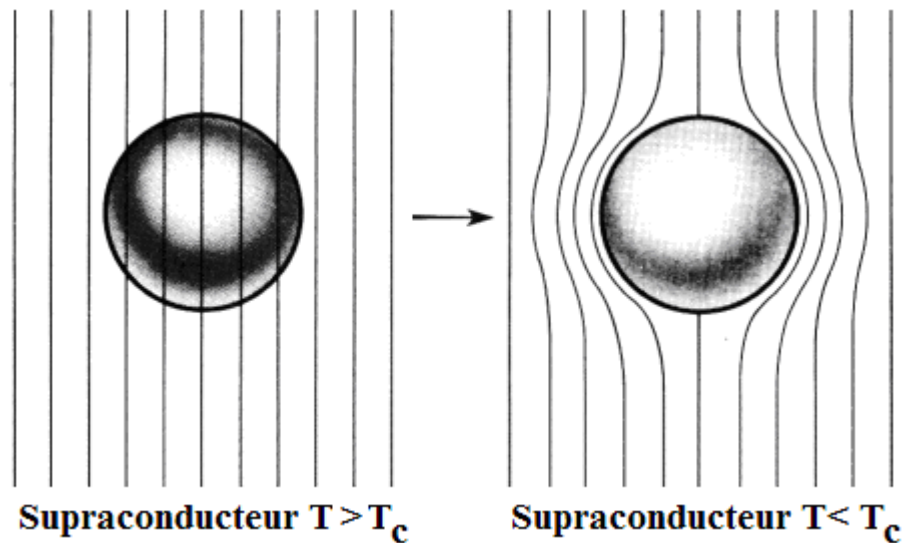


Figure 3.6 : Effet Meissner

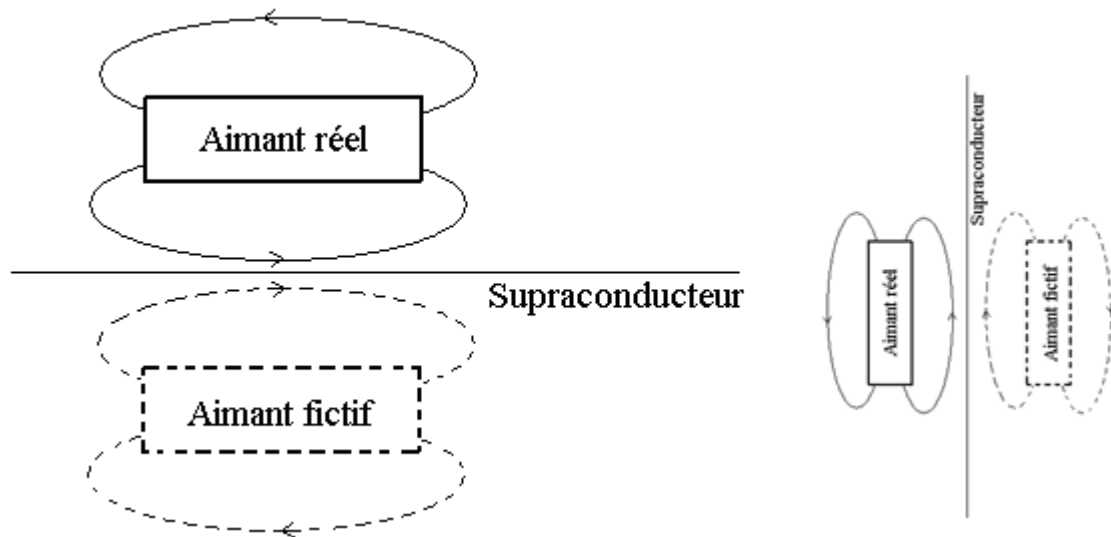


Figure 3.7 : Principe de la lévitation par supraconducteur

Le principe de la lévitation par supraconductivité est tel qu'un aimant permanent, posé sur un supraconducteur voit ses lignes de champ repoussées par le matériau diamagnétique — création d'un aimant permanent fictif de même polarité dans le supraconducteur, lequel interagit avec l'aimant réel pour générer une force de répulsion qui fait léviter l'aimant comme le montre le schéma de la Figure 3.7. Les paliers supraconducteurs font appel à l'utilisation d'un fluide de refroidissement à très basse température de fonctionnement. En effet, la compression et la liquéfaction de ce fluide nécessitent un apport d'énergie considérable — il faut environ 22MJ/kg pour atteindre des pressions de 70MPa², ce qui rend ainsi le système onéreux lors de la compensation des pertes thermiques liées au système cryogénique qui sont de l'ordre de 1 à 2% par jour³ selon la qualité de l'isolation. Néanmoins, on retrouve dans la littérature plusieurs publications traitant des paliers supraconducteurs telles dans [FAN 01], [NAG 01], [COO 98], [MAT 02], [BOR 97]. Ces derniers ne seront pas abordés dans cette thèse.

² Liquéfaction, stockage et transport de l'hydrogène sous forme cryogénique. Fiche 4.3 AFH₂

³ La solution hydrogène et les piles à combustible. École d'Été de Physique – Caen – Août 2001

3.2.3 Définition des centreurs magnétiques actifs

Les centreurs magnétiques actifs sont un ensemble d'actionneurs — électroaimants — asservis en courant. Bien qu'il existe plusieurs configurations de centreurs magnétiques actifs comme ceux présentés à la section 3.4, la topologie généralement rencontrée est celle à 8 pôles illustrée à la Figure 3.9, un pôle étant formé d'un enroulement et d'une dent. Quelle que soit la configuration du centreur magnétique actif utilisé, leur mode opératoire consiste à mesurer à l'aide d'un capteur, la position axiale du rotor, laquelle est ensuite comparée avec une position de référence et, selon la valeur de l'écart de position obtenue, le courant sera augmenté ou atténué. Ce courant circulera dans l'actionneur et génèrera une force qui ramènera le rotor à sa position de référence. Pour chaque paire d'électroaimants constituant le centreur actif, il faut généralement un amplificateur de puissance, un régulateur et un capteur de position. Contrairement aux paliers magnétiques passifs, ce type de paliers a besoin d'un apport d'énergie externe pour fonctionner.

3.2.4 Raideur et stabilité des paliers magnétiques

Dans une application utilisant les paliers magnétiques comme celle du SSEVI, il est important d'avoir une stabilité statique⁴ et dynamique⁵ dans les trois axes. Une stabilité totale implique une stabilité dans les cinq degrés de libertés illustrés à la Figure 3.8, le sixième degré de liberté étant le mouvement rotatif du volant.

⁴ Aptitude d'un système à retrouver son état d'équilibre

⁵ Fait intervenir le temps nécessaire pour que le système retrouve sa stabilité statique après une perturbation

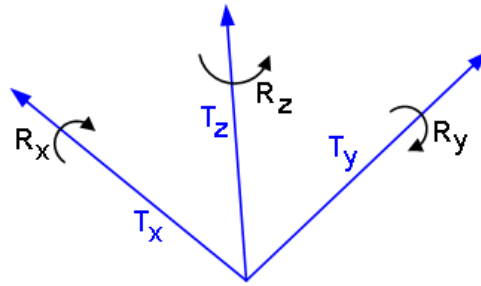


Figure 3.8 : Degrés de liberté

- 3 translations : T_x , T_y , T_z
- 3 rotations : R_x , R_y , R_z

La stabilité d'une suspension magnétique est un aspect très important car c'est elle qui détermine le comportement du volant vis-à-vis des forces perturbatrices inhérentes ou non à ce dernier. La raideur est un des principaux critères pour déterminer si un système est stable ou non. Si un système possède une raideur négative, cela implique de prime abord qu'il est instable. En prenant l'exemple du ressort présenté à l'annexe B, on peut en déduire qu'un système masse-ressort est intrinsèquement stable.

3.2.4.1 Force radiale d'un centreur magnétique actif à 8 pôles

Si l'on considère le centreur à huit pôles de la Figure 3.9, le flux généré par une paire de pôles circule d'une dent à l'autre en passant par l'entrefer comme le montre la vue en coupe d'un centreur à huit pôles de la Figure 3.10. En négligeant l'effet de courbure au stator et au rotor, le modèle sur un axe du centreur actif à 8 pôles peut se résumer à deux dispositifs en « U » placés de part et d'autre d'un bloc rectangulaire représentant le rotor comme le montre la Figure 3.11, et sur laquelle S_d représente la section de passage du flux, N le nombre de spires, I_1 et I_2 les courants circulant dans les bobines; x représente le décalage du rotor par rapport à sa position mitoyenne entre les deux « U », ce qui correspond à un

épaississement de l'entrefer δ_0 d'un côté et à un amincissement de l'entrefer de l'autre côté. Le calcul intégral de la force de ce type de centreur est effectué au chapitre 4.

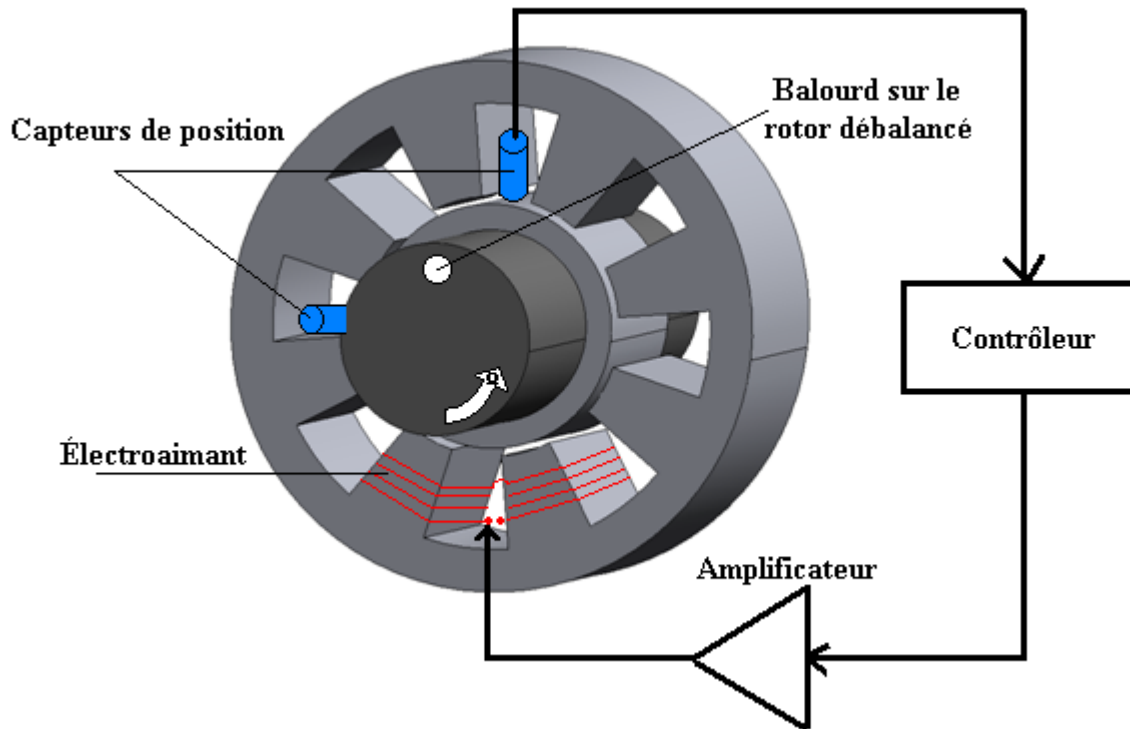


Figure 3.9 : Centreur magnétique actif à 8 pôles supportant un rotor débalancé

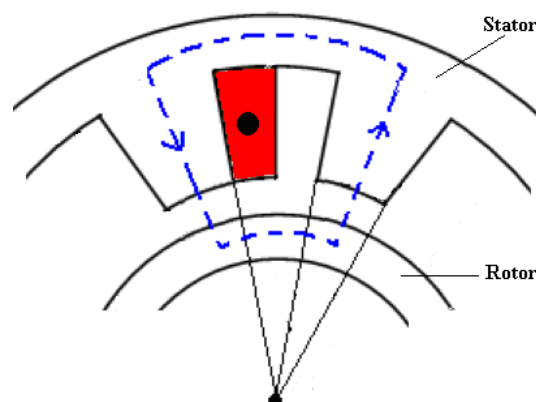


Figure 3.10 : Coupe d'un centreur magnétique actif à 8 pôles

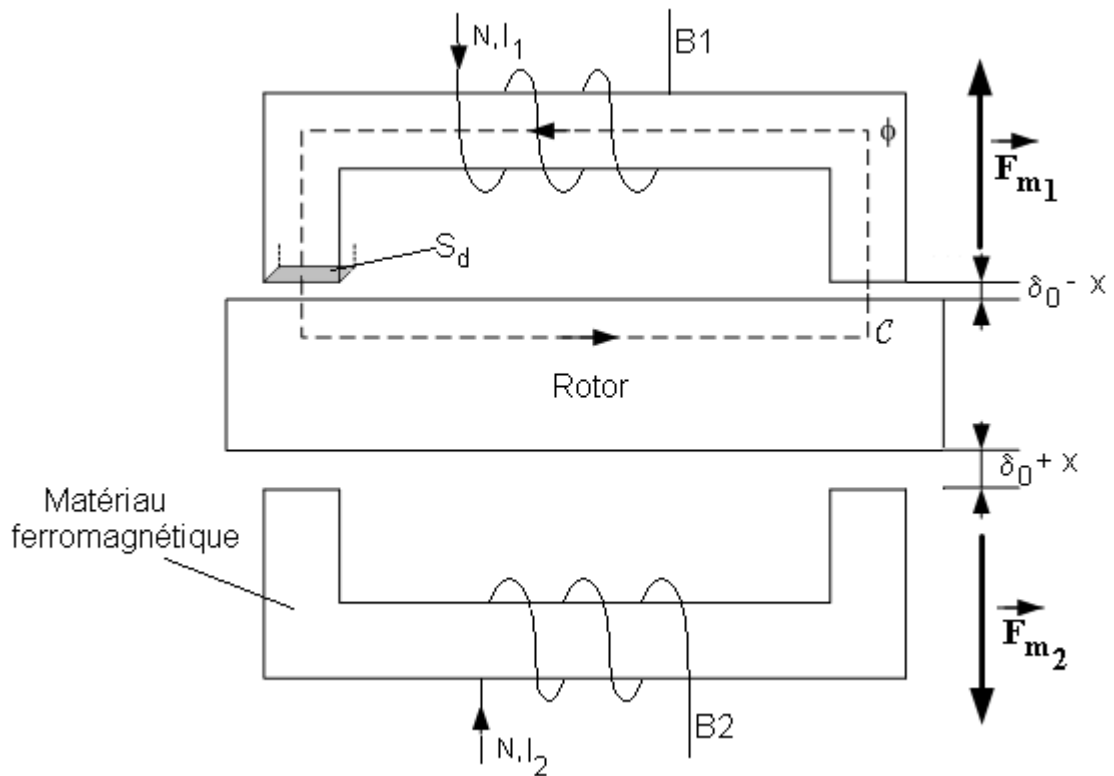


Figure 3.11 : Modèle simplifié sur un axe d'un centreur magnétique actif

Si l'on suppose que le matériau ferromagnétique a une perméabilité magnétique infinie, et que l'on néglige l'effet de la saturation lié à ce dernier, on peut écrire pour le dispositif supérieur en « U » :

$$\int_c \vec{H}_{\delta_1} \cdot d\vec{l} = NI_1 \quad (3.4)$$

$$2 \cdot H_{\delta_1} (\delta_0 - x) = \frac{2 \cdot B_{\delta_1}}{\mu_0} \cdot (\delta_0 - x) = NI_1$$

$$\Downarrow$$

$$B_{\delta_1} = \mu_0 \frac{N \cdot I_1}{2(\delta_0 - x)} \quad (3.5)$$

$H_{\delta 1}$ et $B_{\delta 1}$ représentent respectivement le champ et l'induction magnétique dans l'entrefer. On peut calculer la force magnétique due à la paire de pôles supérieure comme suit :

$$F_{m1} = \frac{B_{\delta 1}^2 \cdot S_d}{\mu_0} \quad (3.6)$$

De même, en écrivant la force due à la paire de pôles inférieure :

$$F_{m2} = \frac{B_{\delta 2}^2 \cdot S_d}{\mu_0} \quad (3.7)$$

En admettant que le nombre de tours N soit le même dans chacun des pôles du centreur, on en déduit alors l'expression de la force radiale donnée en (3.8)

$$F_{tot} = F_{m1} - F_{m2} = \frac{\mu_0 \cdot N^2 \cdot S_d}{4} \left(\frac{I_1^2}{(\delta_0 - x)^2} - \frac{I_2^2}{(\delta_0 + x)^2} \right) \quad (3.8)$$

En observant l'expression (3.8), on remarque qu'elle est non-linéaire, ce qui apporte une complexité lors de l'étude directe de cette force. Pour contourner cette non-linéarité, on linéarise cette dernière, ce qui devient plus facile à analyser; cette linéarisation n'est valable que pour des petites variations d'entrefer. L'intérêt de cette linéarisation réside non seulement dans la possibilité de pouvoir étudier plus facilement la dynamique du centreur magnétique actif, mais aussi à celle de recourir aux méthodes de commande linéaire pour contrôler ces derniers. Si l'on considère les courants dans les électroaimants comme étant la somme d'un courant continu I_0 et d'un courant de contrôle i_c , tels que :

$$\begin{aligned}
 I_1 &= (I_0 - i_c) \\
 I_2 &= (I_0 + i_c)
 \end{aligned}
 \quad \text{avec : } |i_c| \leq I_0 \quad (3.9)$$

Le courant I_0 aussi appelé courant de polarisation, a pour but de créer un flux fixe ϕ_0 qui assure la raideur du centreur magnétique actif. Le courant de contrôle i_c permet de générer des forces dans le but de compenser les efforts auxquels le rotor est soumis. La convention de signe adoptée est telle lorsque le déplacement x augmente, ce qui signifie que le rotor s'éloigne de sa position centrée, le courant i_c , lequel est positif augmente aussi, fournissant la force nécessaire pour ramener le rotor à sa position centrée. L'expression (3. 8) peut se réécrire:

$$F_{tot} = F_{m1} - F_{m2} = \frac{\mu_0 \cdot N^2 \cdot S_d}{4} \left(\frac{(I_0 + i_c)^2}{(\delta_0 - x)^2} - \frac{(I_0 - i_c)^2}{(\delta_0 + x)^2} \right) \quad (3.10)$$

L'équation (3.10) est une fonction pouvant être écrite sous la forme d'une série de Taylor centrée autour de x_0 et i_{c0} . En ne considérant que les premiers termes de la série de Taylor, on réécrit (3.10) sous la forme suivante :

$$F_{tot}(x, i_c) = F_{tot}(x_0, i_{c0}) + \left. \frac{\partial F_{tot}(x, i_c)}{\partial i_c} \right|_{x=x_0} (i_c - i_{c0}) + \left. \frac{\partial F_{tot}(x, i_c)}{\partial x} \right|_{i=i_{c0}} (x - x_0) + \dots \quad (3.11)$$

Les grandeurs x_0 et i_{c0} sont respectivement le déplacement du rotor provoqué par une charge statique — charge permanente fixe totale appliquée à une surface donnée du rotor — auquel ce dernier est soumis et le courant de contrôle nécessaire pour compenser cette charge. La commande du centreur agira sur le courant i_c de manière à conserver le

déplacement $x = 0$. En s'intéressant au comportement du centreur pour des valeurs de x faibles et de i_c faibles, on choisit de centrer la série de Taylor autour de sa position d'équilibre à $x_0 = i_{c0} = 0$.

On peut définir deux constantes K_x et K_i qui sont alors respectivement la raideur en boucle ouverte et le gain en courant du centreur actif. Il est à noter que la raideur K_x est une fonction de x et que le gain en courant K_{i_c} est fonction de i_c . Nous présentons ici les gains K_x à $x = 0$ et K_{i_c} à $i_c = 0$.

$$K_x(0) = \left. \frac{\partial F_{tot}(x, i_c)}{\partial x} \right|_{i_c=0} = -\frac{\mu_0 N^2 S_d}{\delta_0^3} I_0^2 \quad (3.12)$$

$$K_{i_c}(0) = \left. \frac{\partial F_{tot}(x, i_c)}{\partial i_c} \right|_{x=0} = \frac{\mu_0 N^2 I_0 S_d}{\delta_0^2} \quad (3.13)$$

Par conséquent, la force linéarisée du centreur actif radial revient à :

$$F_{totl} = K_i \cdot i_c + K_x \cdot x \quad (3.14)$$

L'expression (3.14) est généralement utilisée pour l'étude dynamique ainsi que la commande des centreurs magnétiques actifs pour des petites variations d'entrefer. De ce qui précède, nous remarquons que pour avoir un grand gain en courant et une grande raideur, il faut augmenter le courant de polarisation I_0 . Un des problèmes majeurs liés à cette méthode est que le courant de polarisation I_0 crée des pertes Joule constantes dans l'actionneur.

En observant l'expression (3.12), on remarque que la raideur du centreur magnétique est négative et par conséquent, ce dernier est instable en boucle ouverte. Les centreurs

magnétiques actifs nécessitent alors une association avec une boucle de contre-réaction négative pourvue d'un régulateur pour assurer leur stabilité. Une étude approfondie de la stabilité, de la dynamique et de la commande des paliers magnétiques ne fait pas partie de la présente thèse.

3.3 Comparaison entre centreurs magnétiques passifs et actifs

Le Tableau 3.1 présente les principales caractéristiques des paliers magnétiques passifs et actifs.

Tableau 3.1 : Comparaison centreurs magnétiques actifs et passifs

Centreurs	Avantages	Inconvénients
Passifs	<ul style="list-style-type: none"> - Simples à réaliser - Autonomes (Aucun apport d'énergie) 	<ul style="list-style-type: none"> - Ne peuvent assurer une suspension totale - Faibles raideurs
Actifs	<ul style="list-style-type: none"> - Peuvent assurer une stabilité totale - Raideur et amortissement contrôlables 	<ul style="list-style-type: none"> - Consommation de l'énergie - Électronique de contrôle

3.4 État de l'art des centreurs magnétiques

La suspension magnétique a été théoriquement découverte il y a près de 150 ans, mais ce n'est que vers 1941 que les premiers brevets sur la suspension active d'un corps tournant ont vu le jour, notamment par [BEA 41]. En 1973, [HAB 73] dépose le premier brevet sur l'utilisation des paliers magnétiques sur un arbre tournant à grande vitesse.

Les centreurs magnétiques en particulier appliqués aux systèmes de stockage d'énergie par volant d'inertie ou encore aux systèmes tournants à très grandes vitesses ont fait l'objet de plusieurs recherches durant ces trois dernières décennies, aboutissant ainsi à certaines topologies de centreurs présentées dans les paragraphes suivants.

3.4.1 Centreurs magnétiques passifs

Les centreurs passifs présentés à la section 3.2.1 restent jusqu'à présents les configurations de base utilisées pour le support radial passif d'un système en rotation tels qu'utilisés par [MUR 07] et [MOS 06]. Les caractéristiques typiques des centreurs passifs rencontrées dans la littérature sont présentées au Tableau 3.2.

Tableau 3.2 : Caractéristiques des centreurs passifs construits et présentés dans la littérature

	Caractéristiques
Centreurs à aimants permanents	<p>Masse : 2.27 g – 118 kg</p> <p>Entrefer : 0.2 – 5 mm</p> <p>Raideur : 0.6 – 20N/mm</p>
Centreurs à réluctance variable	<p>Masse : jusqu'à 150 kg</p> <p>Entrefer : 0.3 – 0.5 mm</p> <p>Raideur : 0.6 ~ 19N/mm</p>

Il existe aussi une topologie dérivée de centreurs magnétiques passifs présentés au § 3.2.1 appelée centreurs magnétiques passifs électrodynamiques [SAN 04]. Leur principe de fonctionnement est tel que, lorsqu'une bobine ou une plaque électriquement conductrice est mise en rotation dans un champ magnétique fixe généré par des aimants permanents, ces dernières deviennent le siège des courants induits. Ces courants induits génèrent une force soit radiale dans le cas des centreurs, soit axiale dans le cas de la butée. Bien qu'un tel système soit moins coûteux, certains inconvénients tels que des instabilités dues aux courants induits, de faibles amortissements et de grands entrefers lui sont associés. La raideur et l'amortissement des centreurs magnétiques passifs étant faibles et ne pouvant point être contrôlés, l'utilisation de ces derniers dans ce projet du SSEVI a été abandonnée.

3.4.2 Différentes géométries des centreurs magnétiques actifs

Les systèmes magnétiques actifs sont des systèmes réductants ne comprenant pas d'aimants permanents, et ne présentant pas de composante de couple d'interaction mutuelle. En d'autres termes, ils sont caractérisés par des composantes de couple résultant de la variation de l'inductance propre des bobinages. Les centreurs magnétiques ont fait l'objet de nombreuses études et sont utilisés dans plusieurs domaines d'application. Cependant, leurs géométries n'ont pas été trop modifiées au point de vue leurs structures.

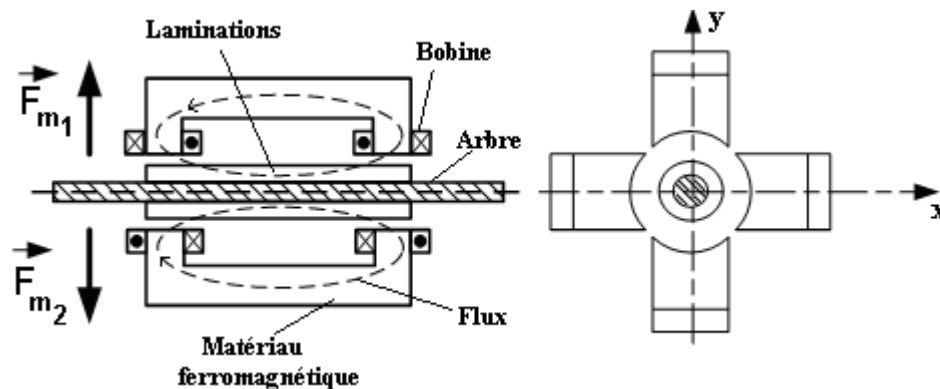


Figure 3.12 : Centreur actif homopolaire

La Figure 3.12 présente la structure d'un centreur actif homopolaire — le flux vu en un point du rotor garde la même polarité — dont la particularité est que le flux généré par les bobines circule axialement le long du rotor [BRO 95]. À cause de la difficulté liée à l'intégration des laminations au rotor — laminations de forme rectangulaire assez difficiles à intégrer à l'arbre —, le rotor de ces types de structures est généralement en forme de noyau ferromagnétique, ce qui génère des pertes par courants de Foucault. Un autre inconvénient est la longueur axiale du centreur qui doit être assez considérable pour pouvoir fournir d'importantes forces.

La structure du centreur magnétique hétéropolaire de la Figure 3.13 est presque identique à la première, à la différence que le flux magnétique généré par les bobines circule radialement dans les laminations en forme d'anneaux plus simples à intégrer au rotor.

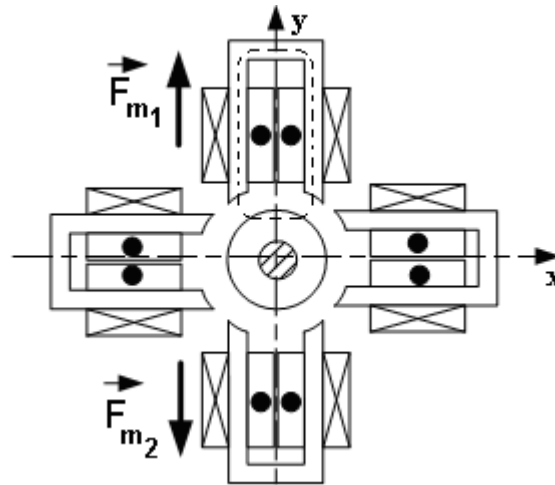


Figure 3.13 : Centreur actif hétéropolaire à 8 pôles

Les quatre paires de pôles sont généralement usinées sur un même support pour les rendre solidaires. [HAB 84], [BET 00] et [SCH 94] présente le design de ces structures, pendant que [LAR 90], [KUM 00] et [YIM 04] présentent l'élaboration de la stratégie de commande de ces derniers. Cette structure est la plus rencontrée dans la littérature. Aucun couplage n'existant entre les électroaimants, la commande d'une paire de pôles est indépendante des

trois autres; ceci nécessite alors un amplificateur unidirectionnel en courant pour chaque paire de pôles.

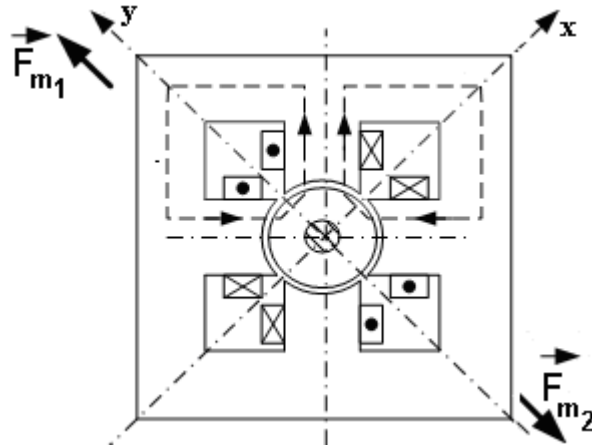


Figure 3.14 : Centreur actif hétéropolaire à 4 pôles

La configuration du centreur magnétique actif à 4 pôles de la Figure 3.14 est plus compacte que celle de la Figure 3.13; mais cependant, à cause de l'interaction entre les pôles, ce type de centreurs nécessite des techniques de commande plus élaborées et des amplificateurs bidirectionnels en courant pour pouvoir inverser le sens du courant. Cet inconvénient peut être évité en utilisant la structure de la Figure 3.15 qui est constituée de quatre pôles passifs et quatre autres actifs, et qui permet d'utiliser des amplificateurs unidirectionnels en courant.

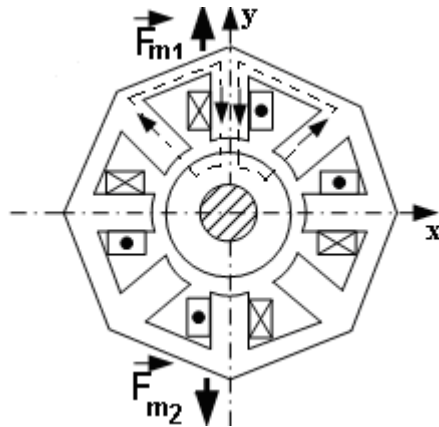


Figure 3.15 : Centreur actif hétéropolaire à 4 pôles passifs

La Figure 3.16 quant à elle présente une structure à trois pôles actifs et trois pôles passifs. Cette structure a l'avantage d'être plus compacte que les autres structures, tout en réduisant l'interaction entre les électroaimants.

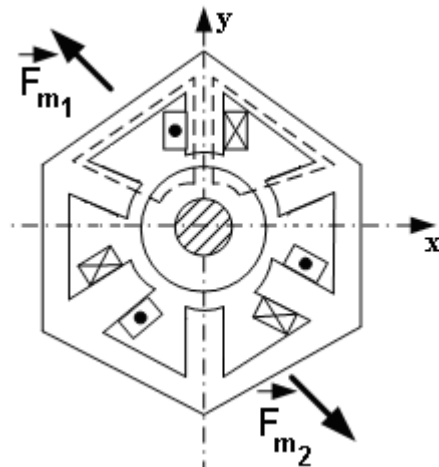


Figure 3.16 : Centreur actif hétéropolaire à 3 pôles passifs

Dans certaines applications dans lesquelles l'optimisation du volume est requise, on a souvent recourt au centreur actif à 3 pôles illustré à la Figure 3.17.

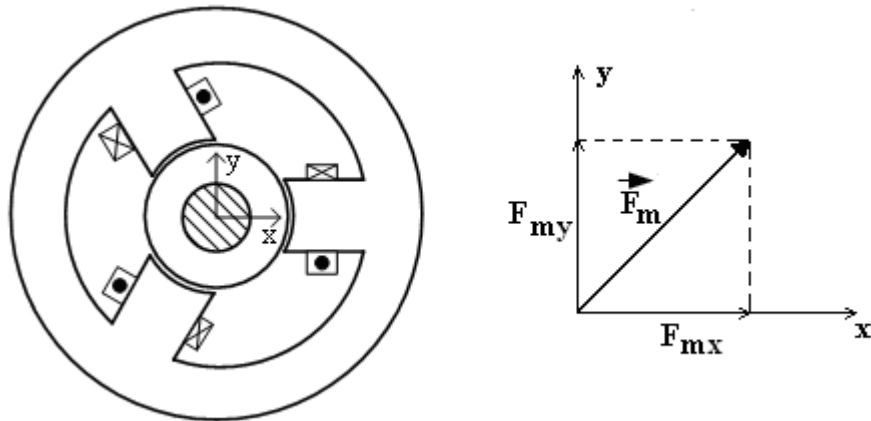


Figure 3.17 : Centreur actif à 3 pôles

Leur principe de fonctionnement est tel que, enroulées autour de trois pôles, les bobines créent des forces radiales permettant de centrer le mobile en rotation à sa position de référence. Les avantages de ce type de structures sont qu'elles utilisent moins d'amplis de puissance, donc produisent moins de pertes Joule, et fournissent plus d'espace pour la dissipation thermique et pour l'intégration des capteurs de position, réduisant ainsi le coût global du centreur. Comme inconvénient, nous noterons un fort couplage entre les pôles actifs, ce qui rend la commande assez complexe [MEE 06].

Une autre variante de centreurs magnétiques est leur combinaison avec une butée : ce sont des paliers coniques totalement actifs présentés à Figure 3.18.

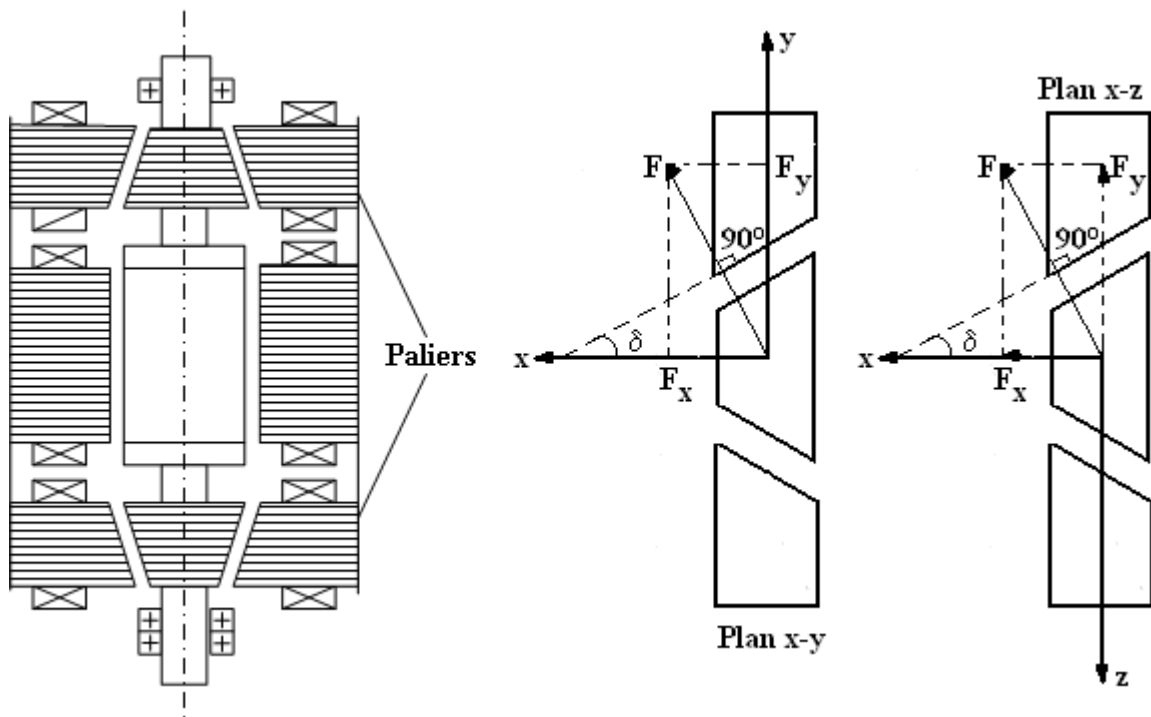


Figure 3.18 : Paliers coniques

En effet, chaque palier conique — supérieur et inférieur — produit une force qui se décompose en deux forces perpendiculaires, une force axiale et une autre radiale. Si cette solution paraît à priori idéale, elle présente cependant certains inconvénients tels qu'une réalisation mécanique compliquée et une électronique de contrôle sophistiquée à cause de l'interaction entre les axes radial et axial [HAB 84].

3.4.3 Centreurs magnétiques hybrides

Après plusieurs études effectuées pour éliminer le problème de pertes Joule dans les centreurs magnétiques dues au courant de polarisation I_0 comme présenté § 3.2.4.1, les centreurs hybrides ont été découverts, et un brevet a aussitôt été écrit par [STU 75] en 1975.

Les centreurs hybrides sont des systèmes réductants polarisés caractérisés par un circuit électrique et un aimant fixes. En variante, l'aimant peut être situé sur la partie mobile. Le flux généré par l'aimant remplace le flux créé par le courant de polarisation I_0 . De ce fait, on s'affranchit des pertes liées à ce dernier.

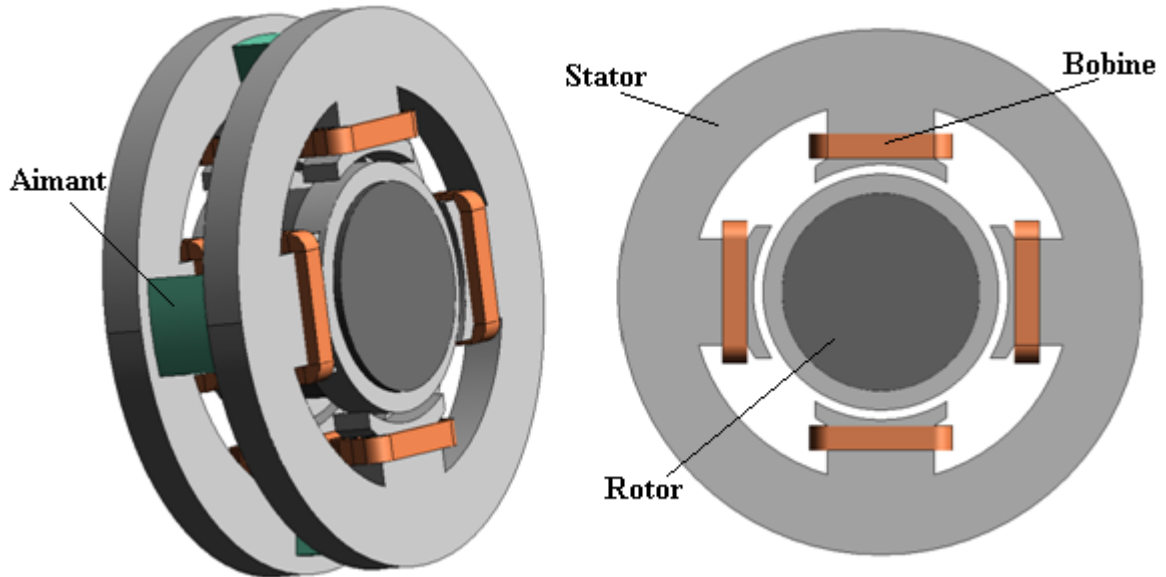


Figure 3.19 : Centreur magnétique hybride avec aimantation au stator.

Dans les centreurs hybrides généralement rencontrés tel que celui de la Figure 3.19, l'essentiel du flux créé par la bobine se referme dans le fer, sans traverser l'aimant. Le flux généré par l'aimant circule axialement au rotor comme le montre la Figure 3.20. Cependant, il existe d'autres structures telles que celles de la Figure 3.21 et de la Figure 3.24.

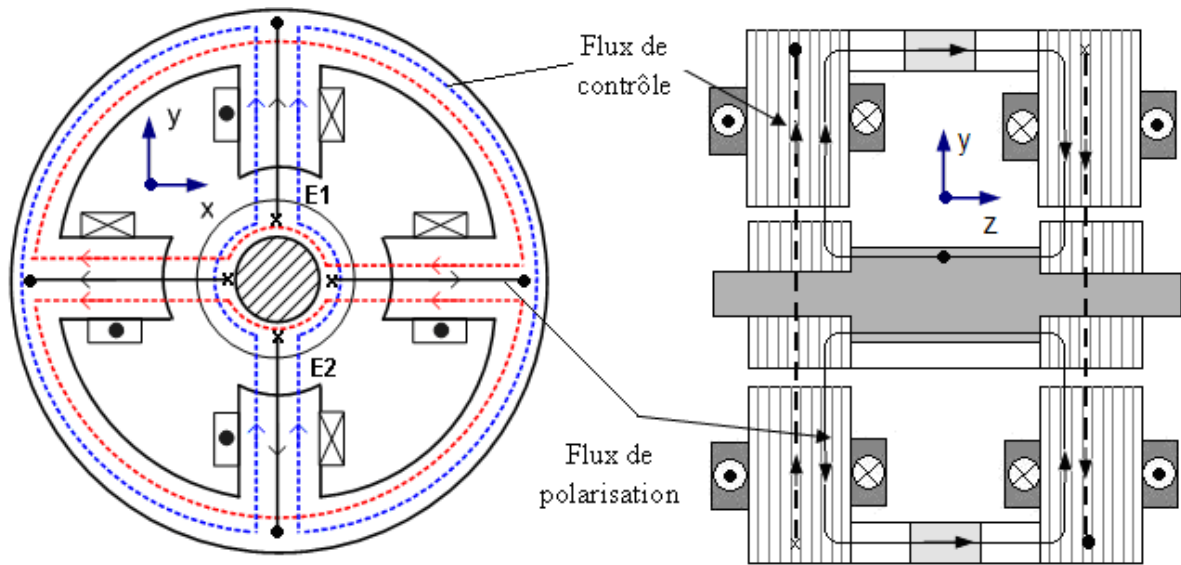


Figure 3.20 : Centreur magnétique hybride homopolaire

Le principe de fonctionnement du centreur de la Figure 3.20 est tel que, les bobines montées en vis-à-vis de chaque demi-stator sont connectés en série de sorte que les flux générés par l'aimant et les bobines en série s'additionnent dans l'entrefer E1, et se soustraient dans l'entrefer E2. Le même effet est observé dans les entrefers du demi-stator arrière comme nous le verrons au chapitre 4. La Figure 3.21 présente une structure de centreur hybride hétéropolaire. Comme dans le cas du centreur hybride homopolaire, les aimants permettent de polariser le centreur et la circulation du courant de contrôle dans les bobines permettent de compenser les forces de perturbation. Cette structure a l'avantage d'avoir une longueur axiale plus faible que la structure homopolaire car cette dernière possède des aimants à polarisation axiale et comporte deux demi-stators. Cependant, à cause de l'inversion du sens du flux de polarisation lors du passage d'un pôle à l'autre, les centreurs hybrides homopolaires sont généralement préférés à ceux dits hétéropolaires d'une part à cause des pertes qu'ils génèrent — à cause du changement de polarité comme le montrent les Figure 3.22 et Figure 3.23, et d'autre part à cause de la fragilité structurale des centreurs magnétiques hétéropolaires, en particulier pour des centreurs de grande taille.

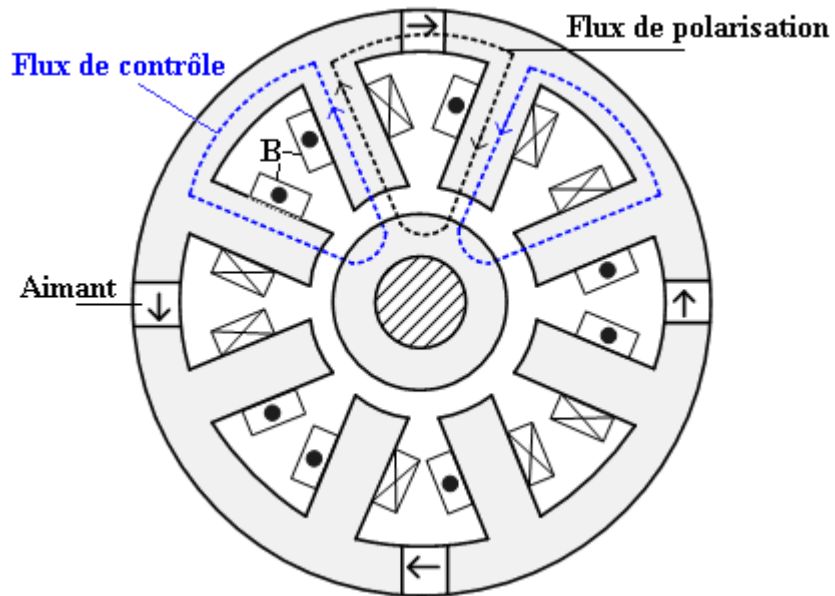


Figure 3.21 : Centreur magnétique hybride hétéropolaire

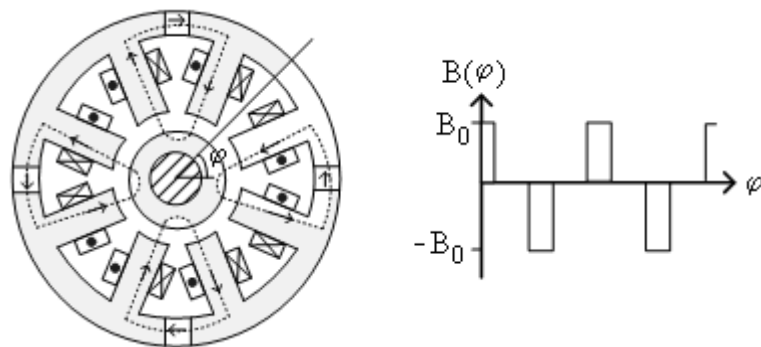


Figure 3.22 : Induction de polarisation en fonction de l'angle centreur hétéropolaire

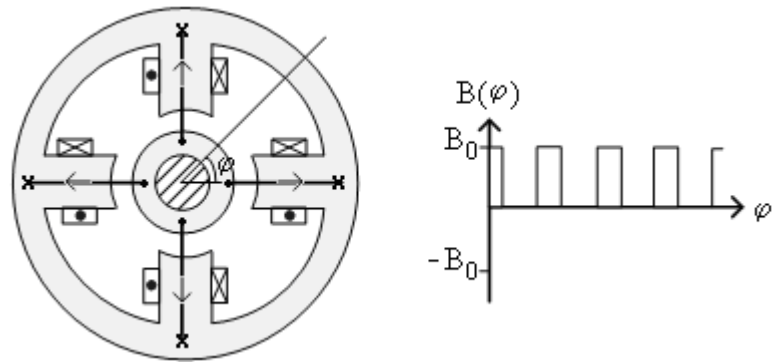


Figure 3.23 : Induction de polarisation en fonction de l'angle d'un centreur homopolaire

Le centreur homopolaire de la Figure 3.24 est une variante du centreur présenté à la Figure 3.19. Ces deux variantes diffèrent du fait que le noyau amagnétique constituant le stator dans le cas du centreur de la Figure 3.24, n'assure pas le passage de flux généré par les bobines tel que celui de la Figure 3.20. Sous un pôle, les flux générés par la bobine et l'aimant se referment tous au rotor.

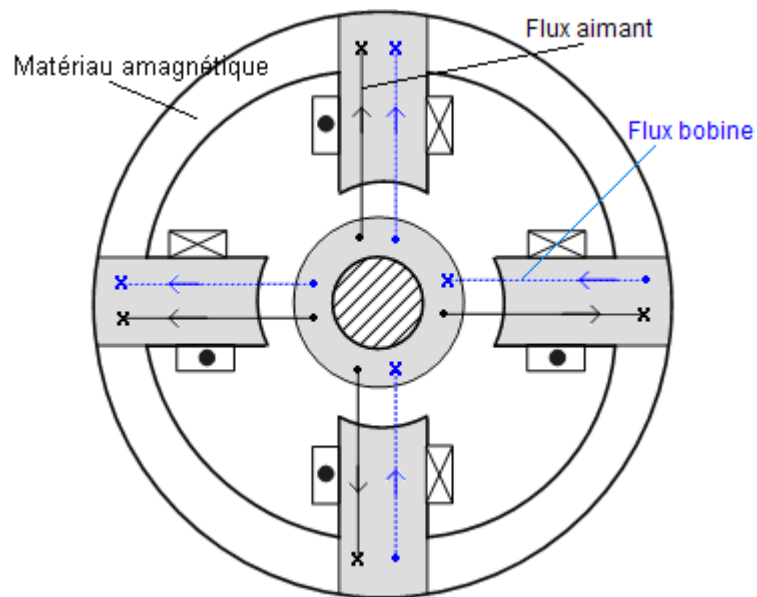


Figure 3.24 : Centreur à noyau amagnétique

Cette structure est très rarement utilisée compte tenu du fait que, le flux dû au courant devant traverser l'aimant qui a une perméabilité proche de celle de l'air, il faudrait fournir une valeur de courant importante pour générer des forces élevées, en plus du fait que le rotor soit un simple noyau ferromagnétique, ce qui génère davantage des pertes par courants de Foucault. On retrouve dans la littérature plusieurs autres topologies de centreurs hybrides dérivées des deux principales présentées ci-dessus, à l'instar de celle présentée par [SCH 09]. Le choix de l'une ou l'autre dépend toujours de l'application que l'on veut en faire.

3.5 Introduction à la commande linéaire des centreurs

Les centreurs magnétiques, qu'ils soient purement actifs ou hybrides sont sujets à un contrôle dont le principe de commande d'un électroaimant est illustré à la Figure 3.25. La commande des centreurs magnétiques ne faisant pas partie de cette thèse, cette section a pour objectif de présenter succinctement les éléments constituant la chaîne de commande linéaire d'un centreur actif ou hybride. Le dimensionnement de l'amplificateur ne pouvant être complètement découplé de celui du centreur, une étude de ce dernier a été faite à la fin du chapitre 4.

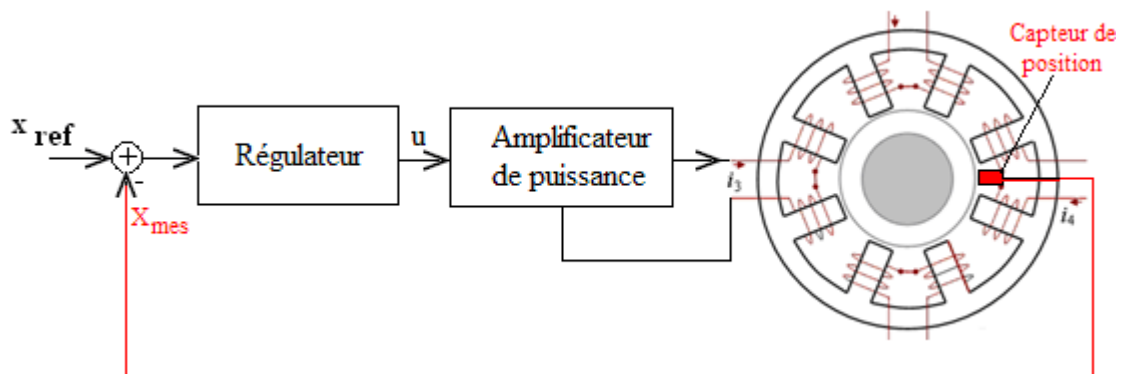


Figure 3.25 : Principe de la commande d'un électroaimant d'un centreur actif à 8 pôles

3.5.1 Le capteur de position

Le capteur de position est un dispositif permettant de mesurer la position de rotor dans chaque axe et de la comparer à la position de référence. Il peut être de type inductif, potentiométrique, incrémental ou encore magnétostrictif. Dépendamment de la précision désirée, l'un ou l'autre type sera adopté.

3.5.2 Le régulateur

Le régulateur est le mécanisme automatique qui élabore le signal de commande u en fonction de l'écart de réglage entre la position de référence x_{ref} et la mesure x_{mes} selon un algorithme donné, dépendamment du type de régulateur utilisé. Dans la commande linéaire des centreurs, on retrouve généralement les régulateurs de type Proportionnel-Intégrateur (PI) ou Proportionnel-Intégrateur-Dérivateur. Ces derniers sont largement documentés dans [LON 06]

3.5.3 L'amplificateur

Une fois le signal de commande u obtenu, ce dernier est envoyé à l'amplificateur, lequel fournira aux bobines le courant nécessaire permettant de générer la force utile pour maintenir le rotor à sa position centrée. On distingue deux types d'amplificateurs : les amplificateurs linéaires et à commutation. Un amplificateur linéaire classique dont l'élément central est le transistor bipolaire est présenté à la Figure 3.26. Ce type d'amplificateurs n'est pas utilisé dans la commande des centreurs magnétiques à cause des pertes importantes qu'ils génèrent.

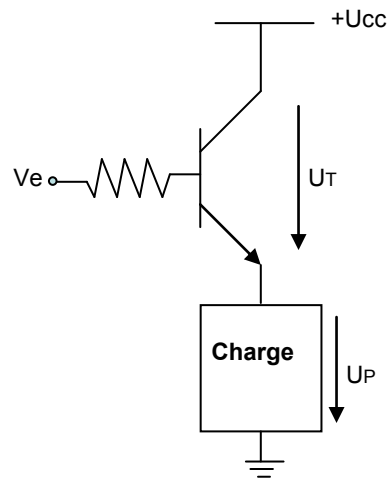


Figure 3.26 : Amplificateur linéaire

3.5.3.1 Amplificateur à commutation

Contrairement aux amplificateurs linéaires dont l'élément central est le transistor bipolaire, l'amplificateur à commutation fonctionne avec des interrupteurs commandés. Pour piloter ces interrupteurs, plusieurs systèmes de commutation existent et dont la plus simple et la plus commune est la Modulation de Largeur d'Impulsions (MLI); cette méthode permet de contrôler le courant dont la valeur moyenne correspondra à la valeur désirée. Dans les structures d'amplificateurs à commutation, on peut citer les amplificateurs bidirectionnels en courant et les amplificateurs bidirectionnels en tension.

A. Amplificateurs bidirectionnels et courant

Ils sont souvent utilisés dans les applications nécessitant l'inversion du sens de courant. La Figure 3.27 montre la structure d'un amplificateur à commutation bidirectionnel en courant et en tension débitant sur une charge inductive d'inductance L_b . Au lieu d'avoir un transistor qui fonctionne en linéaire, ce type d'amplificateur consiste en une structure à quatre interrupteurs.

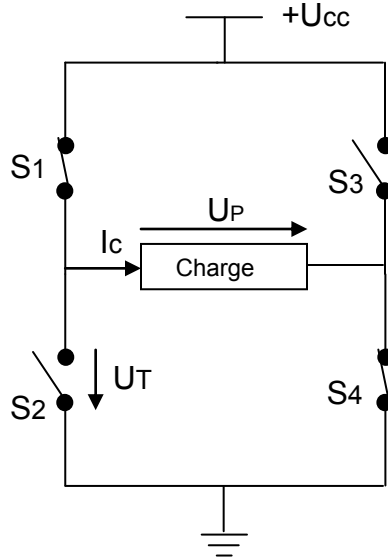


Figure 3.27 : Amplificateur bidirectionnel en courant

En commutant simultanément et d'une manière complémentaire les paires d'interrupteurs (S1, S4) et (S2, S3), cette structure permet à la tension aux bornes de la bobine d'opérer entre $+U_{cc}$ et $-U_{cc}$, et le courant quant à lui croît ou décroît selon l'équation (3. 15). La tension et le courant à la charge peuvent alors s'inverser. Cette structure ne nécessite pas de source de tension symétrique.

$$\frac{\Delta I_c}{\Delta t} = \frac{1}{L_b} \cdot U_p \quad (3. 15)$$

B. Amplificateur bidirectionnel en tension

Ce type d'amplificateur est utilisé dans les applications où l'inversion du sens de courant n'est pas nécessaire tels que les centreurs magnétiques purement actifs. Leur structure est présentée à la Figure 3.28

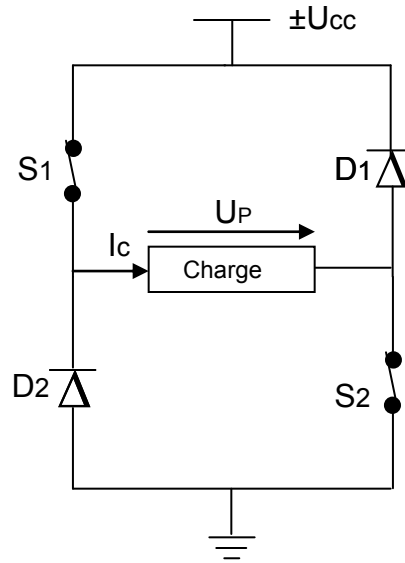


Figure 3.28 : Amplificateur bidirectionnel en tension

Lorsque la charge est inductive tel qu'est le cas d'un centreur magnétique actif — elle s'oppose à tout changement brusque du courant qui la parcourt, une manière de diminuer le courant serait d'ouvrir l'interrupteur S_1 et de laisser S_2 fermé; le courant décroîtrait sur la boucle définie par la charge, S_2 et D_1 . Cette manière de baisser naturellement le courant de la charge n'est pas optimale lorsque l'on a affaire à un système dans lequel la rapidité est requise — comme dans un système de suspension et de guidage par paliers magnétiques. Une meilleure façon de procéder est de changer le sens de la tension d'alimentation et d'appliquer une pente négative ($dI_c/dt < 0$) au courant I_c ; dans ce cas une alimentation symétrique est nécessaire.

3.6 Motivations et objectifs de la thèse

Pour participer à la lutte contre le réchauffement climatique, le besoin de se tourner vers les énergies renouvelables se fait de plus en plus ressentir. Ce besoin sera autant plus accru que les ressources énergétiques sont disponibles. Cette thèse fait partie du projet de stockage

d'énergie éolienne dont les objectifs ont été présentés au chapitre 2. Elle est motivée par les aspects suivants:

- Utilisation d'une source énergie renouvelable — le vent,
- réduction des pertes globales du volant d'inertie,
- diminution des pertes journalières — sur 24 heures — à vide, ce qui implique une augmentation du rendement du volant d'inertie sur cette même période.

Par conséquent, nous rappelons que cette thèse a pour objectif de démontrer que l'utilisation des centreurs magnétiques pour la suspension radiale du volant d'inertie associée au système de stockage inertiel de longue durée, permet d'atteindre de très faibles pertes — ~2% à vide sur 24 heures — associées à ce dernier.

3.7 Contribution scientifique

Pour atteindre les objectifs du projet, il est important de bien identifier l'origine des pertes du système global et de les modéliser. Pour y contribuer efficacement, cette thèse propose :

- ❖ une méthode de dimensionnement de deux configurations de centreurs (actif à 8 pôles et hybride) associée à la dynamique du rotor — balourd.
- ❖ une méthode de calcul des pertes magnétiques dans les centreurs en présence du balourd, utilisant la formulation de Steinmetz.

Chapitre 4 CONCEPTION DES CENTREURS MAGNÉTIQUES

Ce chapitre présente la conception des centreurs magnétiques purement actifs à la section 4.2 et celle des centreurs magnétiques hybrides à la section 4.3, en prenant pour cahier des charges la force de balourd étudié au § 4.1.1.1. La troisième section sera réservée à l'étude des amplificateurs généralement utilisés pour ces types de centreurs.

4.1 Cahier des charges

Le centreur magnétique à réaliser étant un des éléments à intégrer dans le volant d'inertie, le cahier des charges lié à ce dernier vise à définir ses spécifications de base. Ce cahier des charges dépendra non seulement des objectifs à atteindre par le système global du volant d'inertie et de l'espace alloué au centreur — en vue de son intégration dans le volant —, mais aussi des paramètres physiques qui permettront aux centreurs d'interagir avec le volant d'inertie afin de le garder centré durant sa rotation.

Pour dimensionner ces centreurs, il est primordial de bien identifier les forces qui s'exerceront sur le rotor, et qui devront être compensées par les centreurs pour assurer la stabilité du système. Une fois que ces forces sont identifiées, on pose comme force à vaincre l'amplitude de la force maximale qui s'exercera sur le rotor. La force maximale étant généralement inconnue, l'induction de saturation du matériau utilisé permet souvent de calculer la force maximale [MAS 00], [SCH 94], et on en déduit par la suite les paramètres du centreur. À cause de la nature saturée de la courbe magnétique du matériau utilisé, à partir d'une certaine valeur d'induction, même si l'on fait croître le champ magnétique dans le matériau, on ne note qu'une faible augmentation de la force du centreur. Ainsi, le calcul de la force maximale de ce dernier se fait généralement pour une induction magnétique située au coude de la courbe de saturation du matériau [SCH, 94].

Ceci n'est pas une mauvaise idée surtout lorsqu'on considère que cette induction prend en compte l'amplitude du courant instantané qui circule dans les bobines. Dans cette thèse nous avons choisi de lier le dimensionnement du centreur à la dynamique du rotor. Ce dimensionnement permettra non seulement de prendre en considération l'induction de saturation, mais aussi de trouver par optimisation les paramètres qui minimisent les pertes dans les centreurs pour une force mécanique donnée (cf. § 2).

Dans le but de comprendre les forces mécaniques mises en jeu dans un système en rotation, une étude de la dynamique du rotor sera présentée au § 4.1.1. Le rotor pouvant être rigide ou flexible, le § 4.2 considère que les rayons du volant et de l'arbre restent constants durant la rotation, et se limite par conséquent à l'étude de la dynamique d'un rotor rigide uniquement.

4.1.1 Dynamique du rotor rigide

Présents dans de nombreux secteurs d'activité, les systèmes tournants sont très divers: compresseurs, turbines, moteurs d'avion, pompes, alternateurs, volant d'inertie...etc. Cependant, ils doivent, dans un souci de qualité, d'efficacité et de sûreté, être étudiés avec soin au niveau du projet. Lorsqu'ils sont mis en rotation ces systèmes sont soumis à des forces perturbatrices, lesquelles peuvent être : constantes, synchrones ou asynchrones avec la vitesse angulaire du rotor ou quelconque — par exemple les tremblements de terre. Pour simplifier l'étude de cette dynamique du rotor, nous limitons l'effet des forces perturbatrices à un simple balourd constant, celui-ci étant considéré comme la source perturbatrice la plus fréquente dans les systèmes en rotation [LAL & FER 96]. Cependant, le rotor est aussi soumis à des forces dues au mouvement gyroscopique et au mouvement de précession. En effet, si la force maximale d'un des mouvements — gyroscopique ou de précession — est supérieure à l'amplitude de la force de balourd, le centreur du § 4.2 ne pourra pas fournir la force nécessaire pour compenser cette dernière. Un surdimensionnement des centreurs pourrait alors être envisagé, dans le but d'augmenter la capacité du centreur.

4.1.1.1 Étude du balourd

Bien que les techniques de balancement modernes des systèmes rotatifs soient très matures et précises, un balourd résiduel existe toujours — même à l'arrêt— et un autre se développe pendant le fonctionnement du dispositif [RUD 84] — cet effet peut-être dû par exemple à l'effet thermique. Ce balourd donne naissance à des forces radiales tournantes synchrones que les centreurs magnétiques doivent être en mesure de compenser en l'absence des paliers mécaniques. Les travaux effectués par [SHI 03], [MOH 99], [HER, 96] pour atténuer des vibrations dues au balourd requièrent l'utilisation des centreurs magnétiques pour compenser les forces de vibration générées par le balourd. Pour cette raison, cette section nous permet d'étudier le balourd et d'en déduire l'amplitude de sa force, et de la poser comme étant la base du cahier des charges en vue de la conception de ces centreurs. En d'autres termes, le centreur devra être capable de fournir la force nécessaire pour compenser au moyen de la commande (*cf.* chapitre 3), les forces dues au balourd dans le but de maintenir l'arbre du rotor à une position centrée.

Le balourd peut être d'origines diverses [SCH 03]:

- équilibrage imparfait ou insuffisant
- déformation élastique ou plastique du rotor
- erreurs de fabrication ou de montage du rotor assemblé
- déformation thermique
- usure élevée ou les dépôts en service

Il apparaît alors une répartition de masse asymétrique du rotor par rapport à l'axe du rotor et par conséquent, l'axe principal du rotor ne coïncide plus (Figure 4.1b) avec l'axe de rotation de l'arbre [SCH 03]. L'écart entre l'axe principal du rotor et l'axe de rotation de l'arbre est appelé excentricité.

Considérons le rotor de la Figure 4.1a parfaitement symétrique — la masse du rotor par rapport à l'axe de rotation de l'arbre est symétrique — et supporté radialement par des paliers. Si on met en rotation ce rotor autour de l'axe z centré au point O , ce dernier tournera autour de l'axe de rotation de l'arbre qui est solidaire du rotor. Ceci implique que son axe principal d'inertie⁶ coïncide avec l'axe de rotation de l'arbre. Lorsqu'une excentricité apparaît dans le mobile en rotation, le rotor ne tourne plus autour de l'axe de centre O mais plutôt autour de l'axe centré en O' , générant ainsi des forces mécaniques de vibrations dans le système global.

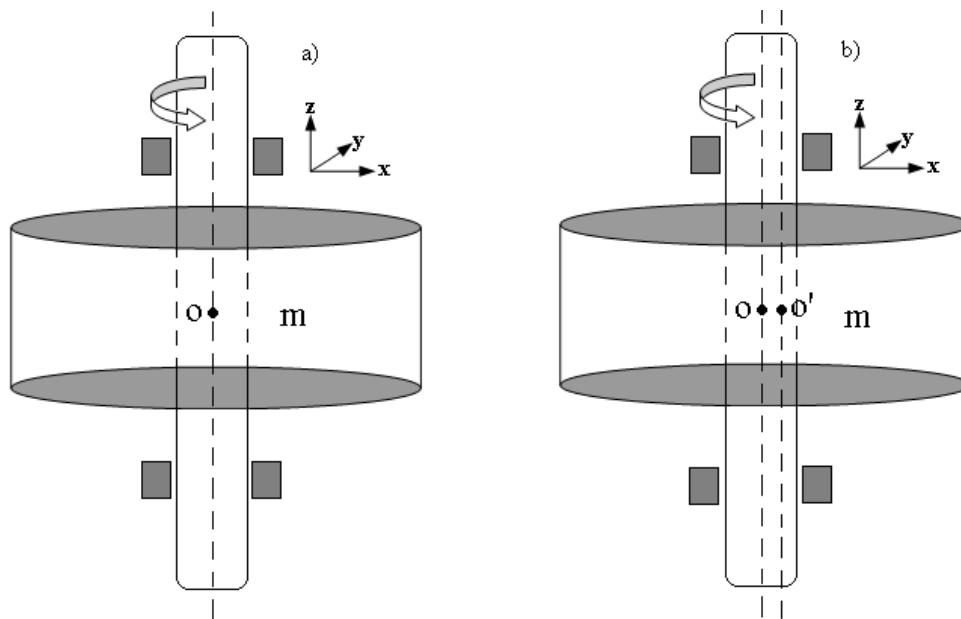


Figure 4.1: Rotor de masse m supporté radialement par des paliers

Pour cela, nous limitons la réflexion au modèle de Jeffcott [JEF 19] qui est le modèle d'étude le plus simple du comportement des rotors. Une méthode a été développée par

⁶ cf. référence [MER & KRA 05]

[ZAL 90] pour étudier la marge de stabilité de ce modèle. Bien que ce modèle soit très simpliste, il garde plusieurs caractéristiques de base et permet d'avoir un aperçu qualitatif des phénomènes typiques importants de la dynamique du rotor.

4.1.1.1.1 Rotor Jeffcott

L'utilisation du modèle du rotor Jeffcott est basée sur les considérations suivantes :

Hypothèses :

- pas d'amortissement
- masse ramenée à une masse ponctuelle attachée à un arbre de masse nulle.
- aucun couplage entre les axes x et y
- aucun effet gyroscopique
- vitesse de rotation Ω constante

Lorsque les hypothèses énoncées ci-avant sont considérées, les trois schémas de la Figure 4.2 produisent les mêmes résultats de force s'exerçant sur le rotor [GEN 05].

Le point P sur lequel la masse m_e est reliée est le centre de gravité du rotor; ce dernier est ici contenu dans le plan x-y. Les schémas a, b et c sont des modèles très idéalisés. En pratique, il n'arrive jamais que le point P sur lequel la masse m est localisée coïncide exactement avec le centre d'élasticité C — point auquel la réaction élastique de l'arbre agit.

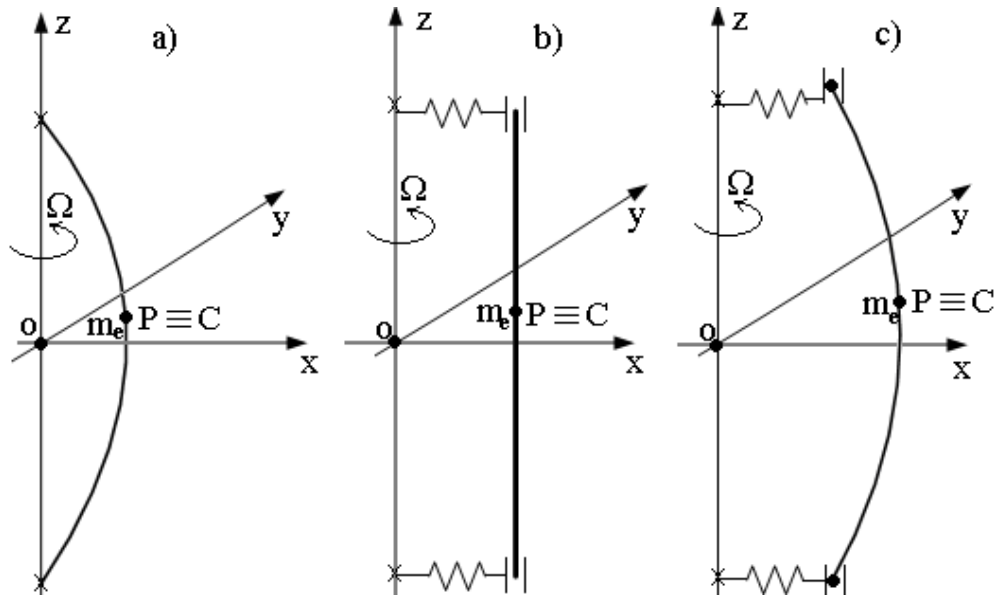


Figure 4.2: Rotors Jeffcott parfaitement balancés : a- Le rotor consiste en une masse ponctuelle sur un arbre flexible tournant sur les paliers rigides; b- Masse ponctuelle sur un rotor rigide pendant que les paliers ne le sont pas; c- Les paliers et l'arbre sont flexibles.

Plus petite sera la distance entre P et C, plus petite sera l'excentricité ε (comme le montre la Figure 4.3), qui cause un débalancement statique. Étant donné l'équivalence des trois modèles, nous étudions le cas de la Figure 4.2a où le rotor est modélisé par une masse ponctuelle sur un arbre flexible tournant sur des paliers rigides, et nous limiterons l'étude à deux degrés de libertés — en translation selon les axes x et y.

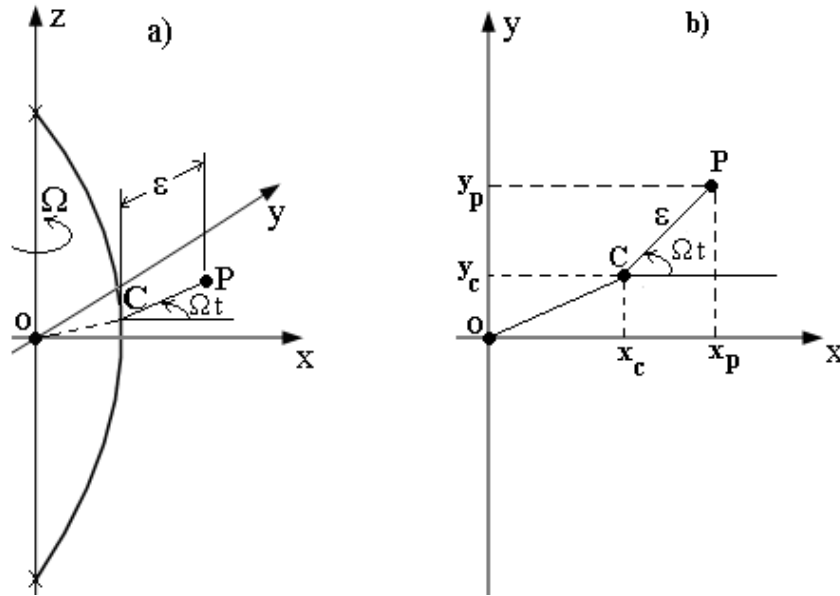


Figure 4.3: Rotor Jeffcott débalancé

En prenant pour origine de temps l'instant pendant lequel le vecteur \vec{PC} est parallèle à l'axe x , l'angle entre \vec{PC} et l'axe x est $\theta = \Omega t$.

4.1.1.1.2 Équation de mouvement

Deux choix de coordonnées généralisées sont possibles pour l'étude de l'équation de mouvement qui régit la dynamique du rotor : soit les coordonnées x_C et y_C du point C , ou les coordonnées x_P et y_P du point P . L'usage de la première alternative est de loin la plus commune [GEN 05]; la position et la vitesse du point P peuvent être exprimées comme le montrent respectivement les équations (4. 1) et (4. 2)

$$\vec{PO} = r_P(t) = \begin{bmatrix} x_P(t) \\ y_P(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x_C(t) + \varepsilon \cdot \cos(\Omega t) \\ y_C(t) + \varepsilon \cdot \sin(\Omega t) \end{bmatrix} \quad (4. 1)$$

A. Énergie potentielle élastique E_{pe}

$$\dot{r}_p(t) = \begin{Bmatrix} \dot{x}_p(t) \\ \dot{y}_p(t) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \dot{x}_c(t) - \varepsilon \cdot \Omega \cdot \sin(\Omega t) \\ \dot{y}_c(t) + \varepsilon \cdot \Omega \cdot \cos(\Omega t) \end{Bmatrix} \quad (4.2)$$

L'énergie potentielle élastique est une énergie qui est emmagasinée par le rotor lorsqu'il s'allonge au point C. Elle dépend de la raideur globale K du système et est donnée par l'expression (4.3).

$$E_{pe} = \frac{1}{2} \cdot K \cdot (x_c^2 + y_c^2) \quad (4.3)$$

B. Énergie cinétique E_{cp}

L'énergie cinétique due au mouvement réel du point P est donnée par la relation (4.4)

$$E_{cp} = \frac{1}{2} \cdot m \cdot (\dot{x}_p^2 + \dot{y}_p^2) \quad (4.4)$$

En se basant sur les expressions de (4.2), la relation (4.4) devient (4.5) :

$$E_{cp} = \frac{1}{2} m \cdot \{ \dot{x}_c^2 + \dot{y}_c^2 + \varepsilon^2 \cdot \Omega^2 + 2\varepsilon \cdot \Omega [-\dot{x}_c \sin(\Omega t) + \dot{y}_c \cos(\Omega t)] \} \quad (4.5)$$

C. Équation de Lagrange

C.1 Définition

Soit une particule de masse m_p se déplaçant sans frottement sur une courbe plane contenue dans un plan (x, y) de l'espace (x, y, z) . La courbe sur laquelle la particule de masse m_p se déplace est le lieu des points dont les coordonnées vérifient les relations :

$$\begin{cases} z = 0 \\ f(x, y) = 0 \end{cases} \quad (4.6)$$

La première relation correspond au plan (x, y) . La seconde relation représente l'équation de la trajectoire dans ce plan. Pour repérer la position de la particule, on introduit une variable q appelé coordonnée généralisée. Il est alors possible d'exprimer le vecteur position \vec{r}_p de la particule en fonction de q par la relation :

$$\vec{r}_p = \vec{r}_p(q) \quad (4.7)$$

Soit \vec{F}_p la résultante de toutes les forces agissant sur la particule, la relation de Newton en fonction de la position ou de la vitesse de la particule \vec{v}_p s'écrit :

$$\vec{F}_p = m_p \frac{d^2 \vec{r}_p}{dt^2} = m_p \frac{d \vec{v}_p}{dt} \quad (4.8)$$

Soit δW le travail fourni par la force \vec{F}_p lors d'un déplacement infinitésimal $\delta \vec{r}_p$:

$$\delta W = \vec{F}_p \cdot \delta \vec{r}_p \quad (4.9)$$

Le déplacement infinitésimal $\delta \vec{r}_p$ peut s'écrire en fonction de la variation δq de la coordonnée généralisée q :

$$\delta \vec{r}_p = \frac{\partial \vec{r}_p}{\partial q} \delta q \quad (4.10)$$

On peut alors mettre la relation (4.9) sous la forme (4.11)

$$\delta W = \vec{F}_p \cdot \frac{\partial \vec{r}_p}{\partial q} \delta q \quad (4.11)$$

On appelle force généralisée de q , la quantité Q définie par la relation (4.12):

$$Q = \frac{\delta W}{\delta q} \quad (4.12)$$

En tenant compte des relations (4.8) et (4.12), le travail de l'expression (4.9) peut également s'écrire :

$$\delta W = m_p \frac{d \vec{v}_p}{dt} \cdot \frac{\partial \vec{r}_p}{\partial q} \delta q \quad (4.13)$$

D'autre part :

$$\frac{d}{dt} \left(\vec{v}_p \cdot \frac{\partial \vec{r}_p}{\partial q} \right) = \frac{d\vec{v}_p}{dt} \cdot \frac{\partial \vec{r}_p}{\partial q} + \vec{v}_p \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \vec{r}_p}{\partial q} \right) \quad (4.14)$$

Sachant que dans le cas des fonctions continues l'ordre de dérivation n'a pas d'importance, on peut écrire:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \vec{r}_p}{\partial q} \right) = \frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{d\vec{r}_p}{dt} \right) = \frac{\partial \vec{v}_p}{\partial q} \quad (4.15)$$

On obtient :

$$\frac{d\vec{v}_p}{dt} \cdot \frac{\partial \vec{r}_p}{\partial q} = \frac{d}{dt} \left(\vec{v}_p \cdot \frac{\partial \vec{r}_p}{\partial q} \right) - \vec{v}_p \cdot \frac{\partial \vec{v}_p}{\partial q} \quad (4.16)$$

Le vecteur vitesse \vec{v}_p peut aussi s'écrire :

$$\vec{v}_p = \frac{d\vec{r}_p}{dt} = \frac{\partial \vec{r}_p}{\partial q} \cdot \frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\partial \vec{r}_p}{\partial q} \cdot \dot{q} \quad (4.17)$$

D'où la relation :

$$\frac{\partial \vec{v}_p}{\partial \dot{q}} = \frac{\partial \vec{r}_p}{\partial q} \quad (4.18)$$

Dans le but d'introduire la notion d'énergie dans les équations, on peut écrire :

$$\frac{\partial}{\partial \dot{q}} \left(\frac{1}{2} v_p^2 \right) = \frac{\partial}{\partial \dot{q}} \left(\frac{1}{2} \vec{v}_p \cdot \vec{v}_p \right) = \vec{v}_p \cdot \frac{\partial \vec{v}_p}{\partial \dot{q}} \quad (4.19)$$

Sachant aussi que :

$$\frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{1}{2} v_p^2 \right) = \frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{1}{2} \vec{v}_p \cdot \vec{v}_p \right) = \vec{v}_p \cdot \frac{\partial \vec{v}_p}{\partial q} \quad (4.20)$$

L'équation (4.16) devient (4.21).

$$\frac{d \vec{v}_p}{dt} \cdot \frac{d \vec{r}_p}{dq} = \frac{d}{dt} \left[\frac{\partial}{\partial \dot{q}} \left(\frac{1}{2} v_p^2 \right) \right] - \frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{1}{2} v_p^2 \right) \quad (4.21)$$

On peut réécrire l'expression du travail (4.13) comme suit :

$$\delta W = m_p \cdot \left\{ \frac{d}{dt} \left[\frac{\partial}{\partial \dot{q}} \left(\frac{1}{2} v_p^2 \right) \right] - \frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{1}{2} v_p^2 \right) \right\} \cdot \delta q \quad (4.22)$$

Si on note $T = \frac{1}{2} m_p \cdot v_p^2$ l'énergie cinétique de la masse m_p , pour un degré de liberté, on a :

$$\delta W = \left\{ \frac{d}{dt} \left[\frac{\partial T}{\partial \dot{q}} \right] - \frac{\partial T}{\partial q} \right\} \cdot \delta q \Rightarrow \frac{d}{dt} \left[\frac{\partial T}{\partial \dot{q}} \right] - \frac{\partial T}{\partial q} = Q \quad (4.23)$$

Dans les systèmes conservatifs, la force généralisée appliquée au système dérive d'une énergie potentielle U et elle s'écrit :

$$Q = -\frac{\partial U}{\partial q} \quad (4. 24)$$

L'équation de Lagrange devient alors :

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{\partial T}{\partial \dot{q}} \right] - \frac{\partial T}{\partial q} = -\frac{\partial U}{\partial q} \quad (4. 25)$$

Généralement, l'énergie potentielle U ne dépend pas de la vitesse et par conséquent :

$$\frac{\partial U}{\partial \dot{q}} = 0 \Rightarrow \frac{d}{dt} \left[\frac{\partial (T-U)}{\partial \dot{q}} \right] - \frac{\partial (T-U)}{\partial q} = 0 \quad (4. 26)$$

C.2 Application de l'équation de Lagrange au rotor de Jeffcott

Si on applique l'équation (4. 26) au rotor Jeffcott en définissant le Lagrangien L comme étant la différence entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle élastique,

$$L = E_{pe} - E_{cp} \quad (4. 27)$$

On obtient l'expression (4. 28) dans laquelle i représente le $i^{\text{ème}}$ degré de liberté:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{d(E_{ps} - E_{cp})}{dq_i} \right) - \frac{d(E_{ps} - E_{cp})}{dq_i} = Q_i \quad (4.28)$$

En se reportant à l'expression (4. 5), les coordonnées généralisées sont x_c et y_c . Pour un degré de liberté, considérons la coordonnée généralisée x_c ($y_c = 0$) et appliquons la relation (4. 28). On obtient :

$$m\ddot{x}_c(t) + Kx_c(t) = m \cdot \varepsilon \cdot \Omega^2 \cos(\Omega t) + Q_x(t) \quad (4.29)$$

L'équation (4. 29) décrit l'équation de mouvement rotor de Jeffcott. En tenant compte des deux degrés de libertés x_c et y_c , on en déduit le système d'équations (4. 30) représentant les équations de mouvement du rotor. Les seconds membres de ce système sont respectivement la force de balourd induit par le système débalancé et la force externe agissant dans le plan x-y du rotor.

$$\begin{cases} m\ddot{x}_c(t) + Kx_c(t) = m \cdot \varepsilon \cdot \Omega^2 \cos(\Omega t) + Q_x(t) \\ m\ddot{y}_c(t) + Ky_c(t) = m \cdot \varepsilon \cdot \Omega^2 \sin(\Omega t) + Q_y(t) \end{cases} \quad (4.30)$$

L'amplitude de la force de balourd est donc proportionnelle au carré de la vitesse de rotation du rotor et peut être exprimée comme :

$$\hat{F}_b \equiv m \cdot \varepsilon \cdot \Omega^2 \quad (4.31)$$

Dans le dimensionnement et l'optimisation du centreur, une des contraintes importantes sera la force que le centreur devra fournir, laquelle sera déterminée par cette force de balourd comme nous le verrons par la suite.

4.1.2 Spécifications de base des centreurs

Selon l'équation (4.31), on définit le balourd par le produit de la masse m et de l'excentricité ε . L'unité du balourd est le [kg·m]. En pratique, le balourd Bal (kg·m) s'exprime généralement en fonction de la qualité d'équilibrage G souhaitée. Il se calcule comme suit :

$$Bal \equiv \varepsilon \cdot m = \frac{G}{\Omega_{\max}} \cdot m \quad (4.32)$$

Bien que le paramètre G s'exprime généralement en mm/s, on l'exprimera ici en m/s pour que le formalisme dimensionnel de l'équation (4.32) reste cohérent. Le Tableau 4.1 présente quelques valeurs typiques du paramètre G en fonction du type du rotor en présence [ISO 40].

Tableau 4.1 : Qualité d'équilibrage de quelques rotors rigides

Types de rotor	Qualité d'équilibrage G (mm/s)
Roue de voitures	40
Pièces des machines agricoles	16
Volant d'inertie	6.3
Turbocompresseurs	2.5
Broches de machines outils	0.4

Considérant le balourd donné en (4.32) constant en fonctionnement pour une masse et une excentricité données, l'amplitude de la force de balourd est proportionnelle au carré de la vitesse de rotation du rotor. Par conséquent, la force magnétique maximale — obtenue à la vitesse maximale du rotor — que devra fournir chaque centreur magnétique à la vitesse maximale est donnée par l'équation (4.33) :

$$F_{r_{\max}} = \nu \cdot \frac{Bal}{2} \cdot \Omega_{\max}^2 = \quad (4.33)$$

La force de balourd étant un effort radial agissant sur le rotor tout entier, la force maximale agissant sur chaque centreur magnétique est égale à la force totale de balourd divisée par 2, car nous sommes en présence de deux centreurs radiaux comme le montre la Figure 4.1. Un paramètre de sécurité ν a été introduit dans le cas où l'on aimerait surdimensionner le centreur.

A. Paramètres d'entrée du centreur

À titre d'exemple, le Tableau 4.2 présente les paramètres géométriques d'un volant d'inertie de masse 200 kg. Ce dernier a été conçu et construit par le bureau de design du département de Génie Mécanique de l'université Laval.

Tableau 4.2 : Paramètres physiques du centreur

Diamètre du volant d'inertie	D_v	0.8 m
Diamètre extérieur maximum du centreur	D_{ext}	270 mm
Diamètre de l'arbre du volant d'inertie	D_a	100 mm
Longueur axiale maximum du centreur	l	150 mm
Masse du rotor du volant d'inertie	m	200 kg
Vitesse de rotation max. du rotor	Ω_{max}	9000 rpm
Vitesse de rotation min. du rotor	Ω_{min}	4500 rpm
Qualité d'équilibrage	G	6.3 mm/s
Facteur de sécurité du centreur	ν	4

Avec ces valeurs, on obtient des équations (4. 31) et (4. 32) les valeurs suivantes à vitesse de rotation maximale :

$$Bal = \frac{6.3 \cdot 10^{-3}}{2\pi \cdot \frac{9000}{60}} \cdot 200 = 1.336 \text{ kg} \cdot \text{mm} \quad (4. 34)$$

Et

$$F_{r,max} = \frac{4}{2} \cdot (1.336 \cdot 10^{-3}) \cdot \left(\frac{9000 \cdot 2\pi}{60} \right)^2 = 2373 \text{ N} \quad (4. 35)$$

4.2 Centreurs magnétiques actifs

Comme nous l'avons vu au chapitre 3, le choix des paliers magnétiques dépend de l'application dans laquelle on les utilise. Pour simplifier cette étude du centreur que nous avons liée à la dynamique du rotor, nous avons décidé dans cette section de découpler les électroaimants les uns par rapport aux autres. Par conséquent, la structure du centreur magnétique à huit (8) pôles de la Figure 4.4 a été retenue.

4.2.1 Géométrie du centreur magnétique actif

Compte tenu du découplage entre les électroaimants, nous limitons notre étude à une paire de pôles comme le montre la Figure 4.5.

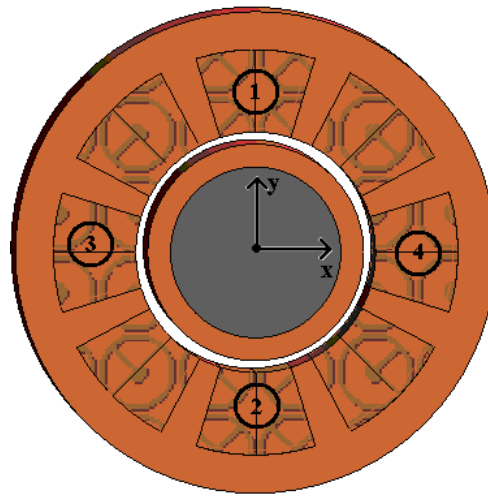


Figure 4.4: Géométrie du centreur magnétique à 8 pôles

A.1 Analyse du modèle

Comme tel est le cas dans tous les systèmes électromagnétiques, le circuit magnétique du centreur composé de tôles est réalisé au moyen d'un matériau ferromagnétique de haute perméabilité pour canaliser les lignes de champ magnétique, et d'un circuit électrique constitué par des enroulements bobinés autour des dents. Lorsqu'on applique aux bornes des enroulements une tension quelconque, on fait circuler un courant i quelconque dans ce bobinage. La réaction d'induit de ce courant engendre un flux d'induction magnétique dont la plus grande partie circulera d'une dent à l'autre, en passant par les culasses stator et rotor ainsi que dans l'entrefer. Le parcours moyen des lignes d'induction est présenté (traits interrompus bleus) à la Figure 4.5, engendrant ainsi une force d'attraction magnétique.

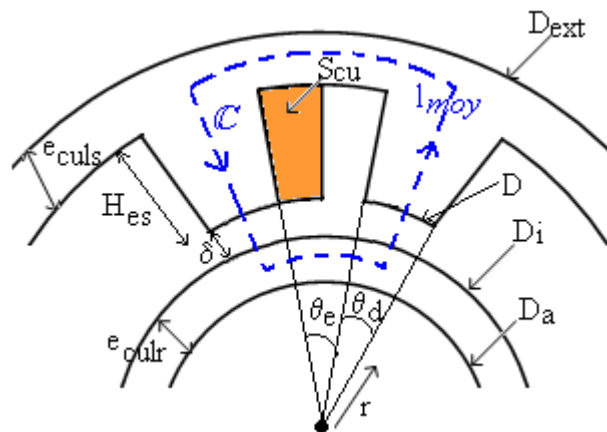


Figure 4.5: Modèle d'analyse du centreur actif à 8 pôles

A.1.1 Hypothèses simplificatrices

- Perméabilité de l'acier μ_{acier} beaucoup plus grande que celle de l'air. Ceci implique que le champ magnétique dans l'acier est presque nul.
- Circuit magnétique utilisée dans la partie linéaire de la caractéristique B-H du matériau magnétique — perméabilité magnétique constante.

- Bobine équivalente à la mise en série d'une inductance et d'une résistance.

Le circuit magnétique qui découle du modèle de la Figure 4.5 est donné à la Figure 4.6.

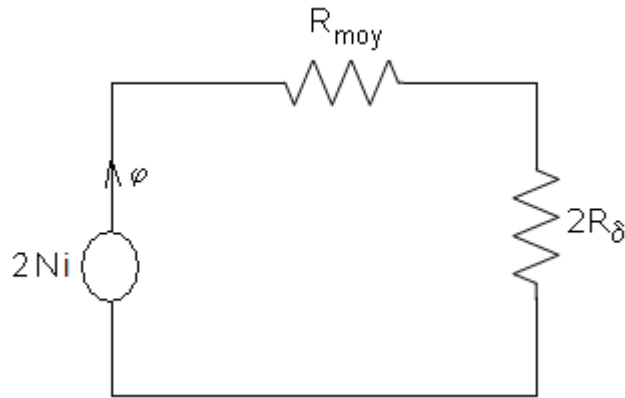


Figure 4.6 : Circuit magnétique équivalent

Selon la loi d'Ampère, la circulation le long d'un contour fermé X du champ magnétique H engendré par une distribution de courant I est égale à la somme algébrique des courants qui traversent la surface définie par le contour orienté.

$$\int_c \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum Ni \quad (4.36)$$

En appliquant ce théorème au modèle de la Figure 4.6, et se référant au circuit magnétique de la Figure 4.6, on obtient l'expression (4.37), N étant le nombre total de spires.

$$H_{moy} \cdot l_{moy} + H_{\delta} \cdot 2\delta = 2N \cdot i \quad (4.37)$$

En supposant la perméabilité dans l'acier infinie, le champ moyen H_{moy} dans l'acier tend vers zéro. On en déduit alors l'induction magnétique dans l'entrefer.

$$B_{\delta} = \frac{N \cdot i}{\mu_0 \delta} \quad (4.38)$$

En considérant la réluctance magnétique R_{moy} de la Figure 4.6 égale à zéro, l'énergie magnétique totale emmagasinée dans le circuit se retrouve dans le volume de l'entrefer V_{δ} . Elle se calcule comme suit :

$$W_{\delta} = \iiint_{V_{\delta}} \int_0^{B_{\delta}} H_{\delta} \cdot dB \cdot dv \quad (4.39)$$

Ou encore en fonction de l'inductance L_b du circuit magnétique :

$$W_{\delta} = \frac{1}{2} L_b \cdot i^2 \quad (4.40)$$

Le calcul de l'inductance du circuit magnétique passe par la connaissance de la perméance, ou de la réluctance totale du circuit magnétique qui se résume à deux fois la réluctance de l'entrefer R_{δ} . La section dans l'entrefer étant variable comme le montre la Figure 4.7, il est en effet judicieux d'en tenir compte dans le calcul de la réluctance.

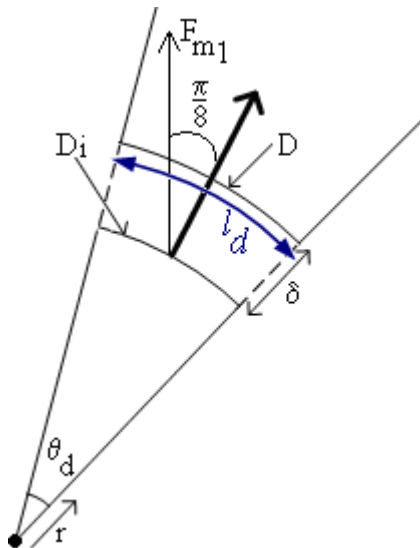


Figure 4.7 : Modèle d'analyse de section $S_{\delta}(r)$

$$R_{\delta} = \frac{1}{\mu_0} \int_{D_i/2}^D \frac{1}{S_{\delta}(r)} dr \quad (4.41)$$

Si l représente la longueur axiale du centreur, la section $S_{\delta}(r)$ vaut :

$$S_{\delta}(r) = r \cdot \theta_d \cdot l \quad (4.42)$$

On en déduit alors l'inductance L_b :

$$L_b = \frac{2 \cdot N^2}{R_{\delta}} \quad (4.43)$$

L'énergie emmagasinée dans l'entrefer générée par un électroaimant est de la forme :

$$W_{\delta} = \frac{1}{2} L_b i^2 = N^2 \cdot \mu_0 \cdot \theta_d \cdot l \cdot \left(\ln \left(\frac{D}{D_i} \right) \right)^{-1} i^2 \quad (4.44)$$

Plusieurs méthodes permettent de calculer la force magnétique [COU 83]. De ces méthodes, nous utilisons celle qui est basée sur la variation de la co-énergie magnétique donnée par la relation (4.45)

$$F_m = \frac{\partial W'}{\partial \delta} \quad (4.45)$$

Le système étant considéré linéaire, la co-énergie et l'énergie magnétique sont égales; ce qui revient à exprimer la force comme illustré à l'expression (4.45).

La force magnétique d'attraction d'un système réductant dont la bobine est parcourue par un courant i est proportionnelle au carré du courant ou à la densité de courant comme le montre la relation (4.46)

$$F_m = j^2 \cdot S_{cu}^2 \cdot \mu_0 \cdot \theta_d \cdot l \cdot \frac{d}{d\delta} \left(\left[\ln \left(\frac{D}{D_i} \right) \right]^{-1} \right) \cos \left(\frac{\pi}{8} \right) = k_f \cdot j^2 \quad (4.46)$$

Pour un centreur magnétique à 8 pôles, le facteur de proportionnalité k_f entre la force magnétique générée par deux pôles du stator et la densité de courant vaut :

$$k_f \approx \alpha \cdot \frac{S_{cu}^2 \cdot \mu_0 \cdot l \cdot (D/2) \cdot \theta_d}{\delta^2} \cos \left(\frac{\pi}{8} \right) \quad (4.47)$$

L'angle $\pi/8$ y est introduit, puisque les pôles ont une position angulaire l'un par rapport à l'autre de $\pi/4$, et que la force magnétique agit au centre des deux pôles.

Pour tenir compte de la qualité du bobinage et du volume occupé par l'isolant des bobines dans la fenêtre de bobinage, le coefficient de remplissage α a été introduit. Déterminé par le facteur k_r qui est un résultat de l'optimisation, l'angle θ_d est défini par le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} k_r = \frac{\theta_e}{\theta_e + \theta_d} \\ \theta_e + \theta_d = \frac{\pi}{4} \end{cases} \quad (4.48)$$

Le facteur k_r a été simplement introduit comme paramètre pour déterminer l'ouverture de la dent par rapport à l'ouverture d'encoche.

B.1.1 Section et volume du cuivre sous une paire de pôles

La section de cuivre de la coupe de la bobine (*cf.* Figure 4.5) illustrée à la Figure 4.8 vaut :

$$S_{cu} = \alpha \cdot \frac{(D + 2Hes)^2 - D^2}{16} \theta_e \quad (4.49)$$

On en déduit alors le volume de cuivre pour une paire de pôles :

$$V_{cu} = S_{cu} \cdot [4l + \pi[(D + Hes) \cdot (4\theta_d + \theta_e)]] \quad (4.50)$$

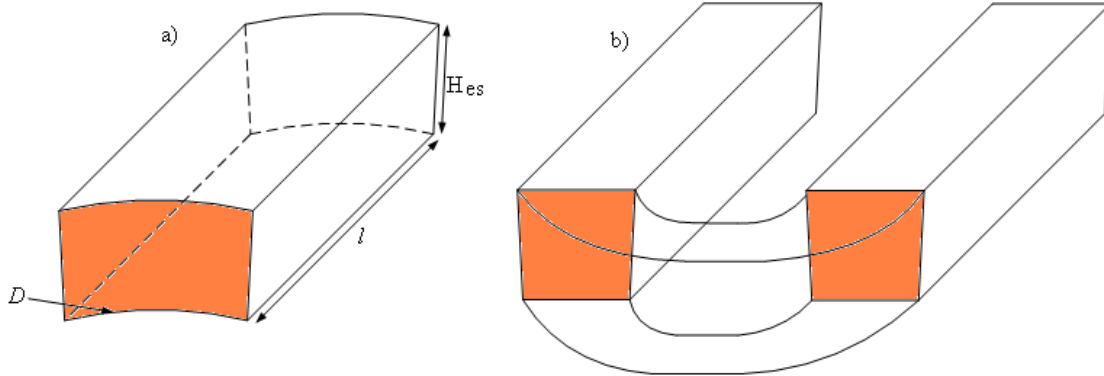


Figure 4.8 : Coupe de la bobine de centreur actif à 8 pôles

4.2.2 Masse totale du centreur actif

La masse totale du centreur magnétique est la somme de la masse de l'acier constituant le circuit magnétique et de la masse totale du cuivre. La masse de l'acier est calculée comme étant la somme de la masse des culasses du rotor et du stator ajoutée à celle des dents.

- *Masse des dents*

$$m_{dent} = \theta_d \cdot l \cdot ((D + 2H_{es})^2 - D^2) \cdot \rho_{acier} \quad (4.51)$$

- *Masse des culasses*

$$m_{cul} = l \cdot \pi \cdot \rho_{acier} [e_{culs} \cdot (D_{ext} - e_{culs}) + e_{culr} \cdot (D_a + e_{culr})] \quad (4.52)$$

- *Masse du cuivre*

La masse totale de cuivre sous une paire de pôles constituée de deux bobines vaut :

$$m_{cu} = 4 \cdot V_{cu} \cdot \rho_{cu} \quad (4.53)$$

La masse du centreur vaut alors

$$m_c = m_{dent} + m_{cul} + m_{cu} \quad (4.54)$$

4.2.3 Relation entre la force magnétique totale et la force de balourd

Comme nous l'avons mentionné plus haut, le but de cette étude est de faire la liaison entre la force de balourd et la force magnétique afin de fixer la contrainte de force du centreur. En se référant au système d'équations (4. 30), on en déduit les composantes en x et en y de la force de balourd (4. 55):

$$\begin{aligned} F_{balx}(t) &= m \cdot \varepsilon \cdot \Omega^2 \cos(\Omega t) \\ F_{baly}(t) &= m \cdot \varepsilon \cdot \Omega^2 \sin(\Omega t) \end{aligned} \quad (4. 55)$$

En se référant au chapitre 3 où nous avons vu que le courant dans les centreurs actifs est généralement décomposé en I_0 (qui permet de polariser le centreur), et i_c (qui permet de compenser les forces perturbatrices), l'expression (4. 46) devient (4. 56)

$$\begin{aligned} j(t) &= J_0 + j_c(t) \\ F_m(t) &= k_f \cdot (J_0 + j_c(t))^2 \end{aligned} \quad (4. 56)$$

La densité de courant j_c liée au courant de compensation de balourd i_c doit varier de la même manière que la force de balourd. Par conséquent, dans chaque axe x et y, la projection de la densité de courant j_c est de la forme :

$$\begin{aligned} j_{cx}(t) &= \hat{J}_c \cos(\Omega t) \\ j_{cy}(t) &= \hat{J}_c \sin(\Omega t) \end{aligned} \quad (4. 57)$$

Étant donné que les deux paires de pôles opposées d'un même centreur voient leur enroulement être parcouru par une densité de courant j_c de même amplitude, mais de signe inverse, la relation exprimant la force totale sur un axe du centreur donnée au chapitre 3 permet d'écrire :

$$F_{tot}(t) = F_{m1}(t) - F_{m2}(t) = k_f \cdot \left[(J_0 + j_c(t))^2 - (J_0 - j_c(t))^2 \right] \quad (4.58)$$

Dans les axes x et y on obtient :

$$\begin{aligned} F_{totx}(t) &= 4 \cdot k_f \cdot J_0 \cdot \hat{J}_c \cos(\Omega t) \\ F_{toty}(t) &= 4 \cdot k_f \cdot J_0 \cdot \hat{J}_c \sin(\Omega t) \end{aligned} \quad (4.59)$$

On en déduit alors l'amplitude de la force magnétique radiale que le centreur peut compenser :

$$\hat{F}_{tot} = 4 \cdot k_f \cdot J_0 \cdot \hat{J}_c \quad (4.60)$$

Cette force doit être supérieure ou égale à la force maximale de balourd F_{rmax} , à savoir :

$$4 \cdot k_f \cdot J_0 \cdot \hat{J}_c \geq \nu \cdot \frac{Bal}{2} \cdot \Omega_{max}^2 \quad (4.61)$$

À titre d'exemple, un volant d'inertie tel que celui décrit au Tableau 4.2, et dont l'arbre posséderait un diamètre de 0.1m, résulterait, en utilisant une densité de courant de 1.21A/mm² pour J_0 , en un centreur de masse 32 kg, dont les détails sont présentés au Tableau 4.3.

Tableau 4.3 : Paramètres de sortie du centreur actif

Coef. d'ouverture d'encoche	k_r	0.77
Rapport profondeur d'encoche-largeur de dent	rap	4
Coefficient de remplissage	α	0.4
Force de balourd max	F_{rmax}	2375 N
Densité de courant de polarisation	J_0	1.21 A/mm ²
Densité de courant de contrôle à Ω_{max}	J_{cmax}	1.21 A/mm ²
Force magnétique max. d'une paire de pôles	F_{mmax}	2375 N
Masse du centreur	m_c	32 kg

Il est à noter que dans la conception des centreurs, nous avons fixé à 4 le rapport entre la profondeur de l'encoche Hes et la largeur de la dent l_d comme contrainte mécanique garantissant ainsi une rigidité acceptable de la dent.

En faisant circuler un courant I_0 — situation où le rotor n'est soumis à aucun balourd — associé à une densité de courant J_0 (cf. Tableau 4.3) dans toutes les bobines, on obtient la répartition des lignes de champ dues uniquement au courant de polarisation I_0 — car le courant i_c associé à une densité de courant j_c est égal à 0 —, présentées à la Figure 4.9.

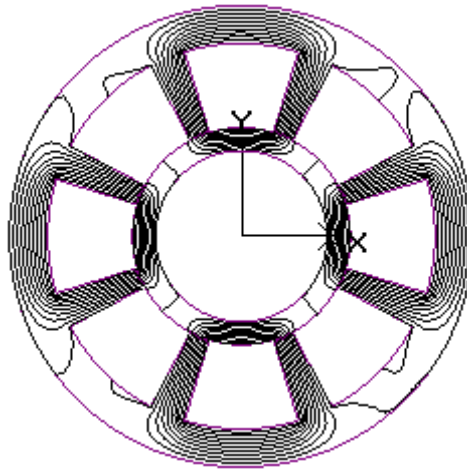


Figure 4.9 : Répartition des lignes de champs sans balourd

La Figure 4.10 présente la distribution des lignes de champ en présence d'un balourd tournant à une vitesse $\Omega = \Omega_{\max}$, et situé au point A.

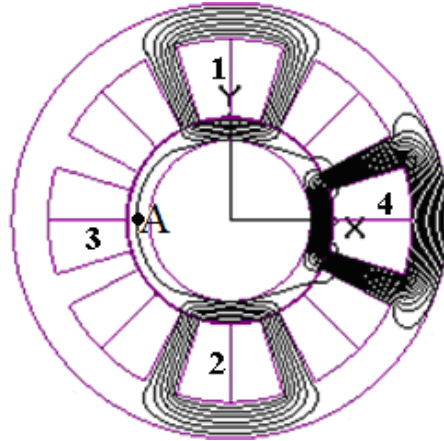


Figure 4.10 : Distribution des lignes de champs avec balourd au point A

En effet, le balourd étant localisé à un endroit à la fois, s'il est situé à un instant donné au point A (Figure 4.10), aucun courant ne circulera dans la bobine 3 et la bobine 4 verra circuler la somme du courant perturbateur i_c et du courant de polarisation I_0 pour générer la force nécessaire pour ramener le rotor à sa position centrée. Ce cas se produirait à une vitesse de rotation $\Omega = \Omega_{\max}$, et la densité de courant \hat{j}_c nécessaire pour ramener le rotor à sa position centrée vaudrait J_0 . Pour des vitesses de rotations $\Omega < \Omega_{\max}$, $\hat{j}_c < J_0$ et dans ce cas, les lignes de champs dans la paire de pôles 3 ne seront pas nulles comme le montre la Figure 4.11.

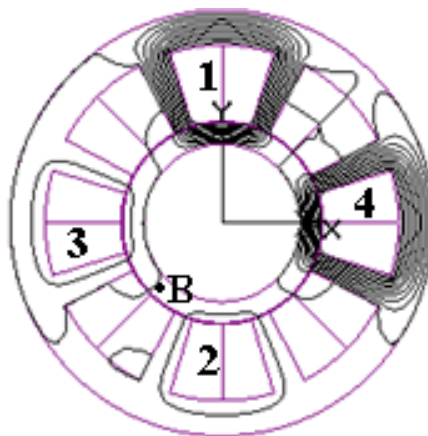


Figure 4.11 : Distribution des lignes de champ avec balourd au point B

4.3 Conception des centreurs magnétiques hybrides

Au chapitre 3, il a été montré la nécessité d'introduire une densité de courant J_0 , dans le but pouvoir commander linéairement un centreur actif à 8 pôles. Cependant, le courant lié à la densité de courant J_0 génère des pertes Joule même en l'absence de perturbation comme présenté au chapitre 5. Les pertes étant cruciales dans un système de stockage de longue durée, la polarisation apporté par le courant I_0 associé à J_0 peut être effectuée par des aimants permanents comme le montre le schéma de la Figure 4.12. En effet, le flux généré par les aimants circule axialement dans l'arbre du rotor, faisant ainsi intervenir les dimensions radiale et axiale comme nous l'avons présenté au chapitre 3. La forme des dents doit être choisie de manière à uniformiser autant que possible l'induction magnétique à vide à la surface des laminations du rotor. Cette uniformisation permettra de réduire la variation de l'induction magnétique à la surface des laminations, réduisant ainsi les pertes magnétiques du centreur.

4.3.1 Géométrie du centreur hybride

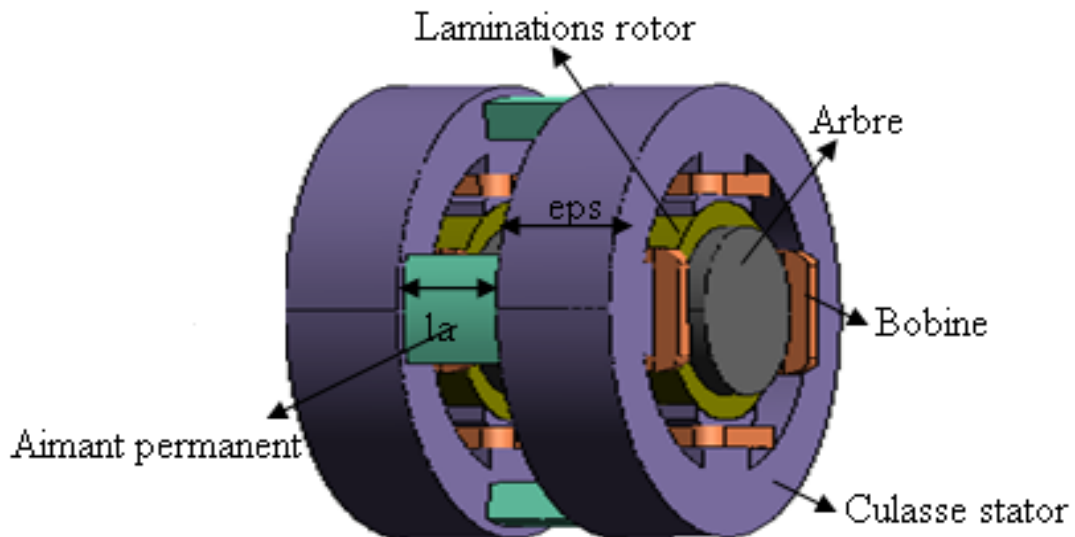


Figure 4.12 : Géométrie du centreur hybride

4.3.1.1 Analyse du modèle

Outre les hypothèses faites au § 4.1.1 qui restent valables dans cette section, l'aimantation des aimants est considérée constante dans tout le volume de l'aimant quelle que soit la valeur du champ magnétique qui lui est appliquée. Dans cette section, nous considérons aussi que la perméabilité de l'aimant μ_{aim} est égale à μ_0 . Le schéma de la Figure 4.13 présente le circuit magnétique global du centreur hybride à la position centrée.

Considérons une perturbation agissant au rotor, et se déplaçant sur l'axe x . Sous l'action de cette dernière, le rotor se déplacera en faisant varier la réluctance d'entrefer en x . Si la réluctance de l'entrefer varie en x , cela aura une incidence sur le flux de l'aimant, ce qui ne permet pas, de prime abord, de découpler les circuits magnétiques de l'aimant en x et en y . Néanmoins, en considérant que la réluctance d'un aimant R_a est plus grande que la réluctance d'un entrefer R_δ ($R_a \gg R_\delta$), une variation de cette dernière n'aura qu'une infime incidence sur le flux de l'aimant, ce qui permettrait de pouvoir découpler les circuits magnétiques des aimants.

Dans un centreur magnétique hybride tel que celui présenté à la Figure 4.12, quatre aimants permanents sont placés entre deux blocs de stators, et sont polarisés parallèlement à l'axe de rotation du rotor. Les bobines quant à elles sont enroulées autour des dents de chaque demi-stator. Pour le demi-stator avant (Figure 4.13 gauche), les bobines placées en vis-à-vis sont mises en série de sorte que, le flux dû aux aimants et celui des bobines mises en série, s'additionnent dans l'entrefer E1 et se soustraient d'entrefer E2. La mise en série des bobines du demi-stator avant est telle que le flux dû aux aimants et à la mise en série des bobines arrières s'additionnent dans l'entrefer E3 et se soustraient d'entrefer E4.

Comme le montre la Figure 4.13, le flux généré par les bobines circule dans le plan x - y , et celui dû aux aimants circule non seulement dans le plan x - y , mais aussi dans l'axe z . Compte tenu du fait que la réluctance de l'aimant soit considérée très supérieure à celle d'un entrefer, l'analyse du modèle de la Figure 4.13 peut alors se faire en deux étapes, tout

en ignorant le couplage entre les axes : la première fera intervenir le circuit magnétique de l'aimant uniquement, et la deuxième, le circuit magnétique de la bobine.

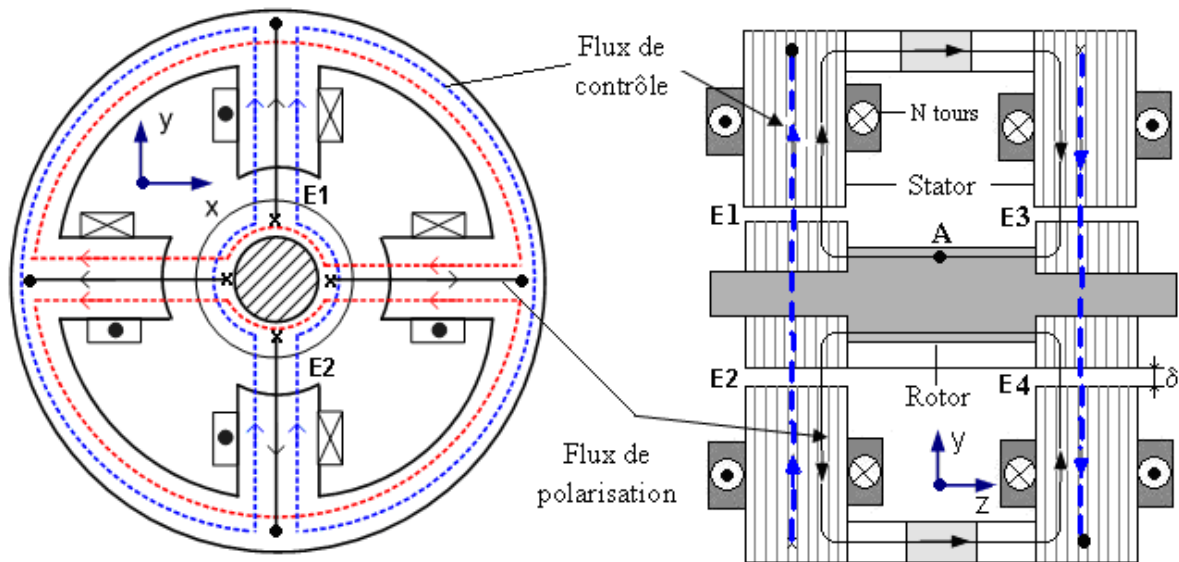


Figure 4.13 : Circulation du flux dans le centreur magnétique hybride

Comme illustré à la Figure 4.13, la circulation du flux est telle que, lorsque le rotor n'est soumis à aucune perturbation, seuls les aimants assurant la polarisation du centreur permettent de garder le rotor à sa position centrée. Cependant, comme nous l'avons mentionné au chapitre 3, seuls les aimants permanents ne peuvent assurer la stabilité d'une suspension [EAR 42], ce qui justifie leur association avec des électroaimants.

A. Circuit magnétique équivalent du centreur (plan y-z)

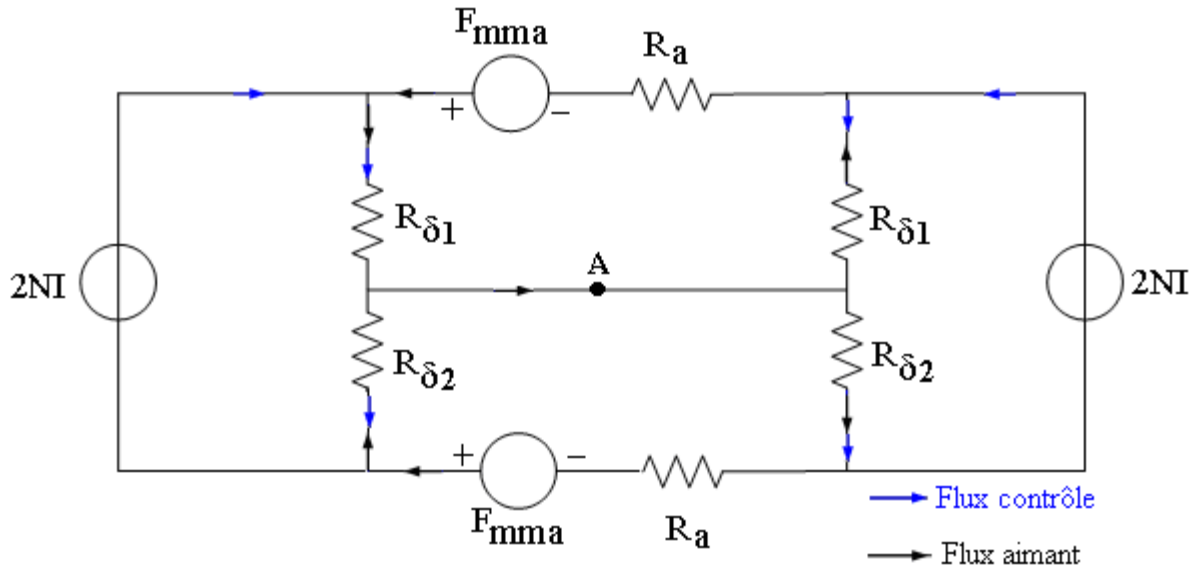


Figure 4.14 : Circuit magnétique global centreur magnétique hybride (plan y-z)

En simplifiant le circuit magnétique de la Figure 4.14 on obtient celui de la Figure 4.15.

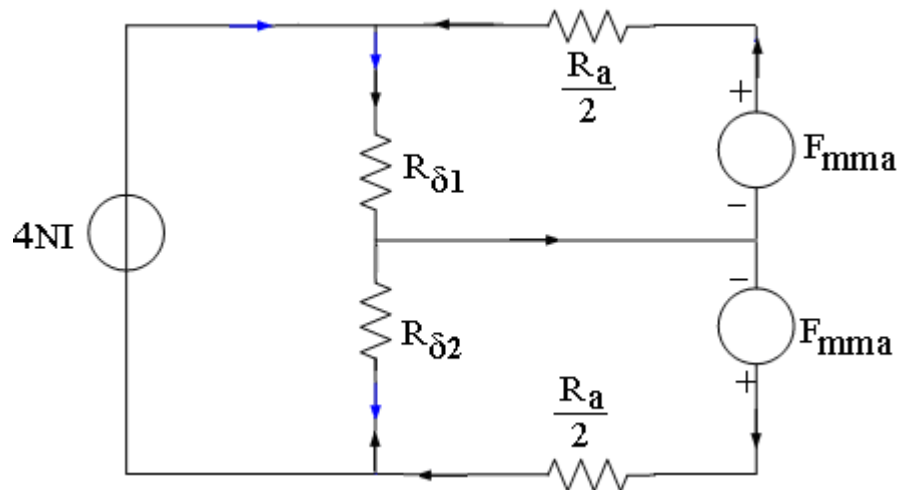


Figure 4.15 : Circuit magnétique simplifié centreur magnétique hybride (plan y-z)

B. Circuit magnétique équivalent de l'aimant

Le circuit magnétique équivalent de l'aimant déduit de la Figure 4.14 où le rotor est représenté à sa position centrée est présenté à la Figure 4.16. Puisque les réluctances d'entrefer sont identiques dans ce cas, on pose pour des entrefers constants, $R_{\delta 1} = R_{\delta 2} = R_{\delta}$.

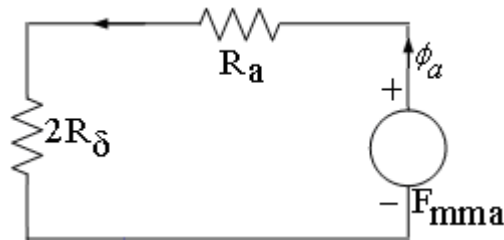


Figure 4.16 : Circuit magnétique équivalent de l'aimant pour δ constant

La réluctance de l'entrefer R_{δ} est donnée à l'équation (4. 41) tandis que celle de l'aimant R_a est donnée par l'expression (4. 62)

$$R_a = \frac{l_a}{\mu_{aim} \cdot S_a} \quad (4. 62)$$

En appliquant la loi d'Ampère au circuit magnétique du centreur lié au modèle de la Figure 4.16, on obtient l'expression de l'induction magnétique dans l'entrefer due à l'aimant donnée en (4.46):

$$B_{\delta a} = B_r \frac{l_a}{l_a \cdot k_{ea} + 2 \cdot \delta} \quad \text{avec } k_{ea} = \frac{S_d}{S_a} \quad (4. 63)$$

S_d et S_a représentent respectivement les sections normales au flux sous une dent et dans l'aimant permanent.

Une des difficultés que l'on retrouve lors du dimensionnement du centreur hybride (plus précisément les centreurs hybrides de petites dimensions), est la prise en considération des flux de fuites. En effet, le flux généré par l'aimant circule du pôle Nord de l'aimant au pôle

Sud, en passant par les colonnes de longueur l_{col} , ainsi que par les entrefers et dans l'arbre du rotor (Figure 4.17). En effet, bien que les hypothèses faites au § 4.1.1 permettent de considérer que la quasi-totalité du flux circule dans les parties ferromagnétiques du circuit, une partie du flux se referme dans l'air comme le montre la Figure 4.17. Ce flux de fuites, sous certaines conditions peut être important et considérable.

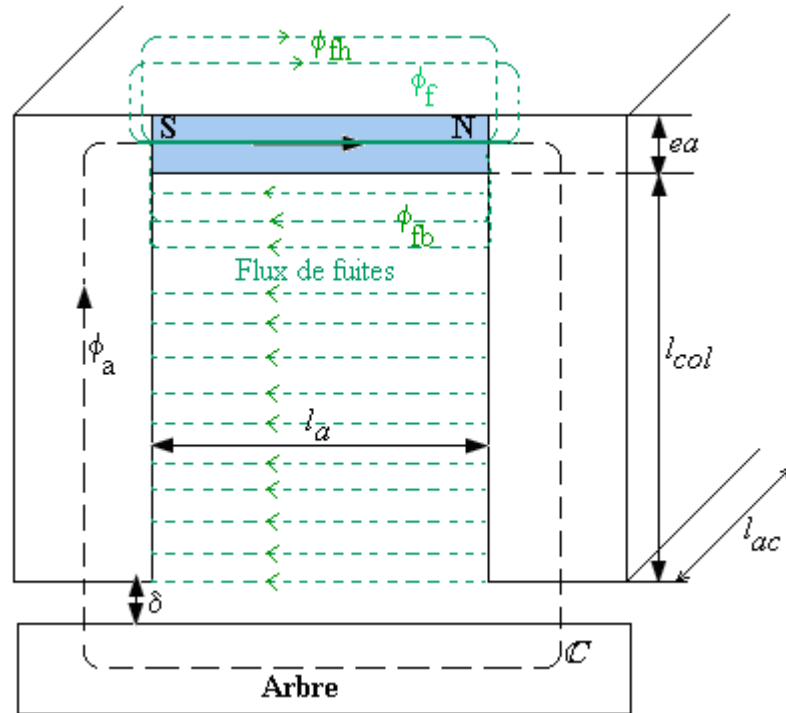


Figure 4.17 : Circuit magnétique de l'aimant

Supposons que la ligne de champ de fuites moyenne se referme perpendiculairement sur toute la longueur de la colonne l_{col} , en appliquant la loi d'Ampère au circuit magnétique de l'aimant, et en supposant le champ magnétique nul dans la colonne, le flux de fuites ϕ_{fb} se calcule comme suit :

$$H_a \cdot l_a + H_{fb} \cdot l_a = 0 \Leftrightarrow H_{fb} = -H_a \quad (4.64)$$

L'induction magnétique dans l'aimant vaut :

$$B_a = \mu_0 H_a + B_r \quad (4. 65)$$

Des expressions (4. 64) et (4. 65) on en déduit l'expression de l'induction de fuite B_{fb}

$$B_{fb} = B_r - B_a = B_r - \frac{B_{\delta a} \cdot S_d}{S_a} = B_r - B_{\delta a} \cdot k_{ea} \quad (4. 66)$$

Le flux de fuite vaut alors

$$\phi_{fb} = B_r \left(1 - \frac{k_{ea}}{k_{ea} + 2 \cdot \frac{\delta}{l_a}} \right) l_{ac} \cdot l_{col} \quad (4. 67)$$

En analysant la relation (4. 67) on remarque que le flux de fuite dépend non seulement de la longueur de la colonne l_{col} , mais aussi du rapport entre l'entrefer et la longueur de l'aimant. En effet, pour l_{ac} et l_{col} données, si $\delta \gg l_a$, le flux de fuite augmente et inversement, si $l_a \gg \delta$, le flux de fuite sera négligeable. Dans des applications faisant appel à l'utilisation des centreurs hybrides fournissant des forces radiales importantes, la longueur de l'aimant est généralement très supérieure à l'épaisseur de l'entrefer.

B.1 Section et volume de l'aimant

À partir de la Figure 4.18 on calcule la section S_a et le volume V_a de l'aimant.

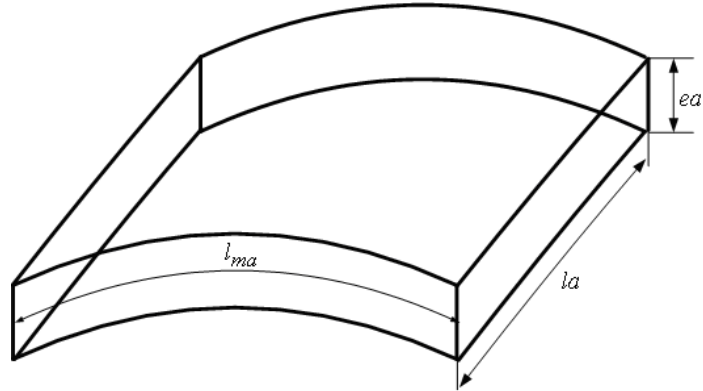


Figure 4.18 : Géométrie de l'aimant

$$S_a = l_{ma} \cdot ea$$

$$V_a = S_a \cdot l_a \quad (4.68)$$

Puisque le centreur hybride comporte quatre aimants, en se référant à la Figure 4.18, on peut en déduire que la valeur maximale de l_{ma} est une fraction du quart du périmètre P_{int} donné par :

$$P_{int} = \frac{\pi}{2} \cdot (D_{ext} - e_{culs}) \quad (4.69)$$

et elle vaut :

$$l_{aim\ max} = k_a \cdot \frac{P_{int}}{4} = k_a \cdot \frac{\pi}{8} \cdot (D_{ext} - e_{culs}) \quad (4.70)$$

L'épaisseur de l'aimant ea étant une proportion de la valeur de la culasse e_{culs} , la valeur maximale de la section de l'aimant vaut alors :

$$S_{a\max} = I_{aim\max} \cdot e_{culs} \quad (4.71)$$

L'énergie dans le volume de l'aimant vaut :

$$W_a = \iiint_{V_a} \int_{B_r}^{B_a} \vec{H} \cdot \vec{dB} \cdot dv = \iiint_{V_a} \int_{B_r}^{B_a} \left(\frac{\vec{B} - \vec{B}_r}{\mu_0} \right) \cdot \vec{dB} \cdot dv = \left(\frac{B^2}{2\mu_0} - \frac{B_r B}{\mu_0} \right) \Big|_{B_r}^{B_a} \cdot V_a \quad (4.72)$$

$$W_a = \frac{1}{2\mu_0} (B_a - B_r)^2 \cdot V_a$$

L'énergie dans l'entrefer due à l'aimant seul s'écrit :

$$W_{\delta a} = \frac{1}{2\mu_0} B_{\delta a}^2 \cdot S_d \cdot \delta \quad (4.73)$$

En utilisant la méthode des travaux virtuels [COU 83] pour calculer la force due à un seul aimant dans un seul entrefer, et en négligeant la variation de l'énergie dans l'aimant — hypothèse d'autant plus vraie lorsque la réluctance de l'aimant est plus grande que celle de l'entrefer, on obtient l'expression donnée en (4.74).

$$F_a = \frac{\partial}{\partial \delta} (W_{\delta a} + W_a) = \frac{1}{\mu_0} B_{\delta a} \cdot S_d \quad (4.74)$$

Avant de calculer la force magnétique agissant sur le rotor et permettant de compenser l'effort généré par le balourd sur ce dernier, calculons tout d'abord l'induction magnétique dans l'entrefer due à deux bobines en série d'un bloc de stator.

C. Circuit magnétique de deux bobines en série

La Figure 4.13 permet d'identifier le parcours des lignes de champ générées par deux bobines en série en l'absence de toute perturbation, et d'en déduire le circuit équivalent magnétique présenté à la Figure 4.19.

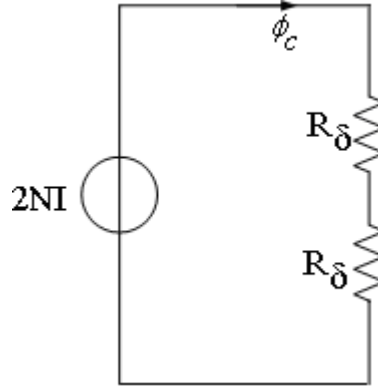


Figure 4.19 : Circuit équivalent magnétique 2 bobines en série

L'expression de l'induction magnétique dans l'entrefer générée par la bobine est donnée par l'équation :

$$B_{\delta j} = \frac{N \cdot i}{\delta} \mu_0 \quad (4.75)$$

Les inductions magnétiques générées par les aimants et les bobines interagissent dans les différents entrefers. Par exemple, ils s'additionnent dans les entrefers E1 et E3 et se soustraient dans E2 et E4 (cf. Figure 4.13). Par conséquent, on peut écrire pour les entrefers E1 et E3:

$$B_{\delta} = B_{\delta a} + B_{\delta j} \quad (4.76)$$

et pour les entrefers E2 et E4:

$$B_{\delta} = B_{\delta a} - B_{\delta j} \quad (4.77)$$

En appliquant la méthode des travaux virtuels énoncée dans [COU 83] pour calculer la force agissant sur le rotor entier, on obtient :

$$F_{tot} = \frac{S_d}{\mu_0} \left[(B_{\delta a} + B_{\delta j})^2 - (B_{\delta a} - B_{\delta j})^2 \right] = \frac{4 \cdot S_d}{\mu_0} B_{\delta a} B_{\delta} \quad (4.78)$$

En réécrivant l'équation (4. 75) en fonction de la section du cuivre d'une bobine présentée à la Figure 4.20, on obtient l'expression de l'induction magnétique dans l'entrefer due au courant, en fonction de la densité de courant qui nous permettra ensuite de faire la liaison avec la force de balourd étudiée au § 4.1.1.1.

$$B_{\delta j} = \frac{j_c \cdot S_{cu}}{\delta} \mu_0 \quad (4. 79)$$

On en déduit alors l'expression de la force totale en fonction de la densité de courant :

$$F_{tot}(t) = B_r \frac{4 \cdot S_d \cdot S_{cu} \cdot l_a}{\delta \cdot (l_a \cdot k_{ea} + 2 \cdot \delta)} \cdot j_c(t) = k_{fp} \cdot j_c(t)$$

$$\text{Avec } \begin{cases} S_d = l_d \cdot eps \\ k_{fp} = B_r \frac{4 \cdot S_d \cdot S_{cu} \cdot l_a}{\delta \cdot (l_a \cdot k_{ea} + 2 \cdot \delta)} \end{cases} \quad (4. 80)$$

Cette force tient compte de la contribution des énergies de tout le système. Par conséquent elle représente la force totale agissant sur un axe du plan (x-y) du rotor. Il est important de noter que la densité de courant de polarisation J_0 n'intervient pas dans cette expression; ceci permet ainsi de s'affranchir des pertes Joule qui lui sont associées.

En observant l'expression (4. 80), on remarque que pour une géométrie de centreur donnée, si on veut augmenter la force totale sur un axe, il suffit d'augmenter la valeur de la densité de courant j_c . Cependant, il existe une valeur maximale de J_{cmax} , laquelle pourrait saturer la dent, limitant ainsi la valeur de la force totale F_{tot} sur un axe. Cette situation pourrait subvenir à la vitesse de rotation maximale Ω_{max} , ce qui fournirait une amplitude de balourd maximale.

C.1 Section et volume du cuivre autour d'une dent

Considérons la coupe du centreur de la Figure 4.20 sur laquelle les grandeurs géométriques du centreur sont illustrées, et celle du modèle de la Figure 4.21 sur laquelle la section de cuivre S_{cu} est représentée.

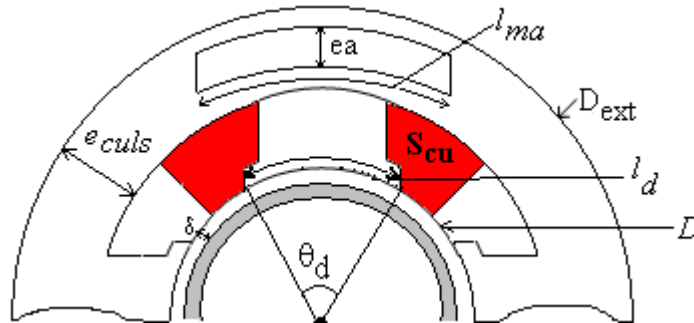


Figure 4.20 : Modèle d'analyse du centreur hybride

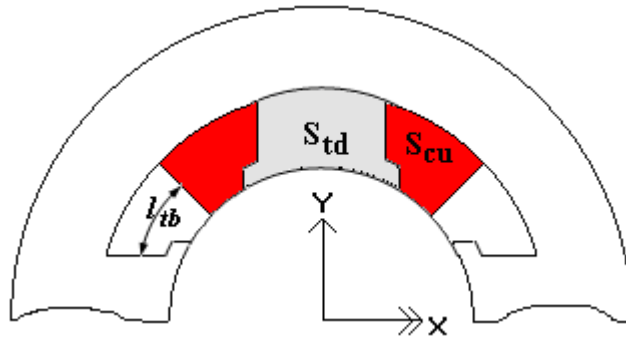


Figure 4.21 : Coupe du centreur hybride

La section de cuivre utile S_{cu} d'une bobine est déduite de la section de la fenêtre de bobinage S_b en pondérant cette dernière par le facteur de remplissage α . Elle vaut :

$$S_{cu} = \alpha \cdot \frac{\pi \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot D_{ext} - e_{culs} \right)^2 - \left(\frac{1}{2} \cdot D \right)^2 - 4 \cdot S_{td}}{8} \quad (4. 81)$$

La section S_{td} de la dent est donnée par la somme des sections S1 et S2 de la dent illustrées au schéma de la Figure 4.22b.

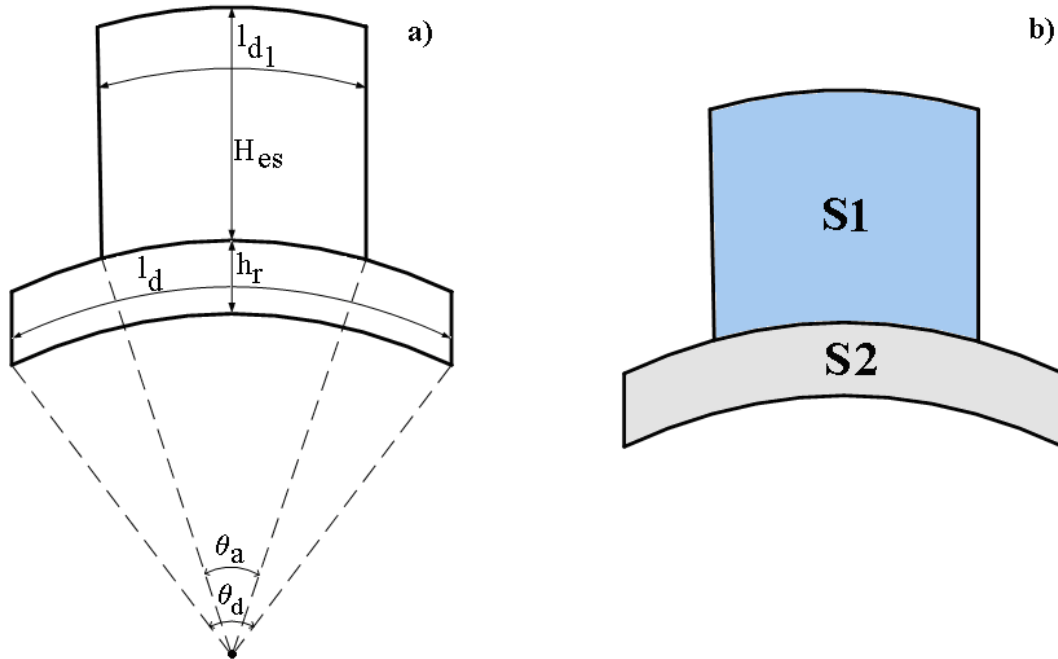


Figure 4.22 : Coupe d'une dent de centreur hybride

$$\begin{aligned}
 S_{td} &= l_{d1} \cdot H_{es} + h_r \cdot l_d \\
 &= \frac{1}{2} D \cdot (\theta_a \cdot H_{es} + h_r \cdot \theta_d) + h_r \cdot H_{es} \cdot \theta_a
 \end{aligned}
 \tag{4.82}$$

Connaissant la section du cuivre, nous pouvons déduire, sans trop d'erreurs, le volume de cuivre d'une seule bobine en fonction de la longueur moyenne l_{tb} d'une tête de bobine (Figure 4.21).

$$V_{cu} = 2 \cdot S_{cu} \cdot (eps + l_{tb})
 \tag{4.83}$$

C.2 Longueur moyenne des têtes de bobines

La prise en compte des têtes de bobines est très importante lorsqu'on veut tenir compte de l'encombrement. En effet, dans la configuration du centreur de la Figure 4.12, un mauvais calcul des têtes de bobines aurait pour conséquence le chevauchement entre les bobines du demi-stator avant avec celles du demi-stator arrière (Figure 4.23), ce qu'on doit éviter. En outre, un sous-dimensionnement des têtes de bobines compliquerait leur intégration dans l'espace alloué au centreur dans le volant d'inertie. La longueur de la tête de bobine l_{tb} peut être approximé sans beaucoup d'erreur par la relation (4. 110).

$$l_{tb} = \left(\frac{1}{2} D + h_r \right) \left(\frac{\pi^2}{4} - \frac{\pi}{2} \cdot \theta_a \right) \quad (4. 84)$$

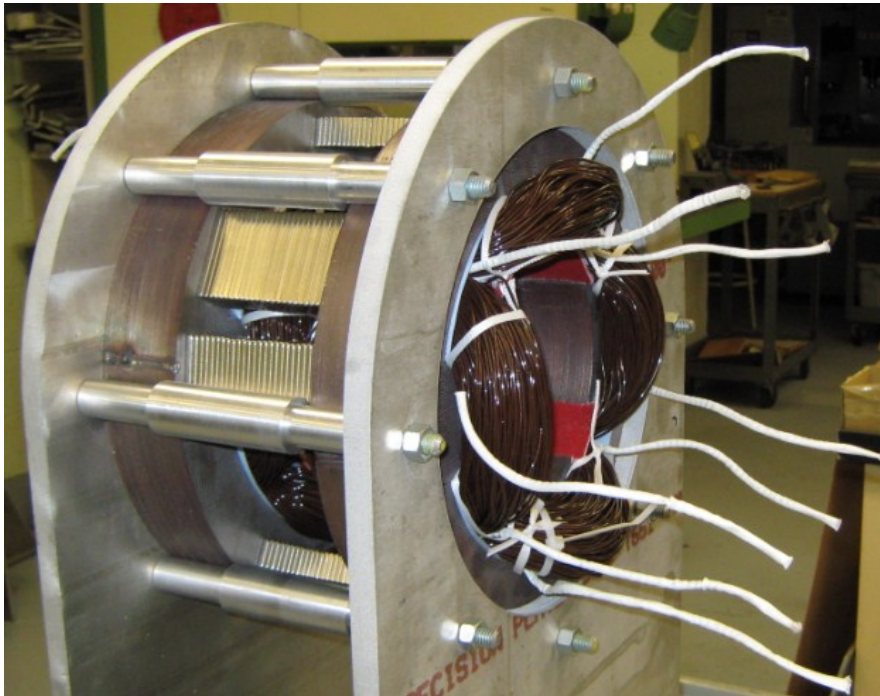


Figure 4.23 : Photo du centreur hybride pour expérimentation

4.3.2 Masse totale du centreur hybride

La masse totale du centreur magnétique est la somme de la masse de l'acier constituant le circuit magnétique, de la masse des aimants et de la masse totale du cuivre. La masse de l'acier est calculée comme étant la somme de la masse des culasses rotor et des stators ajoutée à celle des dents.

- *Masse des dents*

$$m_{dent} = 8 \cdot eps \cdot S_{td} \cdot \rho_{acier} \quad (4.85)$$

- *Masse culasses*

$$m_{cul} = 2 \cdot eps \cdot \pi \cdot \rho_{acier} \left[e_{culs} \cdot (D_{ext} - e_{culs}) + e_{culr} \cdot (D_a + e_{culr}) \right] \quad (4.86)$$

Les épaisseurs de culasses du stator e_{culs} et du rotor e_{culr} sont fortement dépendantes de la valeur de l'induction de saturation du matériau utilisé. Il est alors nécessaire durant l'optimisation de fixer la valeur de l'induction de saturation comme contrainte afin de s'assurer que les culasses du rotor et du stator ne saturent, ce qui diminuerait les performances du centreur.

- *Masse des aimants*

$$m_a = 4 \cdot V_a \cdot \rho_a \quad (4.87)$$

- *Masse du cuivre*

$$m_{cu} = 8 \cdot V_{cu} \cdot \rho_{cu} \quad (4.88)$$

La masse du centreur vaut alors :

$$m_c = m_{dent} + m_{cul} + m_a + m_{cu} \quad (4. 89)$$

4.3.3 Relation entre la force magnétique totale et la force de balourd

En appliquant la relation (4. 61) au modèle du centreur hybride, on obtient l'expression (4. 90)

$$k_{fp} \cdot \hat{J}_c \geq \nu \cdot \frac{Bal}{2} \cdot \Omega_{max}^2 = \quad (4.90)$$

Le coefficient k_{fp} dépend de la géométrie du centreur hybride comme illustré en (4. 80).

En reprenant le même exemple que pour le centreur actif et en imposant un facteur de sécurité ν de 4 à la vitesse maximale, on obtient les résultats du Tableau 4.4.

Tableau 4.4 : Paramètres de sortie du centreur hybride

Coef. d'ouverture d'encoche	k_r	0.31
Rapport profondeur d'encoche-largeur de dent	rap	4
Coefficient de remplissage	α	0.3
Force de balourd max	F_{rmax}	2375 N
Densité de courant de contrôle à Ω_{max}	J_{cmax}	1. 1 A/mm ²
Masse du centreur hybride	m_c	31.5 kg

On peut alors observer que, bien que les deux configurations de centreurs présentent des masses pratiquement égales, la différence entre ces dernières se fera au niveau des pertes Joule comme nous le verrons au chapitre 5.

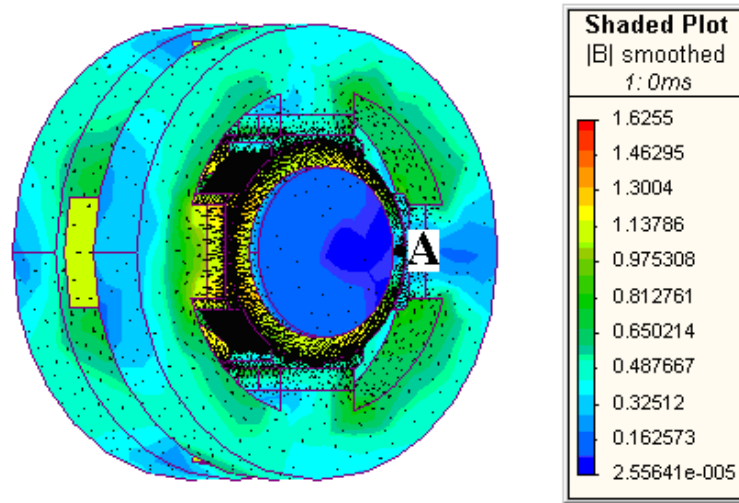


Figure 4.24 : Dégradé de couleurs des inductions magnétique avec un balourd en A

La Figure 4.24 présente un dégradé de couleur de la distribution des inductions obtenu par le logiciel de calcul de champs par éléments finis MAGNET, ainsi que le parcours des lignes de flux en présence d'un balourd situé au point A, pour une force magnétomotrice d'environ 410 A.trs et pour une densité de courant de $1.1\text{A}/\text{mm}^2$. On y remarque que lorsque, le balourd étant situé au point A, l'induction en ce point est presque nul et, celle du point opposé à A est pratiquement à son maximum comme l'illustre les expressions (4. 102) et (4. 103).

4.4 Calcul de l'amplificateur

Le calcul de l'amplificateur que nous avons introduit au chapitre 3 nous permettra dans cette section, non seulement d'avoir la valeur du nombre de spires des bobines, mais aussi de connaître les performances dynamiques de ce dernier.

Le circuit électrique du centreur magnétique actif ou hybride peut être modélisé comme un circuit R-L.

4.4.1 Pour un centreur actif

Le schéma équivalent de l'amplificateur d'un centreur purement actif est représenté à la Figure 4.25.

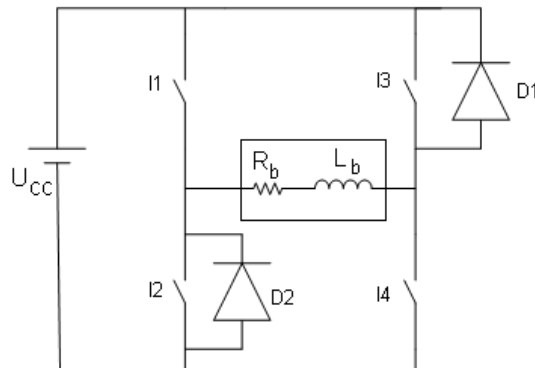


Figure 4.25 : Amplificateur de puissance d'un centreur actif

Si on considère une perturbation sinusoïdale de type balourd, le flux de réaction d'induit dû au courant de contrôle i_c génère un flux sinusoïdal de la forme :

$$\phi(t) = \phi_0 + \hat{\Phi}_c \cdot \sin(\omega \cdot t) \quad (4.91)$$

Avec ϕ_0 qui est le flux dû au courant de polarisation. La valeur crête du flux $\phi(t)$ est calculée à partir de la somme de la densité de courant de polarisation et de l'amplitude de la densité de courant de contrôle à vitesse maximale, de la reluctance d'entrefer R_δ donnée en (4.41) et de la section S_{cu} de cuivre donnée en (4.49). Elle vaut :

$$\hat{\phi}_c = \left(J_0 + \hat{J}_{c_{max}} \right)^2 \cdot \frac{S_{cu}}{R_\delta} \quad (4.92)$$

La tension induite par ce flux est donnée par la relation (4.93)

$$u_c(t) = \frac{d\Psi}{dt} = N \frac{d\phi}{dt} = N \cdot \omega \cdot \hat{\Phi}_c \cdot \cos(\omega \cdot t) \quad (4.93)$$

L'amplitude de la tension aux bornes du centreur étant égale à la tension continue d'entrée de l'amplificateur, on en déduit le nombre de spires total N de chaque bobine.

$$N \cdot \omega_{\max} \cdot \hat{\Phi}_c = U_{cc} \Rightarrow N = \frac{U_{cc}}{\omega_{\max} \cdot \hat{\Phi}_c} \quad (4.94)$$

En se rappelant qu'on pose généralement $i = I_0 + i_c$, on peut alors en déduire la puissance maximale de l'amplificateur :

$$P_{\max} = U_{cc} \cdot (I_0 + \hat{I}_c) \quad (4.95)$$

À sa position centrée, la force générée par une seule bobine dans le cas d'un centreur radial actif peut se réécrire sous la forme donnée en (4.96).

$$F_m = \frac{1}{2} \mu_0 \cdot S_d \cdot N^2 \left(\frac{i}{\delta} \right)^2 \cos\left(\frac{\pi}{8}\right) \quad (4.96)$$

En se basant sur [SCH 94], la variation en fonction du temps de cette force est de la forme :

$$\frac{\partial F_m}{\partial t} = \frac{1}{2} \mu_0 \cdot S_d \cdot N^2 \cdot 2 \cdot \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{i}{\delta} \right) \cdot \cos\left(\frac{\pi}{8}\right) \quad (4.97)$$

En négligeant la résistance R de la bobine, la tension aux bornes du centreur s'écrit :

$$u_c(t) = U_{cc} \cos(\omega t) = \frac{d\Psi}{dt} = \frac{d(L_b \cdot i)}{dt} \cdot \frac{1}{2} \cdot N^2 \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{i}{\delta} \right) \cdot \cos\left(\frac{\pi}{8}\right) \quad (4.88)$$

En réécrivant l'expression (4.97) en fonction de la tension u_c , on obtient :

$$\frac{\partial F_m}{\partial t} = \frac{2}{\delta} \cdot U_{cc} \cdot (I_0 + \hat{I}_c \sin(\omega t)) \cos(\omega t) \quad (4.99)$$

En considérant la valeur maximale du courant i , la relation (4.99) devient (4.100).

$$\frac{\partial F_m}{\partial t} = \frac{2}{\delta} \cdot U_{cc} \cdot (I_0 + \hat{I}_c) \cos(\omega t) \quad (4.100)$$

En présentant l'expression (4.99) sous sa forme harmonique, on obtient :

$$F_m = \frac{2}{\delta \cdot \omega} \cdot p_{\max} \cdot \sin(\omega \cdot t) \quad (4.101)$$

La valeur de la pulsation électrique ω_{\max} à partir de laquelle l'amplificateur ne pourra plus fournir le courant désiré pour compenser le balourd vaut :

$$\omega_{\max} = \frac{2}{\delta} \cdot \frac{p_{\max}}{F_m} \quad (4.102)$$

4.4.2 Pour un centreur hybride

Le principe de dimensionnement d'un centreur hybride est le même que celui du centreur actif, à la seule différence que le courant de polarisation I_0 est nul. Étant donné que l'inversion du courant entraîne une inversion de la force dans le cas d'un centreur hybride, l'amplificateur dans ce cas doit être bidirectionnel en courant. Ce dernier est représenté à la Figure 4.26.

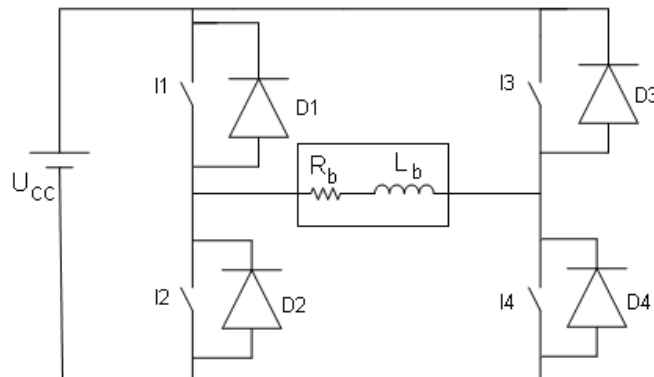


Figure 4.26 : Amplificateur de puissance d'un centreur actif

La puissance maximale de l'amplificateur est plus faible dans le cas d'un centreur hybride car la polarisation apportée par I_0 est remplacée par celle de l'aimant permanent, ce qui le rend plus compact. Cela dit, pour une force et une géométrie de centreurs données, la valeur de la pulsation électrique ω_{max} est plus petite dans le cas du centreur hybride.

4.5 Conclusion

Après avoir posé les bases du cahier des charges des paliers radiaux, un dimensionnement de deux configurations de centreurs soumis à une perturbation de type « balourd » a été effectué. Pour une amplitude de force de balourd de 2375 N, la masse du centreur actif est légèrement plus grande que celle du centreur hybride, et ce pour un même volume. Néanmoins, le centreur actif linéarisé se démarque du centreur hybride par sa raideur qui est beaucoup plus grande. Dans le prochain chapitre, les pertes liées aux deux configurations de centreurs étudiées plus haut seront présentées. Au terme de cette étude, le centreur se prêtant le mieux au stockage d'énergie de longue durée par volant d'inertie sera déduit.

Chapitre 5 PERTES DANS LES CENTREURS MAGNÉTIQUES

Dans une application de stockage d'énergie de longue durée par volant d'inertie, ce dernier doit pouvoir garder sa vitesse de rotation à sa valeur nominale lorsqu'il est à vide; en d'autres termes, l'énergie cinétique emmagasinée à vide du volant doit rester aussi constante que possible sur une très longue période. Pratiquement, ceci n'est généralement pas le cas, car les dispositifs constituant le volant d'inertie génèrent des pertes d'origines diverses (Figure 5.1) qui ralentiront ce dernier, diminuant ainsi son énergie stockée, d'où l'importance de bien identifier ces pertes dans le but de les minimiser.

Après une brève évaluation des pertes contenues dans un centreur magnétique, ce chapitre traite de l'analyse des pertes Joule, des pertes magnétiques des deux configurations de centreurs étudiées au chapitre précédent — les pertes dans les amplificateurs ne sont pas abordées dans cette thèse : elles feront l'objet d'un travail ultérieur. Une approche de calcul de ces dernières est ensuite présentée avec un rotor soumis à un balourd.

5.1 Aspect général

Les paliers magnétiques en général ont des pertes très inférieures à celles des paliers mécaniques ou hydrodynamiques. Cependant, puisque ces systèmes sont électromécaniques, ils sont des sources potentielles de pertes de puissance active. Par conséquent, il est nécessaire de minimiser les pertes dans un centreur afin d'accroître le rendement du volant d'inertie. Dépendamment de l'application dans laquelle le centreur magnétique est utilisé, un accent peut-être mis sur un type de pertes en particulier — Tandis que la minimisation des pertes globales pour augmenter le rendement du système est requise dans le cas des turbomachines, l'accent est plutôt mis sur la minimisation des pertes au rotor dans les applications sous vide pour éviter l'échauffement de ce dernier, puisque le système de refroidissement y est généralement inexistant. Le schéma de la Figure 5.1

présente l'écoulement d'énergie nécessaire pour compenser les pertes partant des sources d'alimentation, — électronique de contrôle du moteur/ générateur et électronique du centreur — jusqu'aux pertes mécaniques du rotor. Ces pertes engendrent deux inconvénients majeurs :

- l'augmentation de la température interne du système global et,
- le ralentissement du volant d'inertie, car il doit fournir la puissance nécessaire pour compenser les pertes.

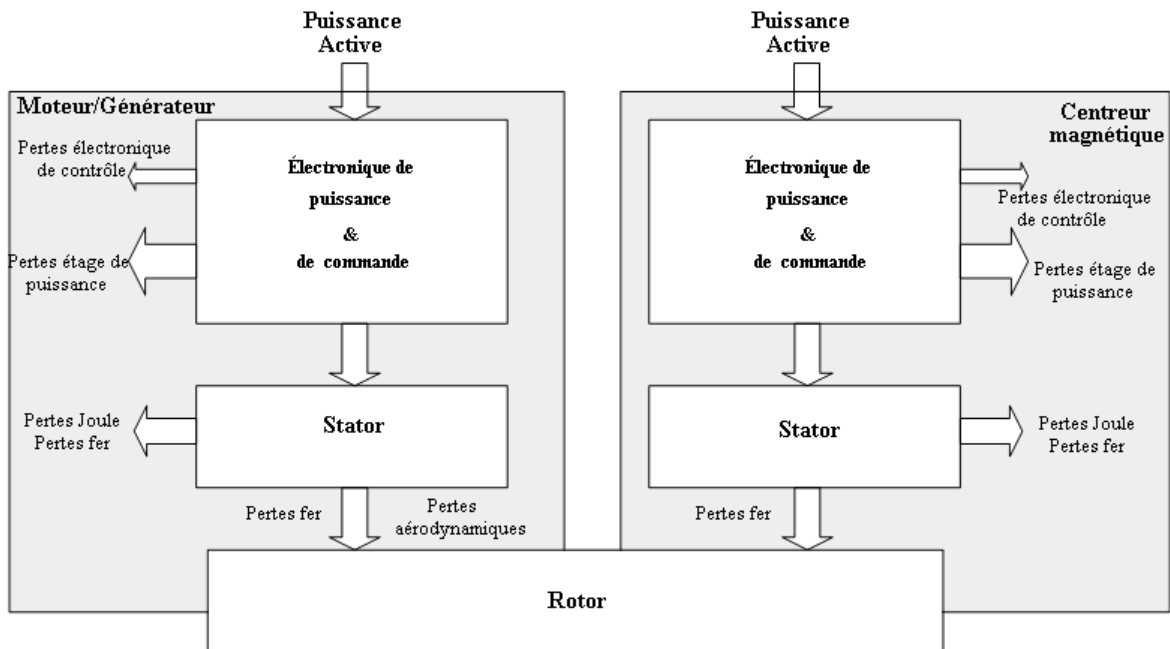


Figure 5.1 : Flux d'énergie dans un centreur magnétique.

Étant donné que le volant d'inertie est autoalimenté dans cette application où le stockage d'énergie à long terme est recherché, les pertes magnétiques généralement négligées au stator [KAS 96], [MAT 92], seront prises en considération, afin de calculer les pertes globales du centreur magnétique et de les minimiser lors de l'optimisation. À titre d'exemple, pour un volant d'inertie d'énergie 1kWh, si on considère uniquement des pertes de 100 W liées aux centreurs magnétiques, le temps d'autodécharge vaudrait 10h. Ceci n'est en effet pas acceptable pour un stockage de longue durée.

5.2 État de l'art

Après l'état de l'art des centreurs magnétiques en général présenté au chapitre 3, cette section présente quelques propositions présentées dans la littérature au sujet des pertes dans les centreurs magnétiques. Une méthode de prédiction des pertes par courants de Foucault dans les centreurs magnétiques actifs sur une dimension a été présentée dans [MEE 98], lequel néglige l'effet de pertes par hystérésis et les effets de bords. Ce modèle consiste à étudier la distribution de la densité de courant induite dans les laminations du rotor du centreur magnétique par mouvement de ces dernières autour de son stator. Les pertes Joule correspondant aux pertes par courants de Foucault sont ensuite obtenues en intégrant le carré de cette dernière sur tout le volume des laminations. Bien que ce modèle soit facile à implémenter, il nécessite la connaissance du potentiel magnétique scalaire à la surface du rotor. Ce modèle a été étendu, avec la prise en compte de l'effet des pertes par hystérésis par [MEE 04], et il a été relevé que l'effet des pertes par hystérésis sur les pertes magnétiques totales était marqué lorsqu'on opérait le rotor en-dessous d'une certaine vitesse. Les études effectuées par [MAT 92] ont montré que l'utilisation des centreurs magnétiques actifs dans les configurations NSNS ou NSSN conduisait pratiquement aux mêmes pertes par courant de Foucault. Cette affirmation a été confirmée par une étude des deux configurations que nous avons simulées par le logiciel de calcul de champ par éléments finis MAGNET. Les rotors associés aux petits centreurs magnétiques étant de petites dimensions, la difficulté liée aux laminations devient de plus en plus grande. [YON 02] a ainsi amélioré le modèle de calcul de pertes basé sur l'équation de Steinmetz pour un noyau solide au rotor pour remplacer les laminations et a trouvé que les pertes par courants de Foucault dépendent fortement de la taille de ces derniers. Plusieurs autres études faites sur les méthodes de calcul des pertes par courants de Foucault ont été présentées dans [YAN 02], [YON 04]. [MEE 96] quant à lui inclut un modèle constitué de résistances et d'inductances dans le modèle du circuit électrique des centreurs, lequel inclut aussi les pertes par courants de Foucault. Les effets de la haute vitesse sur les pertes magnétiques et aérodynamiques dans les centreurs ont été présentés dans [UEY 90], [KAS 98], [KAS 98]. La réduction de pertes Joule présentée dans la littérature intègre non seulement le contrôle

des centreurs comme le présentent [TSI 00], [SIV 04] et [KUW 06], mais passe aussi par l'amélioration du rendement des amplificateurs⁷ de puissance comme présenté par [ZHA 95]. À ce jour, hormis la diminution de la densité de courant, la seule manière de réduire les pertes Joule dans les centreurs en agissant sur leur design est d'y intégrer les aimants permanents pour la polarisation de ces derniers comme l'ont fait [MAS 96] et [PIC 04] et [BLU 01].

Dans la revue de littérature présentée dans le précédent paragraphe, les pertes dues au courant de compensation i_c et au flux de réaction d'induit ϕ_c sont généralement négligées. Pour être plus rigoureux dans le bilan des pertes, ces pertes devraient être prises en compte, surtout lorsque l'application nécessite une optimisation des pertes. Dans ce chapitre nous présentons une nouvelle approche de calcul des pertes Joule et magnétiques lorsque le rotor est en présence d'un balourd. Bien que plusieurs algorithmes de calculs des pertes magnétiques existent dans la littérature nous nous sommes limités dans cette thèse à la formulation de Steimetz.

5.3 Pertes aérodynamiques dans les centreurs magnétiques

Dans les applications de centreurs à hautes vitesses telles que les compresseurs et les centrifugeuses, les pertes aérodynamiques dans les centreurs ne sont pas négligeables. Certes elles ne le sont pas non plus dans les applications à volant d'inertie tournant à grandes vitesses, mais l'utilisation d'une enceinte sous vide présentée au chapitre 2 d'une part, et le fait que ces pertes aérodynamiques dans les centreurs par rapport à celles du volant proprement dit ne soient pas grandes, permettent de les négliger. Par conséquent, elles ne seront pas prises en compte dans le bilan de puissance des centreurs associé au calcul du temps de décharge dont une étude de cas sera effectuée au chapitre 6.

⁷ Cf. Chapitre 3

5.4 Pertes Joule : généralités

Le bobinage fait autour des dents des centreurs magnétiques, qu'ils soient purement actifs ou hybrides, permet de contrôler la position du rotor, afin que ce dernier tourne autour de son axe de rotation sans aucun contact mécanique entre le rotor et stator. Dans le cas des centreurs magnétiques actifs et hybrides, ceci n'est possible qu'à l'aide d'un contrôle actif du courant circulant dans le bobinage en fonction de la position du rotor tel que présenté au chapitre 3. Ce courant génère des pertes Joule au stator qui sont fonctions du carré du courant. Les sections 5.6.1 et 5.6.2 présentent le calcul des pertes Joule dans les centreurs actifs et hybrides en présence d'un balourd.

5.5 Pertes magnétiques : généralités

Bien que le sujet des pertes magnétiques soit largement traité dans la littérature classique des machines électriques, un rappel de ces notions de base est ici présenté, afin de bien introduire les notions qui seront utiles dans la suite de ce chapitre.

Toute variation d'induction magnétique dans une matière conductrice provoque, à l'intérieur de celle-ci, une circulation des courants induits qui génèrent une dissipation d'énergie par effet Joule. Bien que ce principe soit retrouvé dans des applications utilisant le chauffage par induction, l'énergie induite par ces courants n'est généralement pas récupérable, d'où l'expression de pertes magnétiques. Elles se présentent sous trois formes :

- Pertes par hystérésis

- Pertes par courants de Foucault

- Pertes supplémentaires (excédentaires)

Les pertes par hystérésis sont dues au travail des forces de freinage agissant sur les parois de Bloch en mouvement comme détaillé dans [JIL 91]. Elles correspondent au travail nécessaire pour parcourir lentement le diagramme B-H (Figure 5.2).

Les pertes par courants de Foucault sont des pertes par effet Joule résultant des courants générés dans toute matière conductrice, par un flux variable dans le temps. Ces pertes peuvent être importantes dans le cas des matériaux à faible résistivité électrique comme dans les alliages magnétiques [BER 98]. Les pertes supplémentaires dans les matériaux, correspondent aux pertes qu'on n'arrive pas à modéliser par les expressions habituelles en f et f^2 . Elles sont souvent faibles et sont négligées dans cette section.

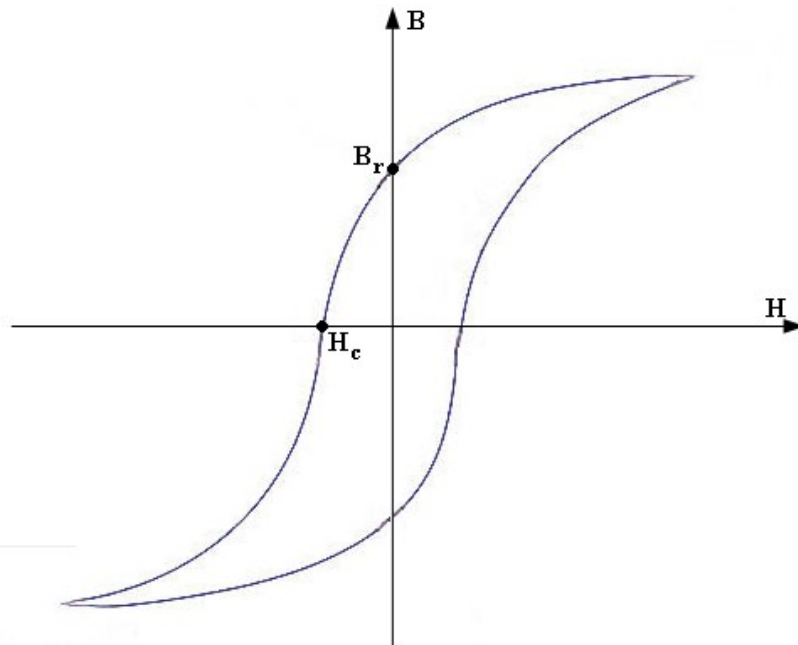


Figure 5.2 : Courbe B-H d'un matériau magnétique

Généralement négligées dans certaines applications de grande puissance comportant des centreurs magnétiques, les pertes magnétiques au stator de ces derniers ne peuvent pas être négligées dans le stockage d'énergie à long terme par volant d'inertie, dans lequel le temps d'autodécharge est l'élément critique car toute l'énergie nécessaire au fonctionnement du volant est générée par ce dernier.

5.5.1 Pertes par hystérésis

Lorsque l'induction oscille alternativement avec une amplitude \hat{B} donnée, l'induction magnétique dans le plan B-H parcourt un cycle fermé. L'énergie par unité de volume (J/m^3) dissipée lors de chaque cycle a pour expression :

$$w_h = \int_{\text{cycle}} HdB \quad (5.1)$$

Si l'induction B parcourt le cycle fermé à une fréquence f , les pertes hystérésis par unité de masse d'un matériau peuvent être exprimées comme suit [STE 84] :

$$p_h = k_h \cdot f^\alpha \hat{B}^\beta \quad (5.2)$$

Les coefficients k_h , α et β dépendent de la caractéristique du matériau en présence.

5.5.2 Pertes par Courant de Foucault

Les matériaux magnétiques sont généralement conducteurs. Cette propriété peut-être caractérisée par la résistivité ρ du matériau. Si le flux traversant le milieu conducteur est variable dans le temps, il y induit des tensions et provoque par conséquent la circulation de courants de Foucault. Il en résulte des pertes Joule dont l'expression est donnée par la relation (5. 3) dans laquelle j_f est la densité des courants de Foucault, et v le volume du matériau.

$$P_f = \rho \int_v j_f^2 dv \quad (5.3)$$

Un noyau ferromagnétique solide (Figure 5.3a) agit comme un court-circuit et induit d'importants courants de Foucault dans ce dernier. Une diminution des pertes par courants de Foucault peut être obtenue, pour une induction et une fréquence données, en utilisant des matériaux de résistivité élevée telles que les alliages, des ferrites ou noyaux comprimés, ou

en recourant à un empilage de tôles isolées entre elles. Ces tôles sont disposées parallèlement aux lignes d'induction magnétique tel qu'illustré à la Figure 5.3b. Ce fractionnement du circuit magnétique permet un accroissement important de la résistance offerte aux lignes de courant induit, et par conséquent une diminution des courants induits. En effet, les courants de Foucault engendrent non seulement des pertes, mais aussi un champ magnétique qui se soustrait du champ magnétique principal. Aux fréquences élevées, ou alors lorsque les tôles sont d'une certaine épaisseur, l'induction résultante n'est pas répartie uniformément sur l'épaisseur e_t de la tôle, mais diminue exponentiellement de la surface vers l'extérieur.

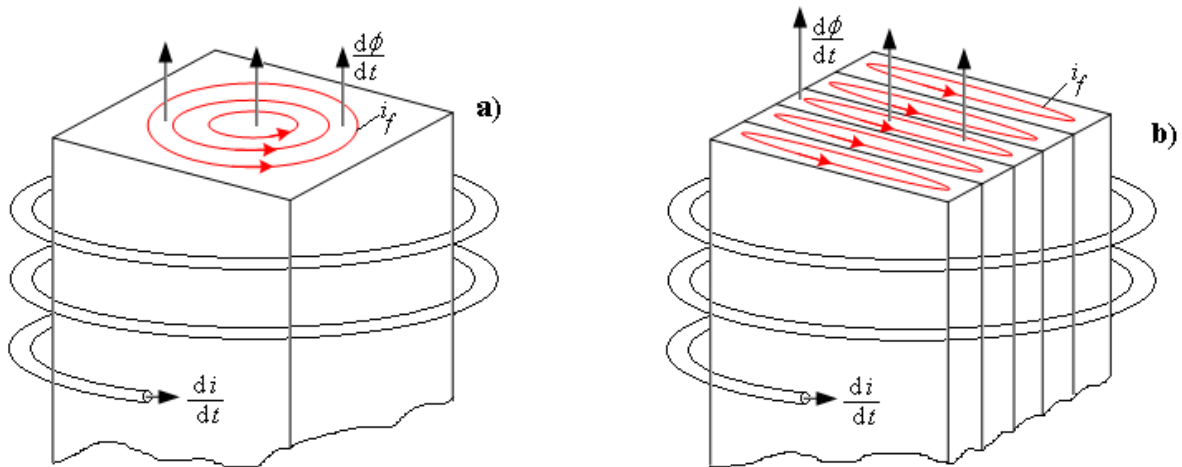


Figure 5.3 Réduction des courants de Foucault par laminations

Dans ce cas, les courants de Foucault sont aussi repoussés vers la surface de la tôle. Ce phénomène est connu sous le nom d'effet pelliculaire⁸ ou d'effet de peau; il s'apparente à une diminution des perméabilités quand la fréquence croît. L'épaisseur des tôles doit être telle que l'effet pelliculaire soit peu prononcé. Pour cela, on définit une profondeur de pénétration δ_p qui caractérise en première approximation l'épaisseur de la couche où se trouve concentrée la plus grande partie des lignes de champ. En considérant un matériau magnétique de perméabilité μ et de résistivité ρ traversé par un champ de fréquence f , la profondeur de pénétration est donnée à l'expression (5. 4).

⁸ Cf. Annexe C

$$\delta_p = \sqrt{\frac{\rho}{\pi \mu f}} \quad (5.4)$$

5.6 Pertes dans les centreurs actifs

5.6.1 Pertes Joule

Comme exposé au chapitre 3, le courant circulant dans les bobines du stator est la somme d'un courant constant auquel on superpose un courant variable qui dépend de la forme de la perturbation en présence. L'hypothèse étant faite que le balourd engendre des forces variant sinusoïdalement en fonction du temps dans les axes x et y, pour une vitesse de rotation fixe, le courant variable superposé au courant de polarisation est aussi sinusoïdal. Rappelons l'expression de la densité de courant associée au courant circulant dans les bobines :

$$j(t) = J_0 + j_c(t) \quad (5.5)$$

Le calcul du volume du cuivre de la section 4.2.1 permet de calculer les pertes Joule dans le centreur actif tel qu'illustré à la relation (5.6):

$$p_J(t) = k_p \cdot j^2(t) = k_p \cdot (J_0 + j_c(t))^2 \quad (5.6)$$

$$k_p = \rho_{cu} \cdot V_{cu}$$

De l'expression (5.6) nous pouvons remarquer qu'il est important de bien calculer le volume du cuivre. Si on écrit l'expression des pertes Joule générées par un balourd sur chaque axe, on obtient :

$$p_{Jx}(t) = k_p \cdot \left[(J_0 + \hat{J}_c \cdot \cos \omega t)^2 + (J_0 - \hat{J}_c \cdot \cos \omega t)^2 \right] = 2 \cdot k_p \cdot (J_0^2 + \hat{J}_c^2 \cdot \cos^2 \omega t) \quad (5.7)$$

$$p_{Jy}(t) = k_p \cdot \left[(J_0 + \hat{J}_c \cdot \sin \omega t)^2 + (J_0 - \hat{J}_c \cdot \sin \omega t)^2 \right] = 2 \cdot k_p \cdot (J_0^2 + \hat{J}_c^2 \cdot \sin^2 \omega t)$$

Les pertes Joule instantanées totales sont la somme des pertes sur les axes x et y.

$$p_{jtot}(t) = p_{jx}(t) + p_{jy}(t) = 2 \cdot k_p \cdot (2 \cdot J_0^2 + \hat{J}_c^2) \quad (5.8)$$

On exprime les pertes Joule à l'aide des valeurs efficaces de la densité de courant, on écrit alors :

$$P_{jtot} = 2 \cdot k_p \cdot \left(2 \cdot J_0^2 + \left(\frac{\hat{J}_c}{\sqrt{2}} \right)^2 \right) \quad (5.9)$$

Les pertes Joule dans les centreurs actifs sont un facteur important à considérer lors du design de ces derniers, car même en l'absence d'une perturbation, un courant constant dit de polarisation circule dans les bobinages.

Pour un centreur actif à 4 paires de pôles, la résistance du bobinage sous une paire de pôles vaut :

$$R_{top} = \rho_{cu} \frac{V_{cu}}{S_{cu}^2} \quad (5.10)$$

5.6.2 Pertes par hystérésis

Les pertes hystérésis dans un centreur actif sont localisées au stator et au rotor. Au stator, ces dernières sont dues à la variation du flux de réaction d'induit qui circule dans le circuit magnétique du stator créé par le courant permettant de compenser la perturbation. Au rotor, en l'absence de balourd, ces dernières sont dues à la rotation du champ généré par le courant de polarisation. Lorsque survient une perturbation au rotor, l'effet du courant de polarisation s'associe à celui de la réaction d'induit du courant de contrôle au rotor.

5.6.2.1 Pertes par hystérésis au Stator

Les Figure 5.4a et Figure 5.4b représentent la distribution des lignes de champ dans un Palier Magnétique Actif Radial (PMAR) respectivement en présence et en l'absence d'un balourd.

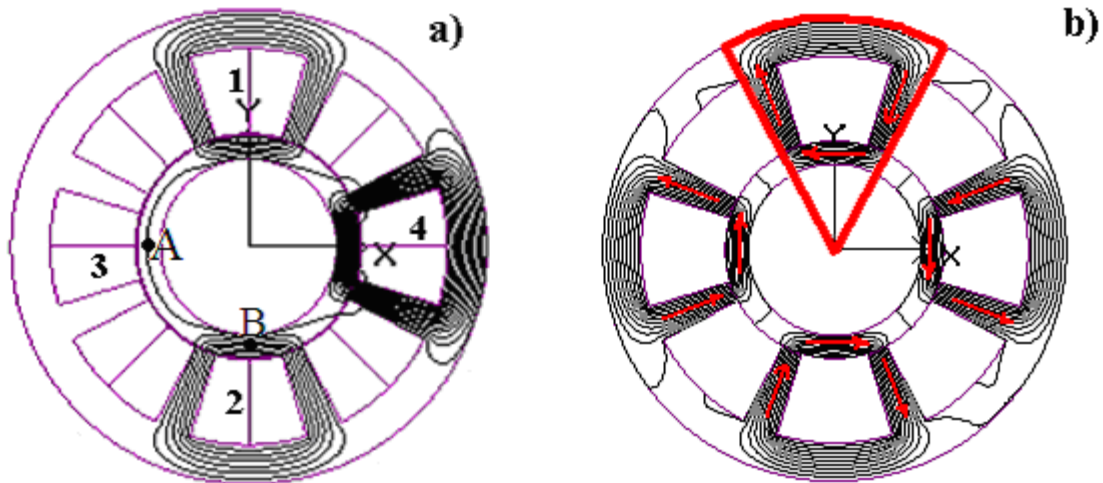


Figure 5.4 : Distribution des lignes de champ d'un PMAR de type NSSN

Les pertes magnétiques au stator sont la somme des pertes dans la culasse et dans les dents. Pour un courant de type sinusoïdal au stator, les inductions magnétiques sous une dent et dans la culasse du stator valent:

$$\begin{aligned} B_{dent}(t) &= \hat{B}_{dent} \cdot \sin(\omega t) \\ B_{cs}(t) &= \hat{B}_{cs} \cdot \sin(\omega t) \end{aligned} \quad (5.11)$$

En se référant aux paramètres du Tableau 4.2, la Figure 5.5 et la Figure 5.6 montrent respectivement la variation d'induction magnétique sous les dents, et la variation d'induction dans la culasse du stator sous une paire de pôles — zone délimitée en rouge de la Figure 5.4b — en fonction de l'angle obtenue par éléments finis, lorsque le rotor n'est soumis à aucune perturbation.

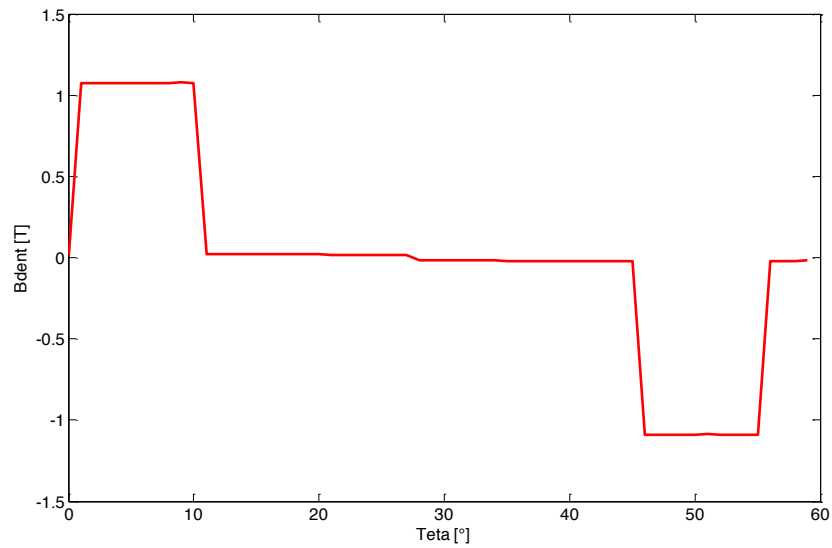


Figure 5.5 : Variation d'induction sous une dent

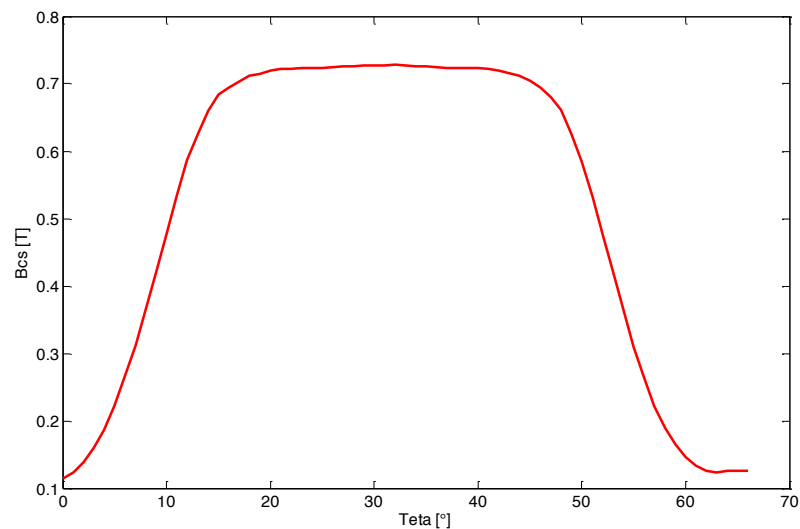


Figure 5.6 : Variation d'induction culasse stator sous une dent

En présence du balourd, ces courbes gardent la même allure. Cependant, l'induction magnétique, comme le courant, varie sinusoïdalement dans le temps et possède une amplitude qui vaut \hat{B}_{dent} dans la dent et \hat{B}_{cs} dans la culasse du stator. Ces deux courbes indiquent que, dans la zone délimitée en rouge de la Figure 5.4b impliquant un balourd situé à l'opposé de cette zone, l'induction magnétique peut être considérée comme uniforme dans une dent, et uniforme dans la culasse du stator. Si on considère que le balourd passe du point A au point B illustrés à la Figure 5.4a, ces courbes auraient la même

allure sous une dent et dans la culasse du stator de la paire de pôles 1 que celles de la Figure 5.5 et de la Figure 5.6.

Étant donné le caractère sinusoïdal des inductions des expressions (5. 11), en appliquant la formule (5. 2) sur les volumes de la culasse et d'une dent de masses respectives $m_{culstot}$ et m_{dent} , on obtient les pertes par hystérésis au stator dont l'expression est donnée en (5. 12).

$$P_{hs} = k_h \cdot f \left(\hat{B}_{cs}^2 \cdot m_{culstot} + 8 \cdot \hat{B}_{dent}^2 \cdot m_{dent} \right) \quad (5. 12)$$

5.6.2.2 Pertes par hystérésis au Rotor

A. À vide

Lorsque le rotor n'est soumis à aucune perturbation, le seul courant circulant dans les bobinages du centreur est le courant de polarisation associé à la densité de courant J_0 . Bien que J_0 engendre une induction continue au stator, il en va différemment du rotor dans lequel une induction magnétique alternative est observée, de par son mouvement de rotation. En effet, un observateur qui se fixerait sur le rotor en mouvement verrait une telle variation de l'induction magnétique. Les pertes magnétiques peuvent être estimées en s'appuyant sur les variations d'induction magnétique. Cette induction est séparée en sa composante radiale et sa composante tangentielle, lesquelles sont présentées aux Figure 5.7 à Figure 5.10, à partir de l'étude de la Figure 5.4. Dans notre cas, nous avons simplifié le calcul des pertes en ne considérant que la distribution radiale d'induction. En effet, si l'on se place en un point des laminations du rotor, les domaines magnétiques localisés sur le rotor effectuent le même travail dans la même période de temps, tant dans le cas de l'induction tangentielle que celle radiale.

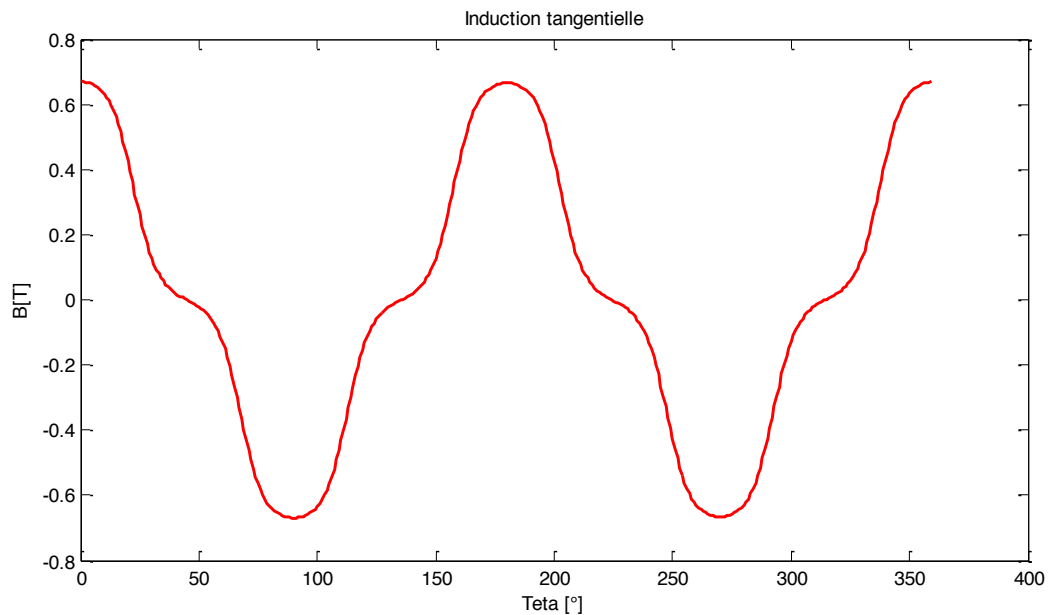


Figure 5.7 : Induction tangentielle sur le rotor sur une période NSSN, telle qu'obtenue par simulations par éléments finis pour un cas de PMAR

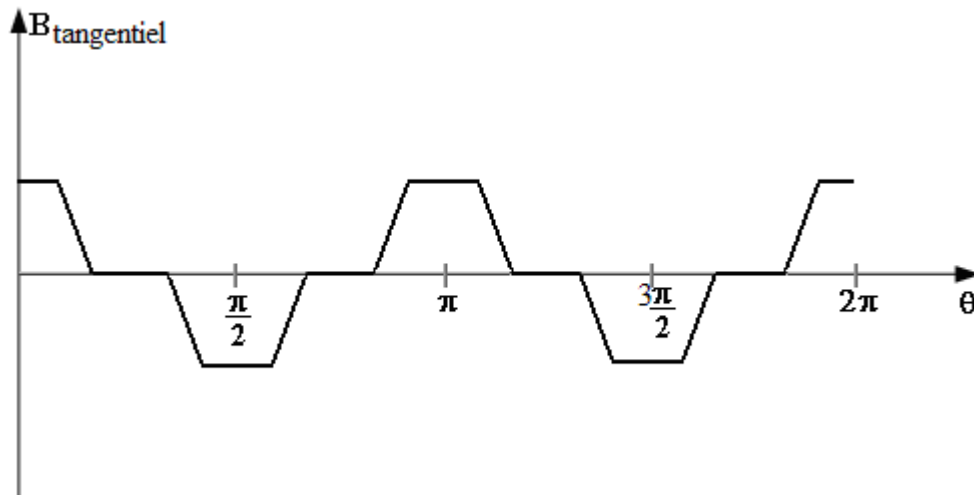


Figure 5.8 : Approximation modélisée de la Figure 5.7

La courbe de la Figure 5.8 présente sur une période géométrique, la variation de l'induction tangentielle dans les laminations du rotor.

La courbe de la Figure 5.10 présente la variation d'induction magnétique sur la périphérie du rotor d'un PMAR à 8 pôles de configuration NSSN avec un rotor sans perturbation, obtenue par éléments finis. La forme d'ondes obtenue inclut plusieurs harmoniques dues à

la rotation. À partir de la Figure 5.9 une décomposition en série de Fourier permet d'exprimer l'induction magnétique sous la forme donnée à l'expression (5. 13). Cette expression sera aussi utilisée pour le calcul des pertes par courant de Foucault présentées au paragraphe 5.5.

$$B(\theta) = \sum_{v=1}^n a_v \sin(v\theta) + b_v \cos(v\theta) \quad (5. 13)$$

$(v = 1, 3, 5, \dots)$

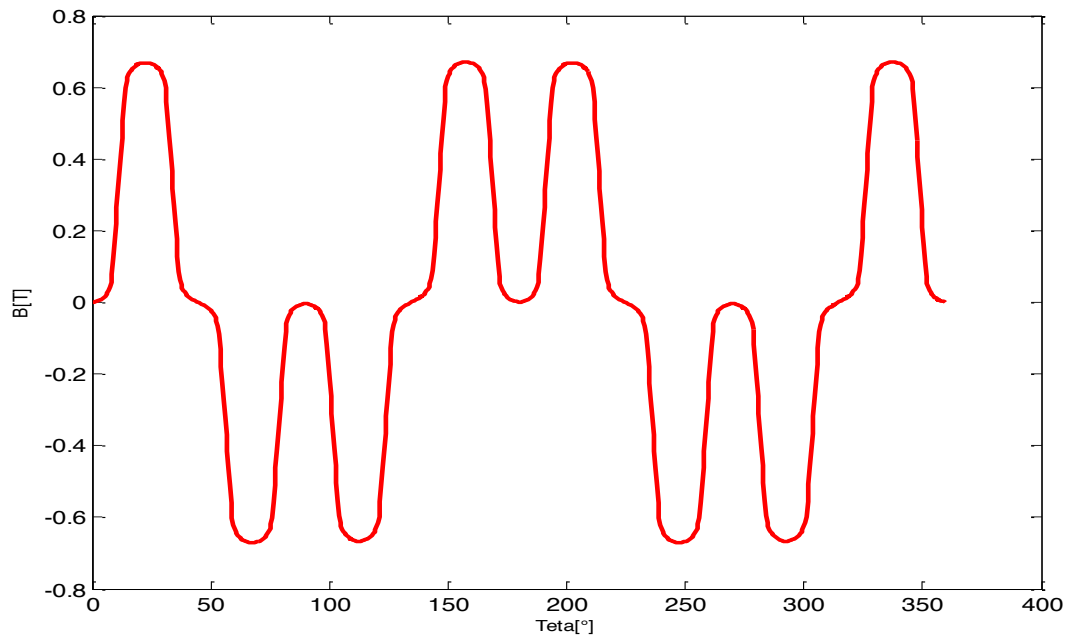


Figure 5.9 : Induction radiale sur le rotor sur une période NSSN, telle qu'obtenue par simulations par éléments finis pour un cas de PMAR

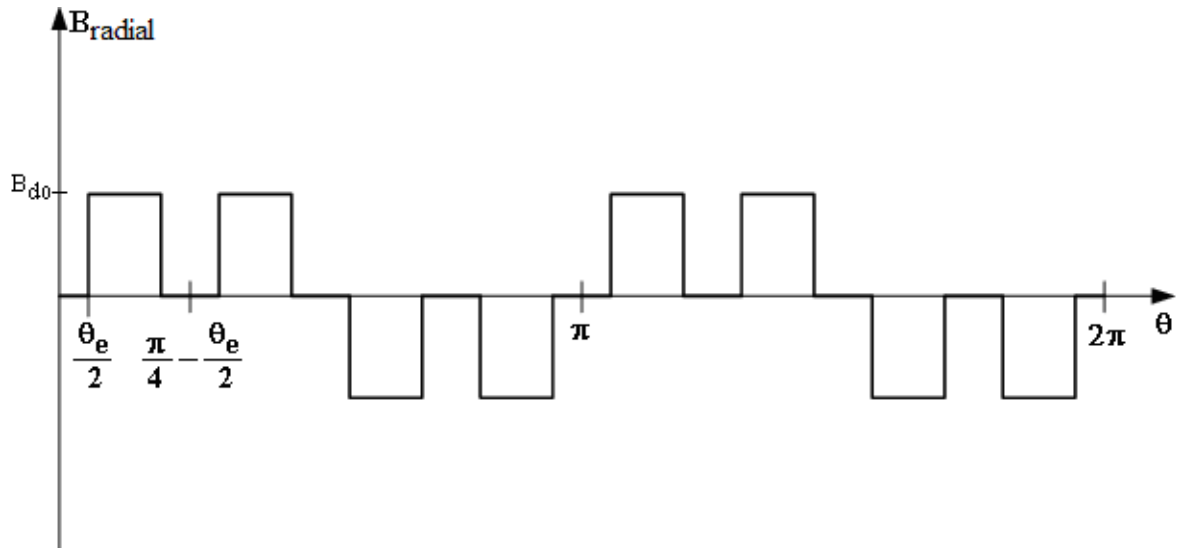


Figure 5.10 : Approximation théorique d'induction sur le rotor sur une période NSSN

En considérant la fonction impaire — les coefficients b_v sont nuls —, les coefficients a_v se déduisent de l'intégration de l'expression (5. 14) :

$$a_v = \frac{8 \cdot B_{d0}}{\pi} \int_{\frac{\theta_e}{2}}^{\frac{\pi}{4} + \frac{\theta_e}{2}} \sin v\theta d\theta \quad (5. 14)$$

$$(v = 2n, \quad n = 1, 3, 5, \dots)$$

On obtient alors :

$$a_v = -\frac{16}{v\pi} B_{d0} \sin\left(\frac{v\pi}{8}\right) \cdot \sin v\left(\frac{\theta_e}{2} - \frac{\pi}{8}\right) \quad (5. 15)$$

$$(v = 2n, \quad n = 1, 3, 5, \dots)$$

À cause de la symétrie de la forme d'onde de l'induction présentée à la Figure 5.10, les coefficients de Fourier ont des valeurs non nulles seulement dans le cas où v vaut 2 fois les nombres impaires.

Soit un volume magnétique quelconque, lequel est localisé sur le rotor, franchissant des zones où le flux est soit "entrant" dans le rotor, nul, ou encore "sortant" du rotor, ce dernier sera assujéti à des pertes magnétiques définissables en fonction du contenu fréquentiel défini par les équations (5. 13) à (5. 15). Sachant qu'un tel volume parcourt une distance angulaire mécanique de 2π radians sur une période T où $\omega \cdot T = 2\pi$, on peut alors affirmer que ledit volume sera assujéti à une induction magnétique de fréquence fondamentale f , avec $\theta_{mec} = 2\pi \cdot f \cdot t$. Ainsi, l'induction $B(t)$ vue par ce volume rotorique peut être réécrite :

$$B(t) = \hat{B} \cdot \sum_{v=1}^n a_v \sin(2\pi \cdot v f \cdot t) \quad \text{avec } (v = 1, 3, 5, \dots) \quad (5. 16)$$

et, d'où l'on tire les pertes par hystérésis pour lesquelles on ne considère que le fondamental :

$$P_{hr} = k_h \cdot (a_1)^\beta \cdot (2f)^\alpha \cdot m_{culrtot} \quad (5. 17)$$

B_{d0} est l'induction de la dent due uniquement au courant I_0 , et $m_{culrtot}$ est la masse de la culasse totale du rotor, et a_1 vaut, à partir de (5. 15) :

$$a_1 = -\frac{6.123 \cdot B_{d0}}{\pi} \sin\left(\frac{\theta_e}{2} - \frac{\pi}{8}\right) \quad (5. 18)$$

Par exemple, dans un PMAR où la dent occuperait un arc d'angle $\theta_e = 10^\circ$, on aurait $a_1 = 0.59$ et pour $B_{d0} = 0.9T$, on aurait une induction de fondamentale d'amplitude $0.53T$.

B. En présence du balourd

Lorsqu'on observe les courbes Figure 5.11 et Figure 5.12 qui présentent le module de la distribution de l'induction tangentielle au rotor obtenue par éléments finis en présence d'un balourd, respectivement à l'instant $t = 0$ et lorsque le rotor a parcouru $8/100^\circ$ de tour

correspondant à 27 degrés mécanique, on constate que l'induction de cette dernière n'est pas la même pour un observateur situé à différentes positions.

En effet, les Figure 5.11 et Figure 5.12 illustrent la distribution de la composante tangentielle de l'induction telle que vue par des observateurs localisés sur le rotor à des positions radiales de 0 à 360° mécaniques.

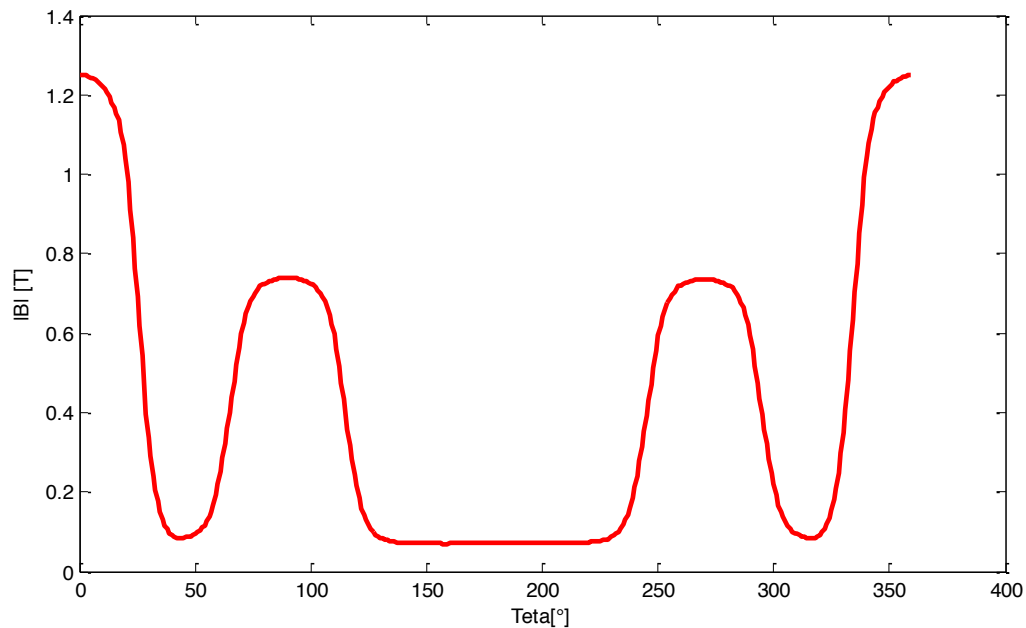


Figure 5.11 : Module de l'induction tangentielle en fonction de la position angulaire du rotor, pour un instant donné ($t=0$) le balourd est situé à $\theta_0=180^\circ$ et fait face à une encoche.

En effet, le balourd n'étant localisé qu'à un seul endroit à la fois, le flux de compensation du balourd — permettant de ramener le rotor à la position centrée — s'additionne ou se soustrait au flux de polarisation en fonction de la position du rotor. Par conséquent, la forme de l'induction est non seulement différente en fonction du temps, mais elle l'est aussi en fonction de la position initiale de l'observateur observant la variation de l'induction dans sur une période du rotor à un temps donné comme le montrent les Figure 5.11 et Figure 5.12. Cet effet rend le calcul des pertes magnétiques plus complexe qu'en l'absence du balourd.

À la Figure 5.12, la même distribution est représentée, après que l'arbre ait parcouru environ $8/100^\circ$ de tour. Comme les observateurs sont solidaires du rotor, le balourd situé à $\theta_0=180^\circ$, les courants sinusoïdaux au stator vont influencer la distribution de B sur le rotor.

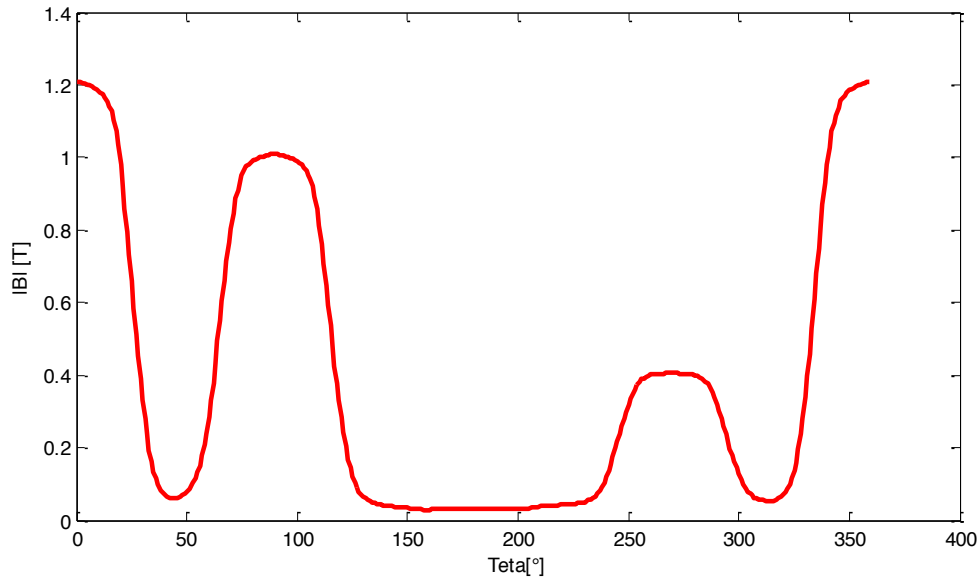


Figure 5.12 : Module de l'induction tangentielle en fonction de la position angulaire du rotor, après $8/100^\circ$ de tour plus tard, le balourd est situé à $\theta=180^\circ$ par rapport au centre de l'encoche

Pour déterminer les pertes Fer au rotor, l'amplitude de l'induction magnétique parcourant la masse ferromagnétique rotorique et son évolution dans le temps doit être modélisée. En observant les Figure 5.11 et Figure 5.12, l'amplitude maximale de l'induction tangentielle observée diffère selon θ_0 . Il est alors important de caractériser l'amplitude de l'induction en considérant toutes les positions géométriques de θ_0 et d'appliquer la valeur de l'amplitude trouvée à cette partie du rotor. En d'autres termes, à une position de θ_0 donnée correspond une valeur d'induction maximale.

Considérons le centreur actif soumis à un balourd de la Figure 5.13 ayant une subdivision en intervalles. Chaque intervalle correspond à une succession d'éléments infinitésimaux consécutifs à géométries identiques.

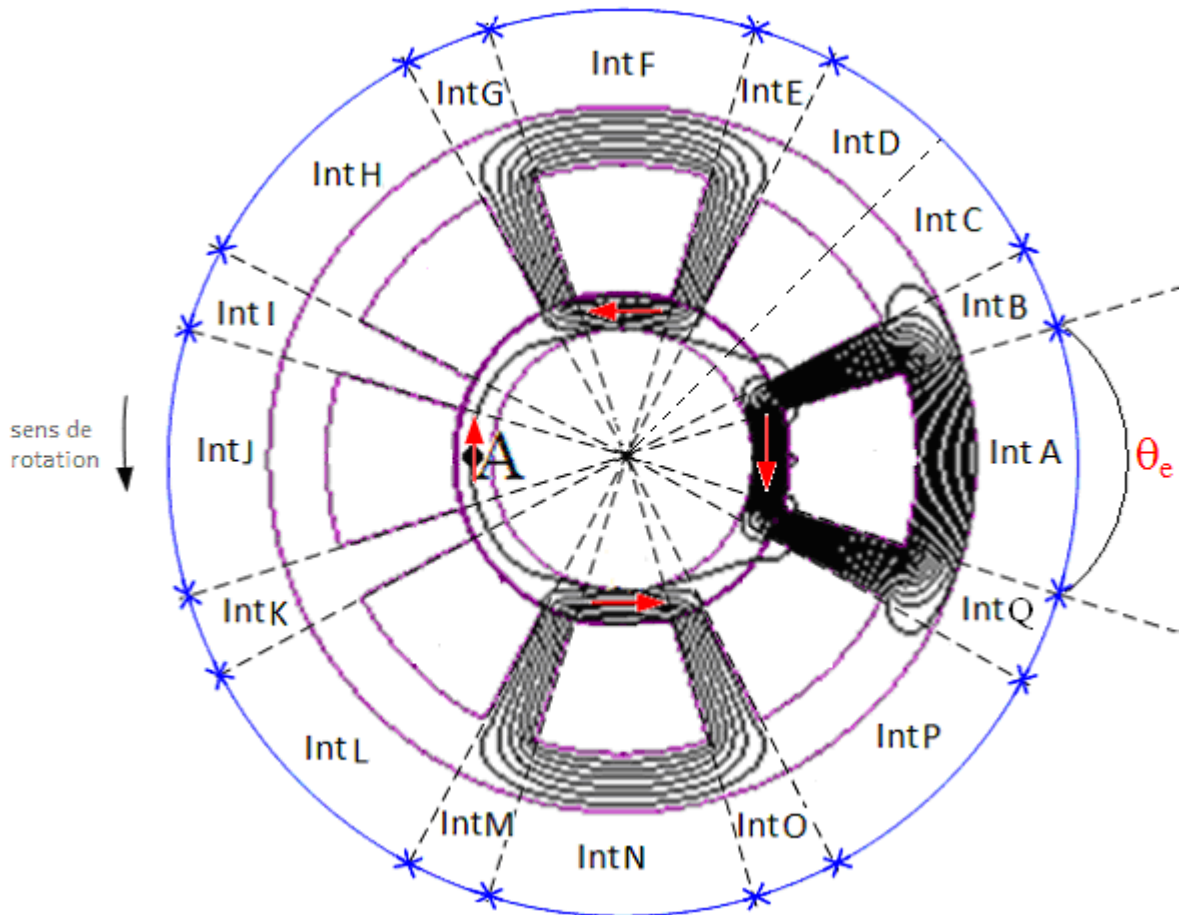


Figure 5.13 : Position de θ_0 selon les intervalles (Int = intervalle)

La valeur du champ d'induction magnétique $B(\theta_0, t)$ se définit à partir de la position θ_0 considérée par rapport au balourd. Les angles θ_0 sont définis selon un système de coordonnées cylindriques en rotation, solidaires du rotor. On supposera ici que le balourd est localisé à un angle $\theta_0 = \pi$ et qu'à $t = 0$, le balourd est localisé au point A, lequel se trouve au centre de l'encoche (Figure 5.13). On définit θ_0 comme étant l'angle d'un point donné localisé sur le rotor en mouvement et pris à partir du référentiel rotorique en mouvement.

On définit un courant positif selon que celui-ci crée un champ d'induction tangential rotorique orienté dans le sens horaire et selon qu'une valeur négative de courant crée un champ d'induction orienté dans le sens antihoraire. À un courant de polarisation I_0 correspond un champ d'induction tangentielle au rotor B_0 proportionnel à I_0 . De plus, à un courant de compensation d'amplitude \hat{I}_c correspond un champ d'induction d'amplitude \hat{B}_c à l'intérieur du rotor. Ainsi donc, les courants dans les quatre enroulements seront :

$$i_{1x} = \hat{I}_c \cos \Omega t + I_0 \quad (5.19)$$

$$i_{1y} = -\hat{I}_c \sin \Omega t - I_0 \quad (5.20)$$

$$i_{2x} = -\hat{I}_c \cos \Omega t + I_0 \quad (5.21)$$

$$i_{2y} = -\hat{I}_c \sin \Omega t - I_0 \quad (5.22)$$

L'orientation des courants est présentée à la Figure 5.14.

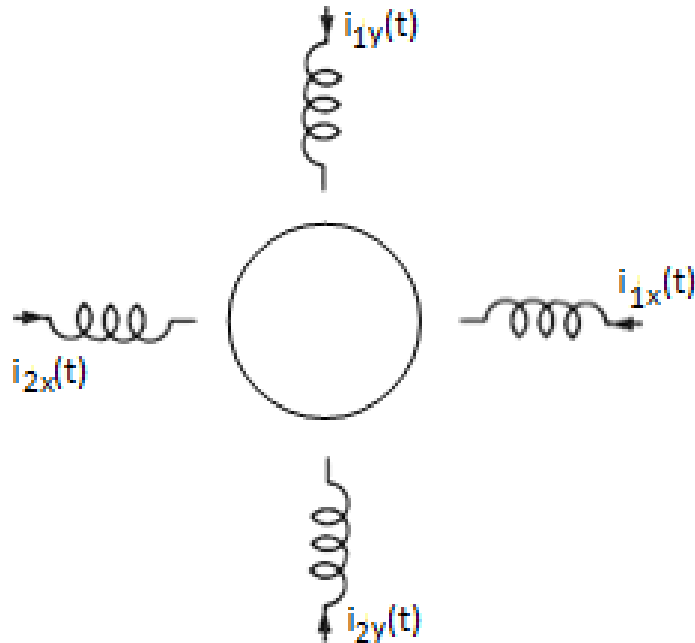


Figure 5.14 : Orientation des courants dans les bobines

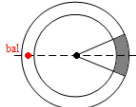

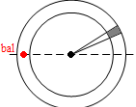
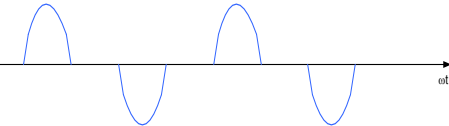
Pour des fins d'étude, les hypothèses simplificatrices ci-dessous ont été considérées :

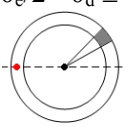
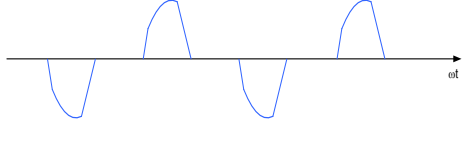
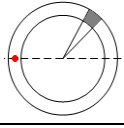
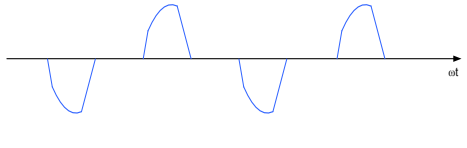
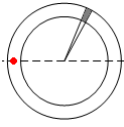
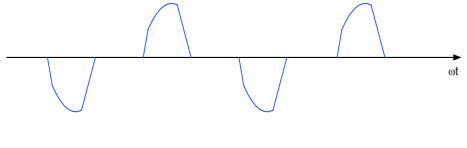
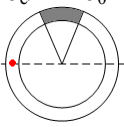
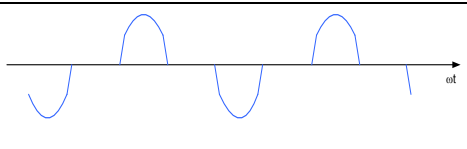
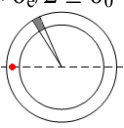
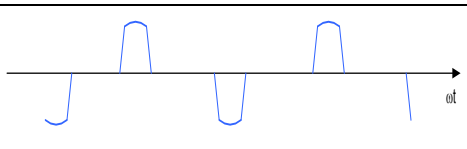
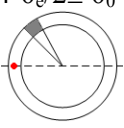
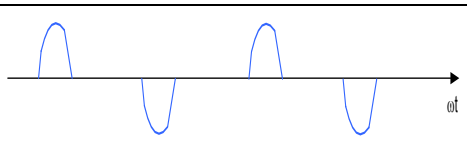
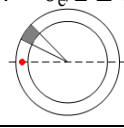
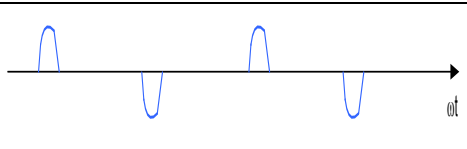
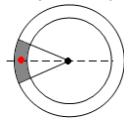
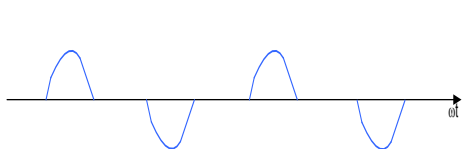
- le champ d'induction magnétique est limité à l'induction tangentielle;
- le champ d'induction magnétique est supposé linéaire sous une dent;
- l'induction magnétique est sinusoïdale entre deux dents d'une même paire de pôles.

En étudiant le comportement de l'induction magnétique pour tous les cas $0 < \theta_0 < 2\pi$, nous avons remarqué une symétrie du champ d'induction B par rapport à π . C'est-à-dire que les points $0 < \theta_0 < \pi$ du rotor voient les mêmes formes d'onde que pour $\pi < \theta_0 < 2\pi$. Par conséquent, cette étude a été limitée à un intervalle θ_0 allant de 0 à π . On pourra déterminer les pertes au rotor en multipliant par 2 les pertes intégrées sur $0 < \theta_0 < \pi$.

Les pertes par hystérésis étant fonction de l'amplitude maximale de l'induction magnétique, seule cette dernière a été considérée dans cette section. Les amplitudes des cas étudiés ont été reportées au Tableau 5.1.

Tableau 5.1 : Étude de cas (amplitudes maximales)

Description des cas	Forme d'onde d'induction tangentielle vue par le rotor	Amplitude de l'induction $B(t)$
$-\theta_c/2 \leq \theta_0 < \theta_c/2$  Cas A		$B_0 + \hat{B}_c$
$\theta_c/2 \leq \theta_0 < \theta_c/2 + \theta_d$  Cas B		$B_0 + \hat{B}_c$

$\theta_e/2 + \theta_d \leq \theta_0 < \pi/4$  Cas C		$B_0 + \hat{B}_c$
$\pi/4 \leq \theta_0 < \pi/4 + \theta_e/2$  Cas D		$B_0 + \hat{B}_c \cdot \sin\left(\frac{\pi}{4}\right)$
$\pi/4 + \theta_e/2 \leq \theta_0 < \pi/2 - \theta_e/2$  Cas E		Valeur moyenne de $\sqrt{B^2}$ $\sqrt{B_0^2 + B_0 \hat{B}_c (\sin(\pi/4) + \sin \theta_e) + \hat{B}_c^2 (\sin^2(\pi/4) + \sin^2 \theta_e)}$
$\pi/2 - \theta_e/2 \leq \theta_0 < \pi/2 + \theta_e/2$  Cas F		Valeur moyenne de $\sqrt{B^2}$ $\sqrt{B_0^2 + \hat{B}_c^2 \sin^2(\theta_e)}$
$\pi/2 + \theta_e/2 \leq \theta_0 < 3\pi/4 - \theta_e/2$  Cas G		B_0
$3\pi/4 - \theta_e/2 \leq \theta_0 < 3\pi/4 + \theta_e/2$  Cas H		B_0
$3\pi/4 + \theta_e/2 \leq \theta_0 < \pi - \theta_e/2$  Cas I		$B_0 - \hat{B}_c \cdot \sin\left(\frac{\pi}{4}\right)$
$\pi - \theta_e/2 \leq \theta_0 < \pi + \theta_e/2$  Cas J		$B_0 - \hat{B}_c \cdot \sin\left(\frac{\pi}{4}\right)$

Ainsi, pour le cas $0 \leq \theta_0 < \theta_e/2$, le rotor verra une induction $B(\theta_0, t)$ alternative de fréquence f et d'amplitude $B_0 + \hat{B}_c$, ce qui permettra d'établir les pertes par hystérésis spécifiques dans cet intervalle données par l'expression (5. 23).

$$\frac{P_{hr}}{masse} = k_h \cdot (B_0 + \hat{B}_c)^2 \cdot f \quad (5.23)$$

Les pertes par hystérésis dans cet intervalle seront calculées considérant la masse du rotor dans l'intervalle considéré. Il en sera de même pour tous les autres cas. Les pertes par hystérésis totales sont données à l'expression (5.24).

$$P_{hr} = k_h \cdot f \cdot \left[\begin{array}{l} m_e \cdot \left(4B_0^2 + 2B_0B_c + B_c^2 \left(\frac{3}{2} + \sin^2 \theta_e \right) \right) \\ + m_d \cdot \left(4B_0^2 + B_c^2 (3 - \cos^2 \theta_e) + B_0B_c \left(2 - \frac{\sqrt{2}}{2} + \sin \theta_e \right) \right) \end{array} \right] \quad (5.24)$$

Où m_e et m_d sont respectivement la masse du rotor sous une encoche et la masse du rotor sous une dent et valent :

$$m_e = S_{culr} \cdot \frac{\theta_e}{2} (D_a + e_{culr}) \cdot \rho_{acier} \quad (5.25)$$

$$m_d = S_{culr} \cdot \frac{\theta_d}{2} (D_a + e_{culr}) \cdot \rho_{acier}$$

5.6.3 Pertes par courants de Foucault

La relation (5.26) exprime les pertes massiques par courants de Foucault dans un matériau parcouru par une induction variable B , à une fréquence f donnée par [STE 84].

$$p_f = k_f \cdot (f \cdot \hat{B})^2 \quad (5.26)$$

5.6.3.1 Pertes par courants de Foucault au stator

En appliquant cette dernière au stator du centreur actif de la Figure 5.4 comme dans le cas des pertes par hystérésis, on obtient alors l'expression (5.27).

$$P_{fs} = k_f \cdot f^2 \left(\hat{B}_{cs}^2 \cdot m_{culstot} + 8 \cdot \hat{B}_{dent}^2 \cdot m_{dent} \right) \quad (5.27)$$

5.6.3.2 Pertes par courants de Foucault au Rotor

A. À vide

En se basant sur l'étude faite au § 5.6.2.2, la somme des pertes par courants de Foucault totale est donnée par l'expression (5.28)

$$P_{fr} = k_f \cdot (a_v)^2 \cdot (2f)^2 \cdot m_{culrtot} \quad (5.28)$$

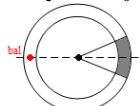
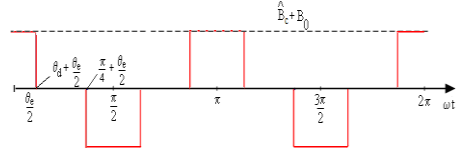
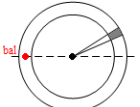
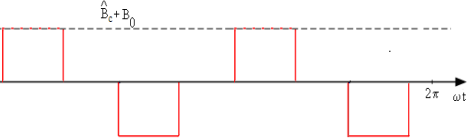
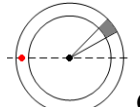
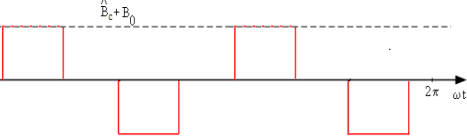
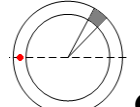
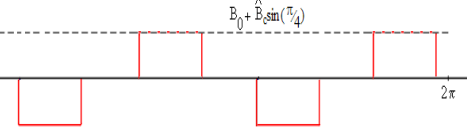
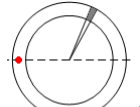
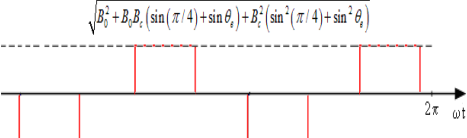
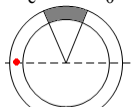
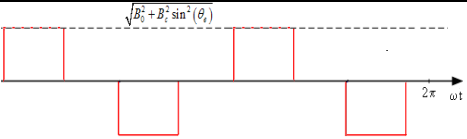
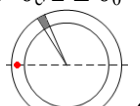
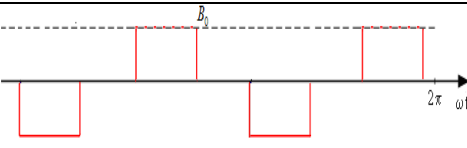
B. En présence du balourd

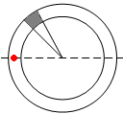
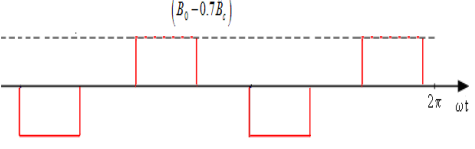
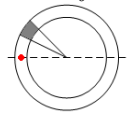
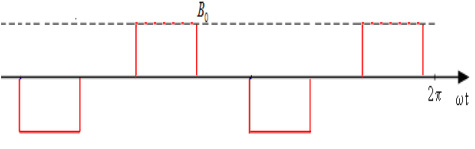
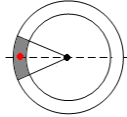
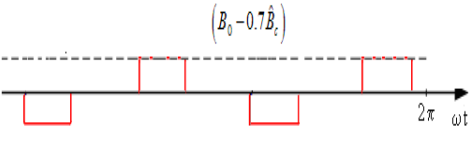
Pour modéliser les pertes par courants de Foucault au rotor en présence du balourd, nous avons procédé de la même manière qu'avec les pertes par hystérésis mais cependant, au lieu de rechercher l'amplitude maximale du champ d'induction magnétique, nous nous sommes limités à l'amplitude de l'onde fondamentale obtenue dans chaque cas présenté au Tableau 5.2. Les hypothèses simplificatrices posées sont les suivantes :

- toute onde est supposée carrée et d'une amplitude qui dépendra de l'intervalle considéré;
- les alternances positives et négatives de l'onde carrée ont une largeur angulaire fixée à $\pi/2$;
- seule l'amplitude du fondamental est prise en compte pour le calcul des pertes par courants de Foucault, les harmoniques sont négligées.

L'étude a été limitée dans l'intervalle $0 < \theta_0 < \pi$ et les amplitudes des ondes fondamentales ainsi que l'amplitude des ondes carrées des cas étudiés ont été reportées au Tableau 5.2. Le calcul des pertes par courants de Foucault sur l'intervalle $\pi < \theta_0 < 2\pi$ pourra, par symétrie, être considéré comme équivalent à celui effectué sur l'intervalle $0 < \theta_0 < \pi$.

Tableau 5.2 : Étude de cas (amplitudes des ondes fondamentales)

Description des cas et intervalles	Forme d'onde d'induction tangentielle approximée	Formulation mathématique du fondamental de l'induction dans l'intervalle considéré
$-\theta_e/2 \leq \theta_0 < \theta_e/2$  Cas A		$\frac{4}{\pi\sqrt{2}} (B_0 + \hat{B}_c)$
$\theta_e/2 \leq \theta_0 < \theta_e/2 + \theta_d$  Cas B		$\frac{4}{\pi\sqrt{2}} (B_0 + \hat{B}_c)$
$\theta_e/2 + \theta_d \leq \theta_0 < \pi/4$  Cas C		$\frac{4}{\pi\sqrt{2}} (B_0 + \hat{B}_c)$
$\pi/4 \leq \theta_0 < \pi/4 + \theta_e/2$  Cas D		$\frac{4}{\pi\sqrt{2}} (B_0 + 0.7\hat{B}_c)$
$\pi/4 + \theta_e/2 \leq \theta_0 < \pi/2 - \theta_e/2$  Cas E		<p>Valeur moyenne</p> $\frac{4}{\pi\sqrt{2}} \sqrt{B_0^2 + B_0 B_c (\sin(\pi/4) + \sin \theta_e) + B_c^2 (\sin^2(\pi/4) + \sin^2 \theta_e)}$
$\pi/2 - \theta_e/2 \leq \theta_0 < \pi/2 + \theta_e/2$  Cas F		<p>Valeur moyenne</p> $\frac{4}{\pi\sqrt{2}} \sqrt{B_0^2 + B_c^2 \sin^2(\theta_e)}$
$\pi/2 + \theta_e/2 \leq \theta_0 < 3\pi/4 - \theta_e/2$  Cas G		$\frac{4B_0}{\pi\sqrt{2}}$

$3\pi/4 - \theta_e/2 \leq \theta_0 < 3\pi/4$  Cas H		$\frac{4B_0}{\pi\sqrt{2}}$
$3\pi/4 \leq \theta_0 < 3\pi/4 + \theta_e/2$  Cas I		$\frac{4}{\pi\sqrt{2}}(B_0 - 0.7\hat{B}_c)$
$\pi - \theta_e/2 \leq \theta_0 < \pi + \theta_e/2$  Cas J		$\frac{4}{\pi\sqrt{2}}(B_0 - 0.7\hat{B}_c)$

Ainsi, pour le cas $0 \leq \theta_0 < \theta_e/2$, le rotor verra une induction $B(\theta_0, t)$ alternative de fréquence f et l'amplitude du fondamental est $(4 \cdot (B_0 + \hat{B}_c) / \sqrt{2})$, ce qui permettra d'établir les pertes par courants de Foucault spécifiques dans cet intervalle données par l'expression

$$\frac{P_{fr}}{masse} = \frac{8 \cdot k_f}{\pi^2} \cdot (B_0 + \hat{B}_c)^2 \cdot (f)^2 \quad (5. 29)$$

Les pertes par courant de Foucault dans cet intervalle seront calculées en considérant la masse du rotor dans l'intervalle considéré. Il en sera de même pour tous les autres cas (A à J). Les pertes par courants de Foucault totales sont données à l'expression (5. 30).

$$P_{fr} = \frac{8}{\pi^2} k_f \cdot f^2 \cdot \left[\begin{aligned} & m_e \cdot \left(4B_0^2 + 2B_0B_c + B_c^2 \left(\frac{3}{2} + \sin^2 \theta_e \right) \right) \\ & + m_d \cdot \left(4B_0^2 + B_c^2 (3 - \cos^2 \theta_e) + B_0B_c \left(2 - \frac{\sqrt{2}}{2} + \sin \theta_e \right) \right) \end{aligned} \right] \quad (5. 30)$$

5.7 Pertes dans les centreurs hybrides

5.7.1 Pertes Joule

Aucune densité de courant constant n'étant associée aux centreurs hybrides, seule la densité de courant liée au courant de perturbation intervient dans le calcul des pertes Joule. Sur chaque axe, la densité de courant est donnée par les expressions (5. 31) :

$$\begin{aligned} j_{cx}(t) &= \hat{J}_c \cdot \cos \omega t \\ j_{cy}(t) &= \hat{J}_c \cdot \sin \omega t \end{aligned} \quad (5. 31)$$

Où \hat{J}_c est la valeur crête de la densité de courant.

En décomposant les pertes Joule sur les axes x et y comme effectué dans le cas des centreurs actifs, on obtient les pertes instantanées totales sur les axes x-y d'un demi centreur hybride présentées en (5. 32)

$$\begin{aligned} p_{jx}(t) &= 2k_p \cdot \left(\hat{J}_c \cdot \cos \omega t \right)^2 \\ p_{jy}(t) &= 2k_p \cdot \left(\hat{J}_c \cdot \sin \omega t \right)^2 \end{aligned} \quad (5. 32)$$

Avec $k_p = \rho_{cu} \cdot V_{cu}$, où V_{cu} représente le volume de cuivre d'un enroulement du centreur — rappelons que chaque dent comporte un enroulement et qu'un centreur magnétique hybride comporte 8 enroulements mis en série deux à deux, lesquels forment au total 4 bobines.

Les pertes totales du centreur valent:

$$P_{\text{tot}} = 8 \cdot k_p \cdot \left(\frac{\hat{J}_c}{\sqrt{2}} \right)^2 \quad (5.33)$$

Du fait que le centreur comporte 8 enroulements, la résistance d'un enroulement comprenant N spires du centreur magnétique hybride se réduit à l'expression donnée en (5.34).

$$R_{\text{enr}} = N^2 \frac{k_p}{S_{\text{cu}}} \quad (5.34)$$

Pour réduire les pertes Joule, on peut augmenter la section du cuivre — pour un même courant circulant dans les bobines du centreur, une augmentation de la section du cuivre entraîne une diminution de la densité de courant et par conséquent, une diminution des pertes Joule. Augmenter la section de cuivre se traduit par l'augmentation de la section de bobinage. Étant donné que dans les centreurs hybrides le flux de polarisation est généré par des aimants permanents, pour un même courant et pour une même section de cuivre, les pertes Joule seront beaucoup plus faibles dans ces derniers que dans les centreurs actifs.

5.7.2 Pertes par courants de Foucault

Dans cette étude, les pertes générées par la circulation du flux axial, perpendiculaire au plan des laminations, présenté à la Figure 5.15b ne seront pas inclus dans nos résultats. Il est alors nécessaire de valider l'hypothèse que les pertes générées par le flux axial peuvent effectivement être négligées.

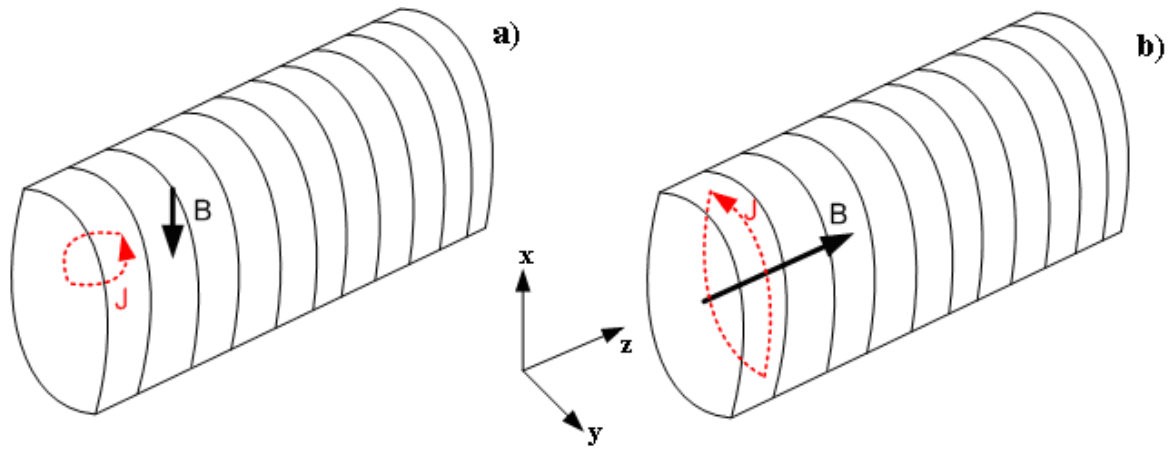


Figure 5.15 : Circulation des flux axial et radial

Pour ce faire, nous avons effectué des simulations sur MagNet, où l'arbre mécanique a été remplacé par un matériau anisotrope afin de tenir compte des perméabilités différentes dans les axes x - y et z . La résistivité du matériau dans les axes x et y a été choisie suffisamment petite pour que les courants de Foucault dus au flux axial puissent circuler dans le plan x - y . Quant à la résistivité dans l'axe z , elle a été choisie suffisamment grande pour éviter toute circulation de courant dans l'axe z due aux flux radiaux, s'agissant ici de mettre en place une méthode permettant d'isoler les pertes par courants de Foucault causés par la variation du flux dans l'axe z . Ceci implique que les seules pertes ohmiques à vide que nous relevons sont celles provenant des courants induits par une variation du flux axial. En considérant le demi-stator du centreur hybride de la Figure 5.16a, hormis l'arbre proprement dit, on peut y remarquer que les seules zones où le flux peut être axial est la zone encerclée en rouge de la Figure 5.16b, laquelle est située dans les laminations du rotor.

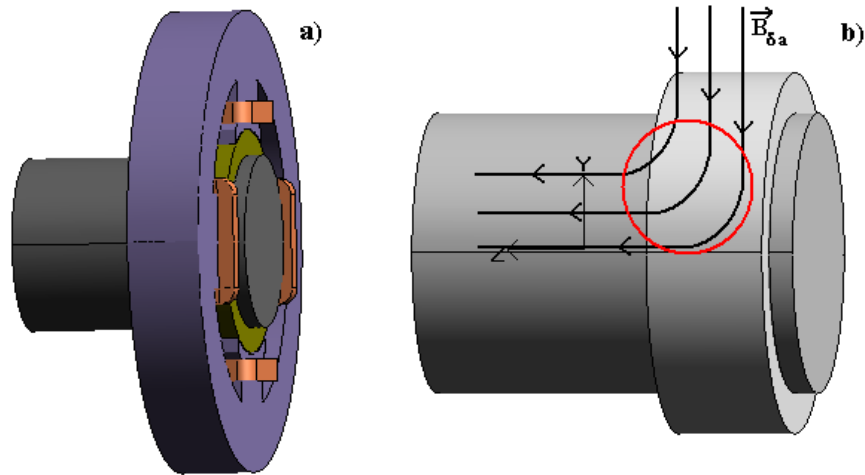


Figure 5.16 : demi-stator PMHR

Les pertes à vide relevées dans les laminations après simulation d'un modèle de centreur hybride de diamètre extérieur $D_{\text{ext}} = 0.27$ m, avec un arbre ferromagnétique non laminé de diamètre $D_a = 0.1$ m tournant à 9000 RPM sont d'environ **5 mW**. La composante en z du flux circulant dans les laminations au rotor de la Figure 5.17 ne génère pas de pertes importantes. Ces dernières sont alors négligées par la suite.

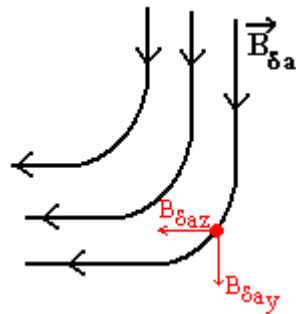


Figure 5.17 : Zoom des lignes de champ dans les laminations du PMHR

5.7.2.1 Au Rotor

A. À vide

La Figure 5.18 présente l'évolution de l'induction radiale dans l'entrefer à $t = 0$ pour un centreur de diamètre extérieur $D_{\text{ext}} = 0.27\text{m}$, de diamètre d'arbre $D_a = 0.1\text{m}$ tournant à 9000RPM et de force radiale 2375N.

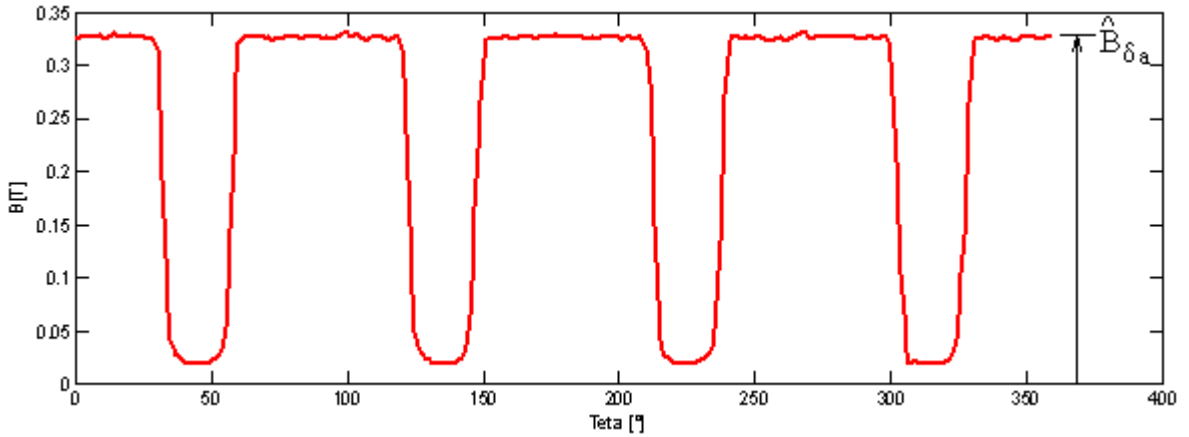


Figure 5.18 : Évolution de B au rotor à vide à $t = 0$, en fonction de la position radiale dans le référentiel du rotor

Cette courbe est identique à tous les temps t , mais décalée dans l'espace en fonction de la position du rotor. Par conséquent, pour calculer les pertes magnétiques à vide, on peut se limiter à cette courbe en décomposant B en série de Fourier comme dans le cas des centreurs actifs. On obtient alors pour un demi-stator :

$$\begin{aligned}
 P_{fr} &= k_f \cdot \sum_{v=1}^n \left[\left(0.5 \cdot \hat{B}_{\delta a, v} \right)^2 \cdot (v \cdot 4f)^2 \right] \cdot m_{culrtot} \\
 &= k_f \cdot \sum_{v=1}^n \left[\hat{B}_{\delta a, v}^2 \cdot \left(v \cdot \frac{\Omega}{\pi} \right)^2 \right] \cdot m_{culrtot}
 \end{aligned} \tag{5.35}$$

$B_{\delta a}$ est l'induction magnétique dans l'entrefer due à l'aimant.

B. En présence du balourd

Dans la section précédente, un calcul des pertes par courants de Foucault a été effectué en l'absence de balourd, correspondant à l'état d'un centreur hybride à vide. Lorsque survient un balourd, la méthodologie de calcul devient plus complexe car la variation d'induction dans le temps n'est pas identique. En effet, elle change d'une position du rotor à l'autre à cause de l'interaction des flux générés par les bobines dans le plan x-y. Dans cette section, nous proposons une méthodologie de calcul des pertes par courants de Foucault, incluant quelques hypothèses réalistes.

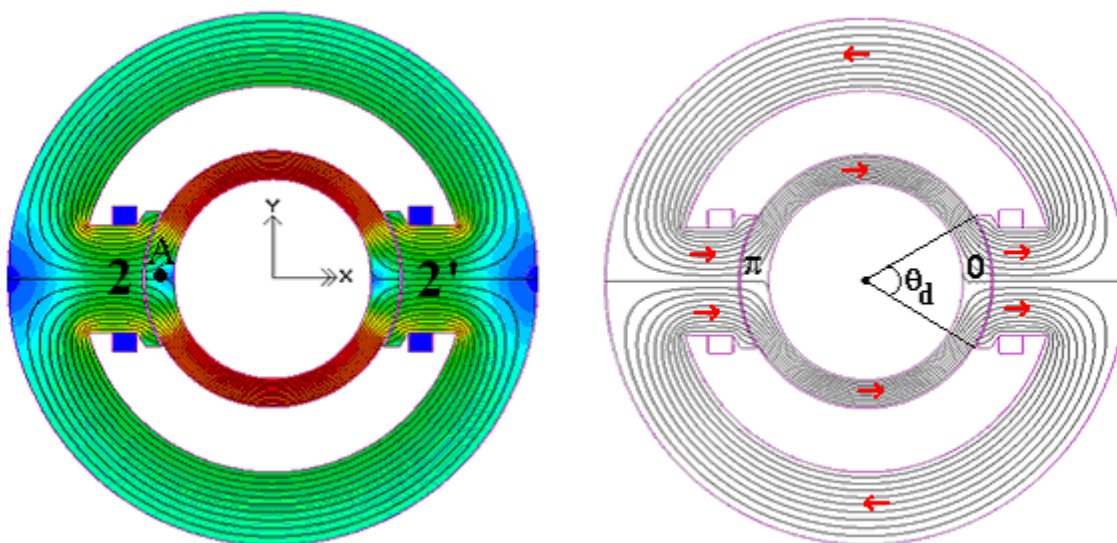


Figure 5.19 : Centreur magnétique fictif à deux pôles sur l'axe x

Pour fixer les idées, considérons uniquement un centreur à une paire de pôles soumis à un balourd situé au point A, et dont les lignes de champ sont présentées à la Figure 5.19, et faisons une étude de pertes par courants de Foucault dans le plan (x-y) — sans tenir compte des aimants. La prise en compte des aimants sera effectuée en additionnant les pertes obtenues dans le cas sans aimants avec les pertes à vide comme nous le verrons par la suite.

Considérons la coupe du rotor de la Figure 5.20. La réaction au balourd se traduit par une alimentation des bobines en x de type cosinus et celle en y de type sinus comme présenté au chapitre 4. En ne tenant compte que du flux entrant normalement à la section S_n , si on

alimente les deux bobines en série par un courant de type cosinus de fréquence f , l'induction suivra une évolution sinusoïdale dans le temps, mais son amplitude variera selon la position radiale dans la culasse rotorique. Ainsi, un observateur situé au même angle radial que le balourd verra une amplitude minimale de B , alors qu'un autre observateur verra une amplitude plus élevée. Les laminations rotoriques sont en forme d'anneaux, lesquelles sont faciles à introduire dans l'arbre du rotor.

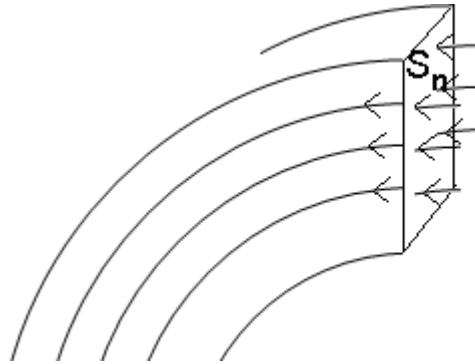


Figure 5.20 : Coupe du rotor du centreur magnétique à deux pôles

En considérant l'hypothèse selon laquelle le flux entre dans les laminations du rotor de manière parallèle à leur surface comme le montre la Figure 5.20, on peut faire l'approximation qu'au point 0 de la Figure 5.19, l'induction magnétique est minimale. À mesure qu'on se déplacera sous la dent, le flux embrassé par les laminations augmentera jusqu'à atteindre la valeur maximale de l'induction magnétique générée par le courant dans les bobines à $\theta = \theta_d / 2$ telle qu'observé à la Figure 5.21. Cette dernière présente la variation du module de l'induction dans les laminations du rotor à $t = 0,335\text{ms}$ (36.18 degrés électriques) d'un observateur situé dans le référentiel du stator.

Cette approximation nous permet d'approcher $\hat{B}_{cr}(\theta)$ par une fonction cosinusoidale sous la dent. En chaque point des laminations du rotor, l'induction peut être décomposée en une induction radiale et tangentielle. Cependant, la contribution de l'induction tangentielle est plus importante dans la majeure partie des laminations du rotor sauf aux angles proches de $\theta = k \cdot \pi / 2$. Par conséquent, pour des raisons de simplification, nous utilisons

uniquement l'induction magnétique tangentielle pour l'analyse des pertes fer au rotor en présence d'un balourd. Considérons le flux sortant de la dent 2 et entrant dans la dent 2' tel que présenté à la Figure 5.19, et le sens positif du flux tangentiel pris dans le sens horaire.

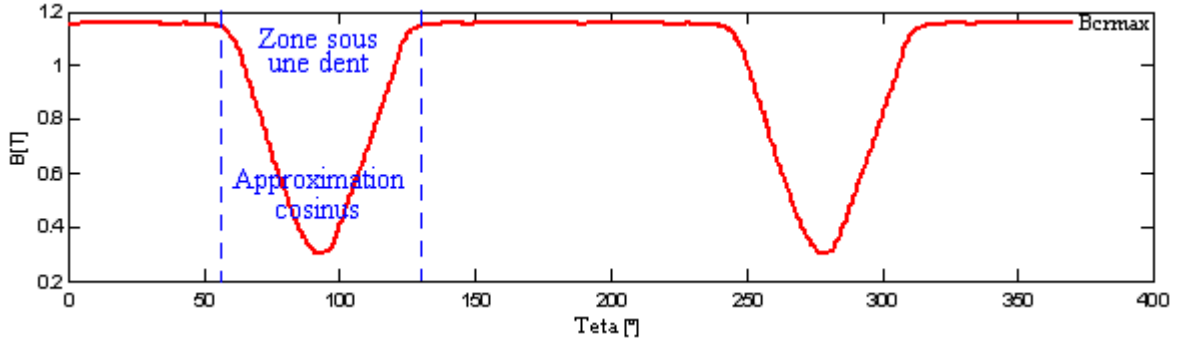


Figure 5.21 : Évolution du module de B à $t = 0.335$ ms (Teta pris au référentiel statorique)

En se référant à la Figure 5.19, on peut alors approximer l'induction tangentielle sur une période géométrique du rotor par les expressions (5. 36) et (5. 37).

$$B_{crx}(\theta, t) = \hat{B}_{crx}(\theta) \cdot \cos \omega t \quad (5. 36)$$

$$\hat{B}_{crx}(\theta) = \begin{cases} B_{cr \max} \left(0.5 - 0.5 \cdot \cos \left(2\pi \cdot \frac{\theta}{\theta_d} \right) \right) & \text{pour } 0 \leq \theta \leq \frac{\theta_d}{2} \\ B_{cr \max} \left(-0.5 + 0.5 \cdot \cos \left(2\pi \cdot \frac{\theta}{\theta_d} \right) \right) & \text{pour } -\frac{\theta_d}{2} \leq \theta \leq 0 \\ B_{cr \max} \left(0.5 - 0.5 \cdot \cos \left(2\pi \cdot \left(\frac{\theta - \pi}{\theta_d} \right) \right) \right) & \text{pour } \pi - \frac{\theta_d}{2} \leq \theta \leq \pi \\ B_{cr \max} \left(-0.5 + 0.5 \cdot \cos \left(2\pi \cdot \left(\frac{\theta - \pi}{\theta_d} \right) \right) \right) & \text{pour } \pi \leq \theta \leq \pi + \frac{\theta_d}{2} \\ B_{cr \max} & \text{Sinon} \end{cases} \quad (5. 37)$$

Rappelons que θ est l'angle pris dans le référentiel statorique fixe. L'induction B_{crmax} est l'amplitude maximale de l'induction magnétique dans les laminations du rotor à une vitesse de rotation donnée. Son expression est donnée en (5. 38).

$$B_{crmax} = \frac{\left(\frac{\Omega}{\Omega_{max}}\right)^2 \cdot J_{pmax} \cdot S_{cu}}{\mathfrak{R}_e \cdot S_{cult}} \quad (5. 38)$$

Où Ω et Ω_{max} sont respectivement la vitesse d'opération et la vitesse maximale du rotor, J_{pmax} est la densité de courant à la vitesse de rotation maximale, S_{cu} est la section de cuivre d'une bobine et \mathfrak{R}_e est la reluctance magnétique de l'entrefer.

La Figure 5.22 montre l'évolution de l'induction tangentielle $\hat{B}_{crx}(\theta)$ dans les laminations du rotor à $t = 0$, pour une induction B_{crmax} de 1 T, et pour un angle d'ouverture de dent $\theta_d = 60$ degrés, telle que modélisée par (5. 39).

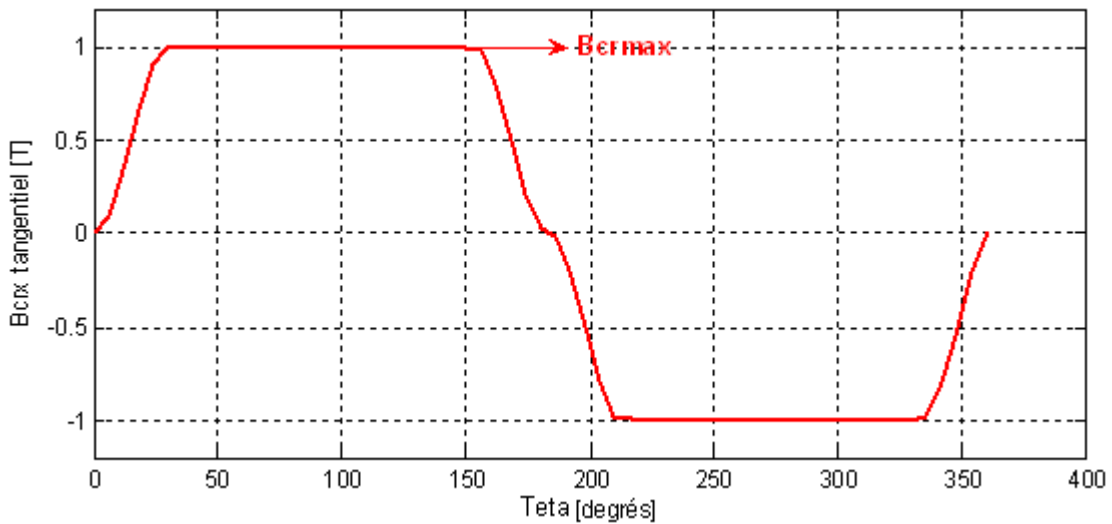


Figure 5.22 : Évolution de l'induction tangentielle B_{crx} dans les laminations du rotor à $t = 0$ (Teta pris au référentiel statorique)

Le modèle à 4 pôles du centreur hybride de la Figure 5.26 est plus complexe et nécessite la prise en compte des contributions des bobines enroulées autour des quatre dents. Étudions

tout d'abord le comportement de l'induction magnétique produite par les bobines sur l'axe y.

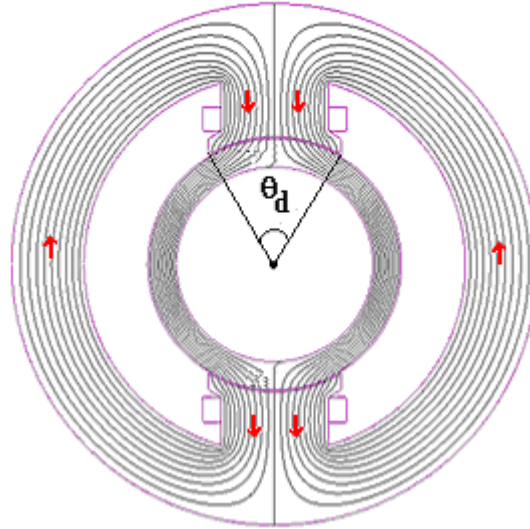


Figure 5.23 : Centreur magnétique fictif à deux pôles sur l'axe y

La Figure 5.23 présente un centreur fictif à deux pôles sur l'axe y. Dans cette étude, nous considérons le balourd localisé au rotor à un angle $\theta_0 = \pi$.

Avant d'étudier l'évolution de l'induction dans les laminations du rotor, représentons d'abord les expressions qui régissent l'évolution de l'induction générée uniquement par le flux des bobines en quadrature par rapport aux bobines de la Figure 5.19 comme le montre la Figure 5.23. Comme dans le cas des expressions de l'induction générées par le flux des bobines enroulées sur les dents sur l'axe x représentées dans les précédents paragraphes, les expressions de l'induction générées par le flux des bobines enroulées sur les dents sur l'axe y sont limitées à l'induction tangentielle. Par analogie à l'expression (5. 36), l'induction $B_{cry}(\theta, t)$ est donné en (5. 39) et les expressions de $\hat{B}_{cry}(\theta)$ sont données en (5. 40).

$$B_{cry}(\theta, t) = \hat{B}_{cry}(\theta) \cdot \sin \omega t \quad (5. 39)$$

$$\hat{B}_{cry}(\theta) = \begin{cases} B_{cr\max} \left(0.5 - 0.5 \cdot \cos \left(2\pi \cdot \frac{\theta - \pi/2}{\theta_d} \right) \right) & \text{pour } \frac{\pi}{2} - \frac{\theta_d}{2} \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \\ B_{cr\max} \left(-0.5 + 0.5 \cdot \cos \left(2\pi \cdot \frac{\theta - \pi/2}{\theta_d} \right) \right) & \text{pour } \frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} + \frac{\theta_d}{2} \\ B_{cr\max} \left(0.5 - 0.5 \cdot \cos \left(2\pi \cdot \frac{\theta - 3\pi/2}{\theta_d} \right) \right) & \text{pour } \frac{3\pi}{2} \leq \theta \leq \frac{3\pi}{2} + \frac{\theta_d}{2} \\ B_{cr\max} \left(-0.5 + 0.5 \cdot \cos \left(2\pi \cdot \frac{\theta - 3\pi/2}{\theta_d} \right) \right) & \text{pour } \frac{3\pi}{2} - \frac{\theta_d}{2} \leq \theta \leq \frac{3\pi}{2} \\ B_{cr\max} & \text{Sinon} \end{cases} \quad (5.40)$$

La Figure 5.24 montre l'évolution de l'induction tangentielle dans les laminations du rotor à rotor à $t = 0$, pour une induction $B_{cr\max}$ de 1 T, et pour un angle d'ouverture de dent $\theta_d = 60$ degrés.

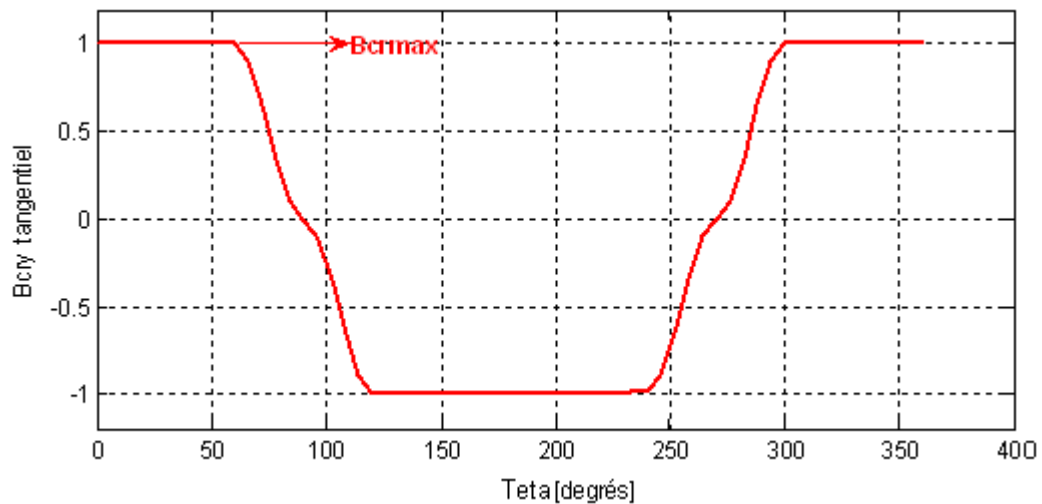


Figure 5.24 : Évolution de l'induction tangentielle B_{crx} dans les laminations du rotor à $t = 0$ (Teta pris au référentiel statorique)

En observant la Figure 5.26, on peut y voir que les laminations du rotor sont subdivisées en quatre grandes zones dans lesquelles les flux de réaction d'induit dus aux bobines en x et en y se soustraient ou s'additionnent comme suit :

- Ils s'additionnent pour :

$$0 \leq \theta < \frac{\pi}{2} \quad \text{et} \quad \pi \leq \theta < \frac{3\pi}{2} \quad (5.41)$$

- Et se soustraient pour :

$$\frac{\pi}{2} \leq \theta < \pi \quad \text{et} \quad \frac{3\pi}{2} \leq \theta < 2\pi \quad (5.42)$$

On obtient la courbe de la Figure 5.25 en additionnant les expressions (5.36) et (5.39), en posant $t = 0$, pour une induction $B_{c_{\max}}$ de 1 T, et pour un angle d'ouverture de dent $\theta_d = 60$ degrés.

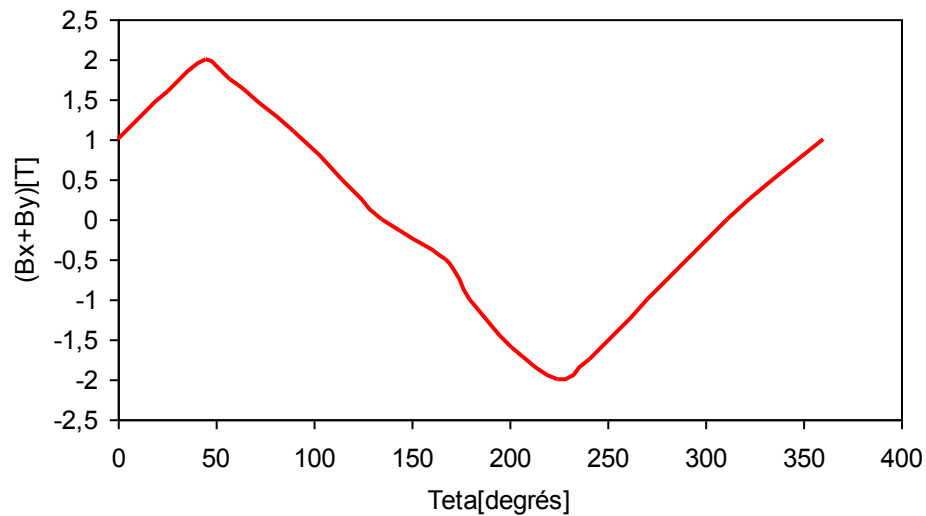


Figure 5.25 : Évolution de l'induction tangentielle dans les laminations du rotor à $t = 0$ (Teta pris au référentiel statorique)

À $t = 0$, le balourd est localisé en face du centre de la dent 2 de la Figure 5.26. On définit θ_0 comme étant l'angle d'un point donné localisé sur le rotor en mouvement et pris à partir du référentiel rotorique en mouvement.

En étudiant le comportement de l'induction magnétique au rotor pour les cas $0 < \theta_0 < 2\pi$, nous avons remarqué une symétrie du champ d'induction magnétique B par rapport à π . Ce qui veut dire que les points $0 < \theta_0 < \pi$ du rotor voient les mêmes formes d'onde que les points $\pi < \theta_0 < 2\pi$. Par conséquent, cette étude a été limitée à un intervalle θ_0 allant de 0 à π . On pourra déterminer les pertes au rotor en multipliant par 2 les pertes intégrées sur $0 < \theta_0 < \pi$.

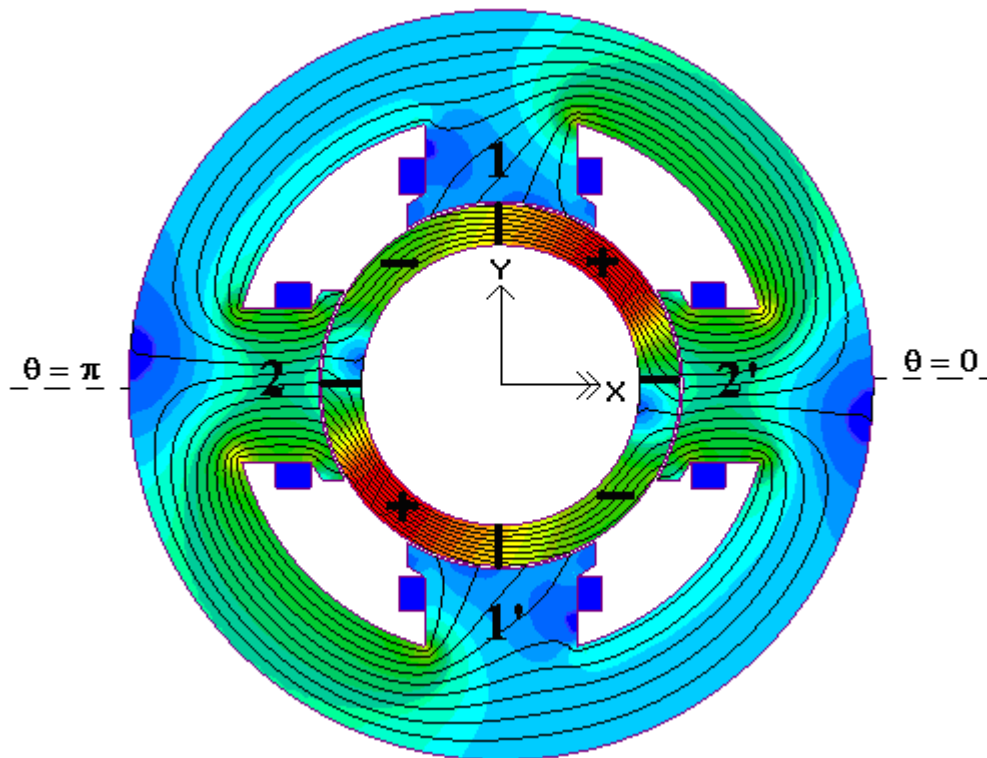
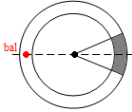
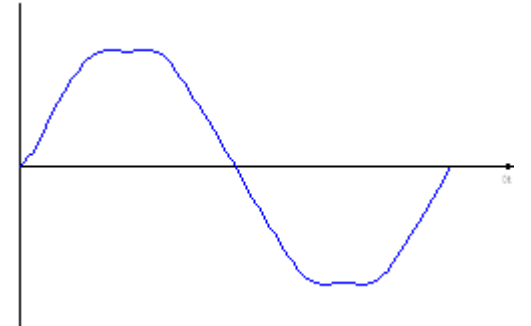
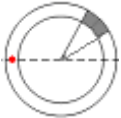
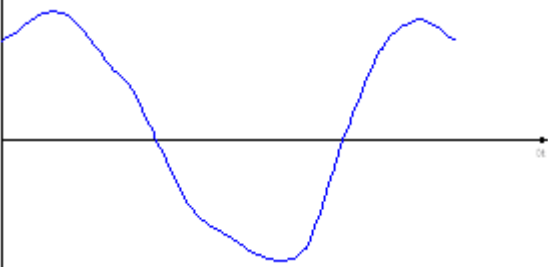
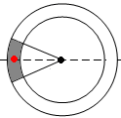
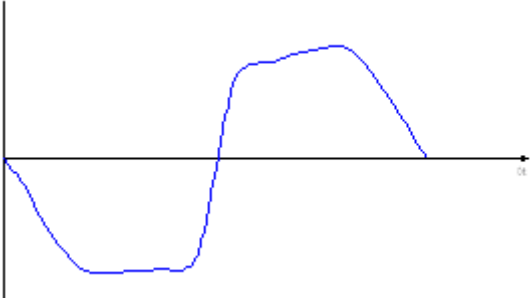


Figure 5.26 : Centreur magnétique hybride à 4 pôles à $t = 0.335$ ms

Les pertes par hystérésis étant fonction de l'amplitude maximale de l'induction magnétique, seule cette dernière a été considérée dans cette section. Quelques formes d'ondes des points $0 < \theta_0 < \pi$ des cas étudiés sont reportées au Tableau 5.3.

Tableau 5.3 : Étude de cas (quelques formes d'onde de $B_{\text{tangentielle}}(t)$)

Description de quelques cas	Forme d'onde d'induction tangentielle vue par le rotor sur demie période électrique π	Amplitude de l'induction $B(t)$
$-\theta_d/2 \leq \theta_0 < \theta_d/2$ 		$\sqrt{2}B_{cr\max}$
$\theta_d/2 \leq \theta_0 < \pi/2 - \theta_d$ 		$\sqrt{2}B_{cr\max}$
$\pi - \theta_d/2 \leq \theta_0 < \pi + \theta_d/2$ 		$\sqrt{2}B_{cr\max}$

En observant les courbes présentées au Tableau 5.3, on peut en première approximation considérer que ces dernières sont sinusoïdales d'amplitude $\sqrt{2} \cdot B_{cr\max}$. En faisant cette approximation nous sous-entendons que les harmoniques de rangs supérieurs sont nuls, ceci n'étant en réalité pas le cas. Nous avons néanmoins fait l'hypothèse que celles-ci sont négligeables.

Une fois la forme du champ d'induction de $B(t)$ issue de la réaction d'induit déterminée, il est nécessaire de tenir compte de la contribution du champ d'induction magnétique au rotor due aux aimants. Considérons le bloc d'acier de la Figure 5.27 représentant la portion du rotor sous une dent.

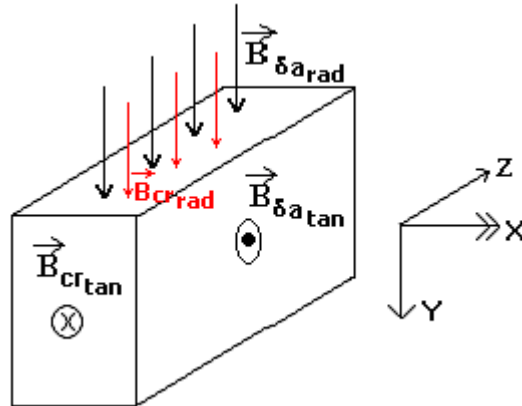


Figure 5.27 : Flux à vide et en charge dans les laminations du rotor sous une dent

Dans le bloc d'acier sous une dent, décomposons les inductions magnétiques dues aux aimants $B_{\delta a}$ et à la réaction d'induit du courant de compensation B_{cr} en deux parties: une induction radiale et une autre tangentielle. Nous pouvons écrire B total comme suit :

$$\vec{B} = B_{\delta a_{tan}} \cdot \vec{i} + (B_{\delta a_{rad}} + B_{cr_{rad}}) \cdot \vec{j} + B_{cr_{tan}} \cdot \vec{k} \quad (5.43)$$

Où i , j et k sont des vecteurs unitaires dirigés selon les axes x , y et z .

Cependant, l'induction tangentielle due aux aimants étant négligeable, l'expression (5.43) devient (5.44).

$$\vec{B} = B_{\delta a_{rad}} \cdot \vec{j} + B_{cr_{tan}} \cdot \vec{k} \quad (5.44)$$

Par ailleurs, l'induction créée par les aimants $B_{\delta a}$ est telle qu'elle est maximale sous une dent, et pratiquement nulle dans le reste de la culasse rotor comme le montre la Figure 5.28.

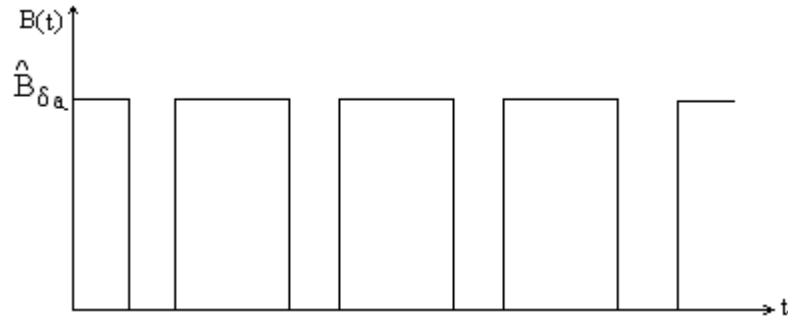


Figure 5.28 : Approximation de l'induction magnétique à vide de la Figure 5.18.

En éliminant la composante continue de cette onde on obtient l'onde de la Figure 5.29 dont l'amplitude vaut $\hat{B}_{\delta a} / 2$.

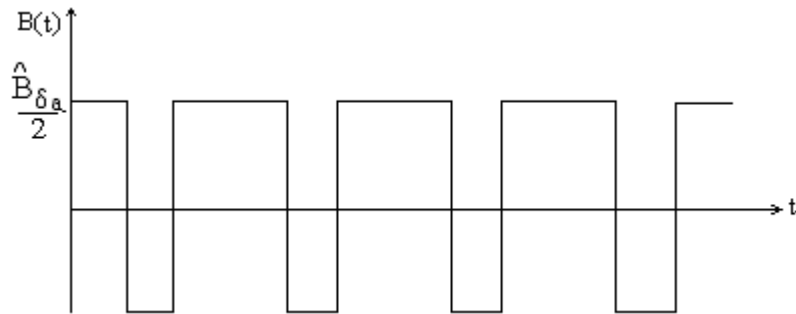


Figure 5.29 : Approximation de l'induction magnétique à vide de la Figure 5.18 sans composante continue.

Selon les expériences faites en étudiant quelques cas, cette amplitude s'est avérée être à première approximation négligeable devant l'amplitude de B_{crtan} . Cette hypothèse fera l'objet d'une étude plus approfondie dans des futurs travaux. En négligeant la contribution de l'induction des aimants, on néglige ainsi les pertes fer à vide du centreur hybride par rapport aux pertes en charge — à une vitesse de 9000 RPM, les pertes à vides obtenues sont de 6.5W contre 54.5W en charge. Par conséquent, les pertes fer seront calculées sur la base de l'induction tangentielle due au courant de compensation, et donc l'amplitude comme nous l'avons présentée au Tableau 5.3 vaut $\sqrt{2}B_{crmax}$.

Pour mieux introduire le calcul des pertes par courants de Foucault dans les laminations du rotor, considérons la géométrie des laminations en acier de rayon interne r_i et de rayon

externe r_o de la Figure 5.30 se rapportant à la Figure 5.19. Il est question ici de présenter l'expression générale des pertes par courants de Foucault que l'on utilisera par la suite.

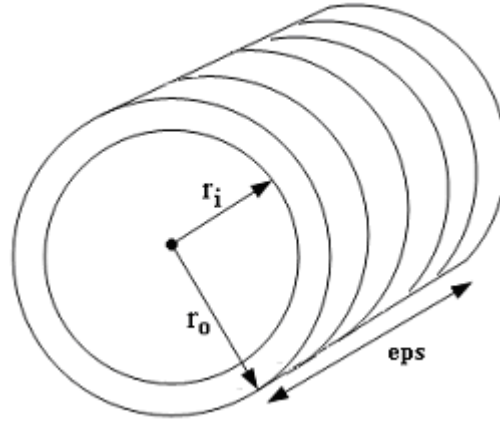


Figure 5.30 : Laminations du rotor

Si on se limite au fondamental de l'induction dans les laminations, on peut écrire les pertes moyennes par courants de Foucault associées à ce volume comme suit :

$$\begin{aligned}
 P_{fr} &= k_f \cdot f^2 \cdot \rho_{acier} \cdot \iiint_v \hat{B}_{crx}^2 \cdot dv = k_f \cdot f^2 \cdot \rho_{acier} \cdot \int_0^{eps} \int_{r_i}^{r_o} \int_0^{2\pi} \hat{B}_{crx}^2(\omega t) \cdot r \, dl \, dr \, d\omega t \\
 &= k_f \cdot f^2 \cdot \rho_{acier} \cdot \left(\frac{r_o^2 - r_i^2}{2} \right) \cdot eps \int_0^{2\pi} \hat{B}_{crx}^2(\omega t) \cdot d\omega t
 \end{aligned}
 \tag{5.45}$$

En introduisant la masse totale des laminations $m_{culrtot}$, on peut écrire :

$$P_{fr} = \frac{k_f \cdot f^2 \cdot m_{culrtot}}{2\pi} \cdot \int_0^{2\pi} \hat{B}_{crx}^2(\omega t) \cdot d\omega t
 \tag{5.46}$$

En considérant une l'induction magnétique tangentielle sinusoïdale, on peut écrire les pertes par courants de Foucault associées au volume des laminations du rotor comme suit :

$$P_{fr} = \frac{k_f \cdot \Omega^2}{2\pi^2} \cdot B_{cr \max}^2 \cdot m_{culrtot}
 \tag{5.47}$$

Pour obtenir les pertes par courants de Foucault totales, on multiplie l'expression (5. 47) par 2, ce qui tient compte de la présence des deux demi stators dont le centreur hybride est constitué. On obtient alors :

$$P_{fr} = \frac{k_f \cdot \Omega^2}{\pi^2} \cdot B_{cr\max}^2 \cdot m_{culrtot} \quad (5. 48)$$

5.7.2.2 Pertes par courant de Foucault au stator

Considérons le demi stator du centreur magnétique hybride de la Figure 5.31.

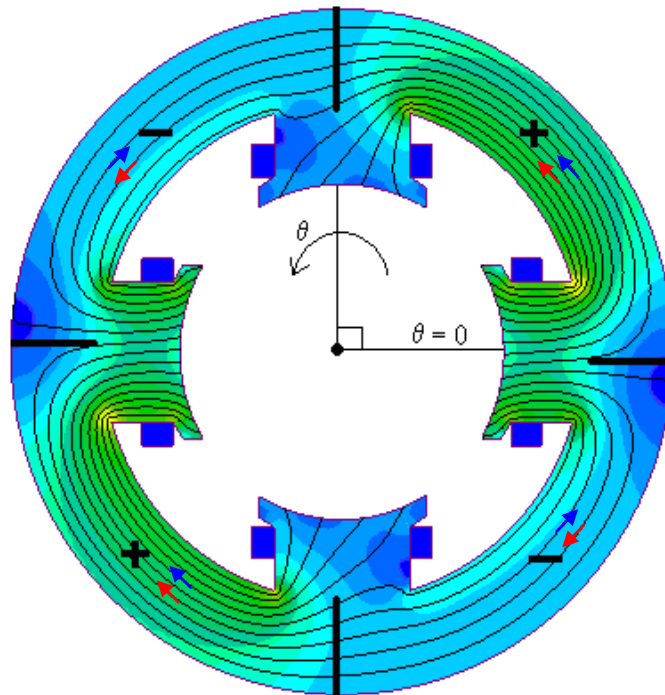


Figure 5.31 : Demi-stator PMHR

Le calcul des pertes par courants de Foucault au stator dans cette section est effectué en deux parties : dans la culasse, et ensuite dans les dents. Les pertes par courants de Foucault totales au stator seront la somme des contributions des pertes dans la culasse statorique et dans les dents.

A. Pertes par courants de Foucault dans la Culasse stator

Comme dans le calcul des pertes par courants de Foucault au rotor, considérons séparément l'alimentation des deux paires de bobines enroulées sur les dents 1-1' et 2-2' de la Figure 5.26. En alimentant la paire de bobines 1-1' par un courant sinusoïdal et la paire de bobines 2-2' par un courant de forme cosinus, les flux de réaction d'induit générés par ces derniers et circulant dans la culasse du stator seront respectivement de forme sinus et cosinus. Ainsi, les inductions magnétiques associées à ces flux seront de la forme :

$$\begin{aligned} B_{csx}(t) &= \hat{B}_{cs} \cos \omega t \\ B_{csy}(t) &= \hat{B}_{cs} \sin \omega t \end{aligned} \quad (5.49)$$

Où \hat{B}_{cs} est l'amplitude de l'induction magnétique dans la culasse statorique.

La circulation du flux dans la culasse stator est telle que les flux s'additionnent ou se soustraient selon les intervalles comme le montre la Figure 5.31. Lorsque les bobines sont alimentées selon la position du balourd, les inductions dans la culasse valent :

$$\begin{aligned} B_{cs+}(\omega t) &= B_{csx}(\omega t) + B_{csy}(\omega t) = \sqrt{2} \cdot \hat{B}_{cs} \cdot \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \\ B_{cs-}(\theta) &= B_{csx}(\omega t) - B_{csy}(\omega t) = \sqrt{2} \cdot \hat{B}_{cs} \cdot \sin\left(\omega t + \frac{5\pi}{4}\right) \end{aligned} \quad (5.50)$$

En appliquant la formule de Steinmetz à ces équations dans chacun des intervalles du stator dans lesquels elles conviennent, on obtient:

$$P_{fcs} = k_f \cdot \frac{\Omega^2}{2\pi^2} \cdot \hat{B}_{cs}^2 \cdot m_{culstat} \quad (5.51)$$

Où P_{fcs} est la somme des pertes dans un demi-stator d'un centreur magnétique hybride, et où $m_{culstat}$ est la masse d'une culasse d'un demi-stator.

B. Pertes par courants de Foucault dans les dents

Si l'on considère la variation d'induction sur un tour complet du rotor du centreur hybride de la Figure 5.26, on remarque une variation d'induction dans chaque dent dont l'amplitude vaut \hat{B}_{dent} . Il suffit alors de calculer les pertes par courants de Foucault avec cette amplitude dans une des dents, par exemple dans la dent 2' de la Figure 5.26, et de les multiplier par 4 pour obtenir les pertes par courant de Foucault totales dans les dents. Ceci nous permet d'obtenir :

$$P_{fd} = k_f \cdot \frac{\Omega^2}{\pi^2} \cdot \hat{B}_{dent}^2 \cdot m_{dent} \quad (5.52)$$

Où m_{dent} est la masse d'une dent et \hat{B}_{dent} l'induction magnétique dans une dent.

Les pertes par courants de Foucault totales du centreur en tenant compte des deux demis stators valent alors :

$$P_{fs} = 2 \cdot (P_{fcs} + P_{fd}) \quad (5.53)$$

5.7.3 Pertes par hystérésis

Les pertes par hystérésis au stator sont calculées à partir de l'induction maximale dans la culasse statorique et de l'induction maximale dans les dents.

5.7.3.1 Pertes par hystérésis au stator

Les pertes magnétiques au stator sont la conséquence de la circulation d'un flux variable dans le circuit magnétique. Comme dans le cas des centreurs actifs, le flux de polarisation

dû aux aimants permanents est constant et ne génère pas de pertes. En additionnant les pertes par hystérésis dans la culasse du stator (5. 54) et celles dans les dents (5. 55) comme dans le cas des pertes par courants de Foucault du §5.7.2.2, on obtient la relation (5. 56):

$$\begin{aligned} P_{hcs} &= 2 \cdot k_h \cdot f \cdot \hat{B}_{cs}^2 \cdot m_{culstat} \\ &= k_h \cdot \frac{\Omega}{\pi} \cdot \hat{B}_{cs}^2 \cdot m_{culstat} \end{aligned} \quad (5. 54)$$

$$\begin{aligned} P_{hd} &= 4 \cdot k_h \cdot f \cdot \hat{B}_{dent}^2 \cdot m_{dent} \\ &= 2 \cdot k_h \cdot \frac{\Omega}{\pi} \cdot \hat{B}_{dent}^2 \cdot m_{dent} \end{aligned} \quad (5. 55)$$

$$P_{hs} = 2 \cdot (P_{hcs} + P_{hd}) \quad (5. 56)$$

Le facteur 2 prend en compte la présence de deux demis stators.

5.7.3.2 Pertes par hystérésis au rotor

A. À vide

Comme dans le cas des pertes par courants de Foucault à vide, en se reportant à Figure 5.18 laquelle présente l'évolution de l'induction radiale dans l'entrefer à $t = 0$ pour un centreur de diamètre extérieur $D_{ext} = 0.27m$, de diamètre d'arbre $D_a = 0.1m$ tournant à 9000 rpm et de force radiale 2375N, on peut calculer le pertes par hystérésis à vide en décomposant la courbe de B due à l'aimant en série de Fourier comme dans le cas des centreurs actifs. On obtient alors l'expression générale des pertes par hystérésis totales donnée en (5. 57):

$$\begin{aligned} P_{hr} &= 2 \cdot k_h \cdot \sum_{v=1}^n \left[\left(0.5 \cdot \hat{B}_{\delta a, v} \right)^2 \cdot (v \cdot 4f) \right] \cdot m_{culrtot} \\ &= k_h \cdot \sum_{v=1}^n \left[\hat{B}_{\delta a, v}^2 \cdot \left(v \frac{\Omega}{\pi} \right) \right] \cdot m_{culrtot} \end{aligned} \quad (5. 57)$$

B. En présence du balourd

Les pertes par hystérésis étant fonction de l'amplitude maximale de l'induction magnétique uniquement, seule cette dernière a été considérée dans cette section. D'autre part, compte tenu de l'étude faite au § 5.7.2.1, nous n'utiliserons que les amplitudes reportées au Tableau 5.3. On retrouve alors l'expression (5. 58), laquelle prend en compte la présence des deux demi stators.

$$\begin{aligned}
 P_{hr} &= 2 \cdot k_h \cdot \left[f \cdot \left(\sqrt{2} \cdot B_{cr\max} \right)^2 \right] \cdot m_{culrtot} \\
 &= 2 \cdot k_h \cdot \frac{\Omega}{\pi} \cdot B_{cr\max}^2 \cdot m_{culrtot}
 \end{aligned}
 \tag{5. 58}$$

5.8 Conclusion

Les modèles de calculs de pertes présentés dans ce chapitre ont été basés sur quelques hypothèses simplificatrices mais réalistes cependant. Comme nous l'avons montré dans cette étude, le calcul des pertes en lui-même en présence de balourd n'est pas complexe car ceci n'est que l'application de la formule de Steinmetz. Cependant, la caractérisation du champ d'induction magnétique permettant de calculer ces dernières présente un degré de complexité plus accru.

En ne considérant que l'induction tangentielle dans le calcul des pertes magnétiques, nous avons sous-estimé l'amplitude de l'induction résultante de $B_{cr}(t)$. Cette approximation sera de plus en plus justifiée lorsque l'angle d'ouverture de la dent sera petit devant l'angle d'ouverture de l'encoche. Des recherches plus approfondies liées au calcul des pertes magnétiques en tenant compte de la contribution des aimants permanents feront l'objet des travaux futurs.

Chapitre 6 EXPÉRIMENTATION, SIMULATIONS ET RÉSULTATS

Dans les chapitres 4 et 5, nous avons présenté la conception et le calcul des pertes dans les centreurs magnétiques actifs et hybrides polarisés par des aimants permanents de type N_dF_eB (Néodyme-Fer-Bore). Le présent chapitre utilise les formulations obtenues dans ces derniers pour présenter les résultats théoriques obtenus pour des modèles optimisés de centreurs magnétiques ayant pour fonction objective la masse dans un premier temps. Dans un second temps, une optimisation des pertes est effectuée pour chacun des modèles avec pour fonction objective le temps de décharge du volant d'énergie tout en négligeant les pertes aérodynamiques, les pertes dans la machine électrique et toute autre perte d'origine mécanique. Par conséquent, les seules pertes considérées sont celles du centreur magnétique n'incluant ni les pertes liées à leur commande. L'objectif de cette démarche est d'étudier l'effet des pertes du centreur proprement dit sur le temps de décharge du volant d'inertie en présence du balourd. Enfin, nous présentons le banc d'essai du centreur hybride.

6.1 Conception assistée par ordinateur des centreurs

L'outil de dimensionnement des centreurs que nous avons conçu est basé sur le tableur Excel de Microsoft office. Il consiste à associer à chaque cellule de calcul un paramètre en lui assignant soit une valeur initiale si le paramètre est une variable d'entrée, soit une formule si ce dernier est une variable de sortie comme le montre la Figure 6.1. Les expressions établies aux chapitres 4 et 5 sont des variables de sortie exprimées en fonction des paramètres géométriques, électriques ou magnétiques des centreurs. Ces variables sont imposées, soit par l'encombrement réservé aux centreurs magnétiques dans le volant d'inertie, soit par la limite de saturation des tôles magnétiques utilisées. La saturation et les fuites n'ayant pas été prises en compte dans les chapitres 4 et 5, il est important et impératif

de valider l’outil de dimensionnement conçu, par un logiciel de calculs de champ par éléments finis.

nombre paires poles borné	p_	2	\emptyset
entrefer mecanique borné	e_	0,001	m
Diametre alesage stator	D_	0,133	$\frac{Di_+2*e_}{m}$
Diametre interne	Di_	0,131	$\frac{Da_+2*eculr_}{m}$

Figure 6.1 : Extrait du modèle de dimensionnement du centreur magnétique

6.1.1 Intégration de la géométrie du centreur dans MagNet

Le logiciel de calculs de champ par éléments finis utilisé permet une simulation 3D des structures. Ce dernier permet d’introduire les arêtes de la géométrie à simuler de façon paramétrique telle que présenté à l’annexe F pour ce qui est du centreur hybride. En cliquant sur le bouton « Launch MAGNET » (cf. Figure 6.2), on exécute ainsi MagNet qui fait immédiatement appel à la macro qui y est associée, laquelle est programmée en Visual Basic. Cette action permet au logiciel de calculs des champs de construire immédiatement la géométrie à simuler en faisant appel aux grandeurs géométriques des centreurs qui sont systématiquement assignées à leurs paramètres. Ainsi, la géométrie du centreur magnétique est rapidement construite dans l’environnement MagNet sans risque de se tromper de dimension. Il suffit alors de lancer la simulation et d’en extraire les résultats obtenus, lesquels sont comparés avec ceux donnés par l’outil de dimensionnement Excel présenté au paragraphe 6.1. Notons ici que les résultats obtenus à partir de l’outil de dimensionnement sont assez simplifiés et ne sont pas corrigés. Il est possible de faire un dimensionnement bouclé incluant Excel-Magnet. Ceci permettrait de faire correspondre les résultats de l’outil de dimensionnement avec ceux du calcul des champs par pondération

(facteurs correctifs) de quelques grandeurs de l’outil de dimensionnement telles que des inductions.

3	Épaisseur de la culasse stator	eculs	36.5602338	mm				
4	Épaisseur de la culasse rotor	eculr	14.8950781	mm				
5	Longueur de l'aimant	La	37.8651733	mm				
6	entrefer mécanique	e	1	mm				
7	Hauteur dent sans bec	hes	24.8602411	mm				
8	Rayon de l'arbre	Ra	51	mm				
9	Coefficient d'ouverture d'encoche	kr	0.31210741	∅				
10	Coefficient hauteur encoche-hauteur bec encoche	kc	1/3	∅				
11	Coefficient de variation de l'ouverture de l'aimant	ka	2/3	∅				
12	Coefficient d'ouverture bec d'encoche	ks	0.7	∅				
13	Épaisseur stator avant	eps	42.5084208	mm				
14	Épaisseur stator arrière	eps2	42.5084208	mm				
15	Coefficient de variation de l'épaisseur de l'aimant	kaim	5/8	∅				
16	Courant circulant dans chaque bobine	lc	3.75773113	A				
17	Nombre de spire de chaque bobine	Ne	105	∅	Cellule modifiable			
18	Vitesse de rotation	omega	9000	rpm	Ne pas la modifier			
19	Vitesse de rotation en deg/s	speed	54000	deg/s				
20	Temps de simulation	time	1000	ms				
21	Facteur de force du pôle(excentricité)	pc	0	mm				

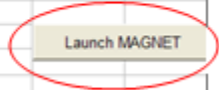


Figure 6.2 : Environnement Excel de transfert des paramètres des centreurs dans MagNet

6.1.2 Calcul du temps de décharge

Le temps de décharge est le principal paramètre de sortie sur lequel la fonction objective sera appliquée. Le calcul du temps de décharge du volant d’inertie permettra d’évaluer le temps mis par la masse tournante pour passer d’une vitesse maximale à une vitesse minimale données. De manière générale, les pertes contenues dans système du volant d’inertie proviennent des paliers, de l’aérodynamique du volant et de la machine électrique. Cependant, étant donné que le volant d’inertie est renfermé dans une enceinte sous vide, les pertes aérodynamiques sont négligées. Par ailleurs, afin d’étudier l’impact des pertes des centreurs sur la décharge du volant et par conséquent le freinage de ce dernier, nous ne prendrons en compte que les pertes dans les centreurs magnétiques.

En considérant uniquement les pertes dues aux centreurs magnétiques — sans prise en compte de celles liées à sa commande et aux autres dispositifs constituant le volant d’inertie — l’équation dynamique du système revient alors à :

$$J_v \frac{d\Omega_v}{dt} = -T_{pertes} \quad (6.1)$$

Où Ω_v est la vitesse de rotation du volant d'inertie, J_v et T_{pertes} le couple de pertes liées aux centreurs magnétiques. Comme nous l'avons présenté au chapitre 5, aussi bien les pertes magnétiques que les pertes Joule dépendent de la vitesse de rotation du volant d'inertie. En se rappelant que le couple est le rapport entre les pertes et la vitesse, par souci de simplification, le couple de pertes totales du centreur a été logiquement approximé par une fonction affine de type :

$$T_{pertes} = A \cdot \Omega_v + B \quad (6.2)$$

Les paramètres A et B sont respectivement la pente et l'ordonnée à l'origine du couple de pertes. Ceux-ci doivent être automatisés pour des fins d'optimisation. En effet, étant donné que ces paramètres dépendent d'autres variables des centreurs telles leurs dimensions géométriques, la densité de courant...etc., ceux-ci sont susceptibles de changer durant l'optimisation. Le temps de décharge t_f est alors calculé et maximisé selon le processus d'optimisation décrit à la Figure 6.3.

En résolvant cette équation⁹, on obtient le temps de décharge donné à l'expression (6.3) dans laquelle Ω_{min} et Ω_{max} sont respectivement les vitesses minimale permise et maximale du volant d'inertie.

$$t_f = \ln \left(\frac{\Omega_{min} + \frac{B}{A}}{\Omega_{max} + \frac{B}{A}} \right) \cdot \frac{A}{J_v} \quad (6.3)$$

⁹ Cf. Annexe E

6.2 Procédure d'optimisation

Dans ce paragraphe, la procédure d'optimisation des centreurs actifs et hybrides est présentée. Le processus d'optimisation étant itératif, il est par ailleurs important de s'assurer que les variables d'optimisation ne soient jamais négatives compte tenu du fait que les dimensions sont des grandeurs physiques. Ces dernières ne peuvent par conséquent qu'être strictement positives. Une fois les variables d'entrée introduites, les variables de sortie sont premièrement calculées en boucle ouverte c'est-à-dire sans optimisation. Ceci permet en quelque sorte d'initialiser les paramètres. La valeur finale de la grandeur à optimiser est celle qui permettra de maximiser ou de minimiser la fonction objective, tout en respectant les contraintes mises en place dans l'environnement du solveur. La méthode d'optimisation utilisée est celle d'Excel dite à Gradient Réduit Généralisée.

Les contraintes sont posées en fonction des limites magnétiques, électriques et mécaniques des centreurs magnétiques. La fonction objective quant-à elle est la grandeur à optimiser.

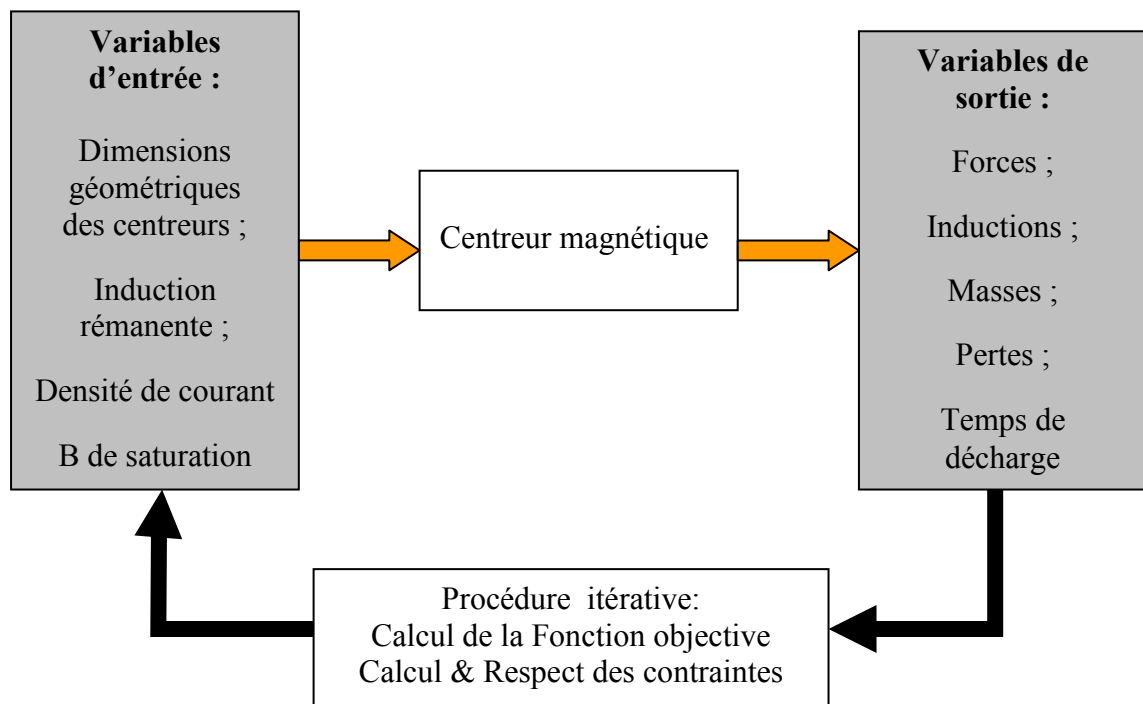


Figure 6.3 : Principe d'optimisation du centreur

À titre d'exemple, la Figure 6.4 présente la procédure d'optimisation du temps de décharge du volant d'inertie en ne tenant compte que des pertes du centreur proprement dit.

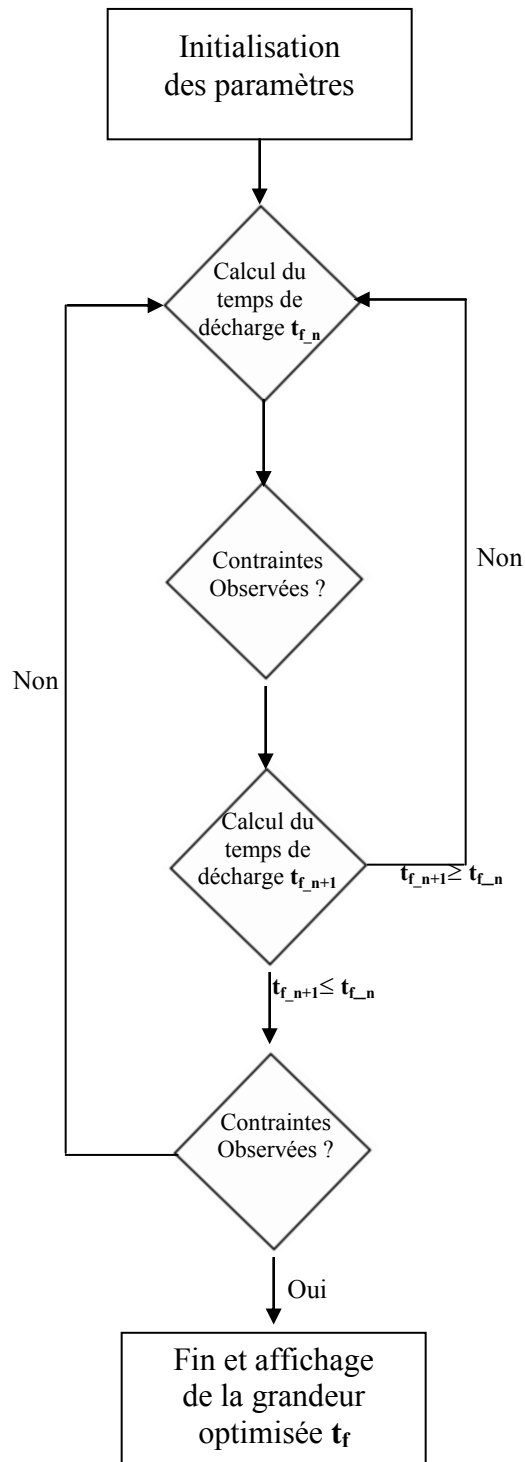


Figure 6.4 : Procédure d'optimisation du temps de décharge du centreur

Dans les sections suivantes, nous allons présenter les résultats obtenus par simulation des topologies de centreurs magnétiques purement actifs, et hybrides obtenus par simulation. Une comparaison du temps de décharge sera ensuite effectuée. Ainsi, nous pourrions déterminer la configuration qui se prêterait le mieux à un système de stockage d'énergie de longue durée par volant d'inertie.

6.3 Résultats

Le Tableau 6.1 montre les contraintes géométriques maximales des centreurs utilisées lors de l'optimisation.

Tableau 6.1 : Paramètres physiques du centreur

Diamètre extérieur maximum du centreur	D_{ext}	270 mm
Diamètre de l'arbre du volant d'inertie	D_a	102 mm
Longueur axiale maximum du centreur	l	400 mm
Masse du rotor du volant d'inertie	m	200 kg
Qualité d'équilibrage du rotor du volant d'inertie	G	6.3 mm/s
Facteur de sécurité du centreur	ν	4

6.3.1 Caractéristique force-courant des centreurs

Le centreur purement actif est un enroulement bobiné autour d'un noyau ferromagnétique; ses forces sont proportionnelles au carré de la densité du courant qui parcourt ces bobines. Par conséquent, les forces générées par ces derniers ne peuvent être qu'attractives. Comme nous l'avons présenté aux chapitres 3 et 4, afin de pouvoir commander le centreur magnétique actif sur chaque axe, le courant parcourant chaque enroulement est généralement décomposé en un courant constant qui permet de générer une force de précontrainte et un courant variable qui sert à contrôler la position du volant.

Les centreurs hybrides sont quant à eux polarisés par des aimants permanents qui génèrent des forces de précontrainte, ce qui fait d'eux des centreurs dont la force est proportionnelle au courant injecté dans les bobines comme présenté au chapitre 4.

La Figure 6.5 présente les caractéristiques des forces en fonction du courant de contrôle des paliers magnétiques actifs radiaux (PMAR) et des paliers magnétiques radiaux hybrides (PMRH) dont la masse optimisée de chacun d'eux vaut 32 kg. Ces centreurs ont été optimisés pour un volant d'inertie dont le rotor était soumis à un balourd.

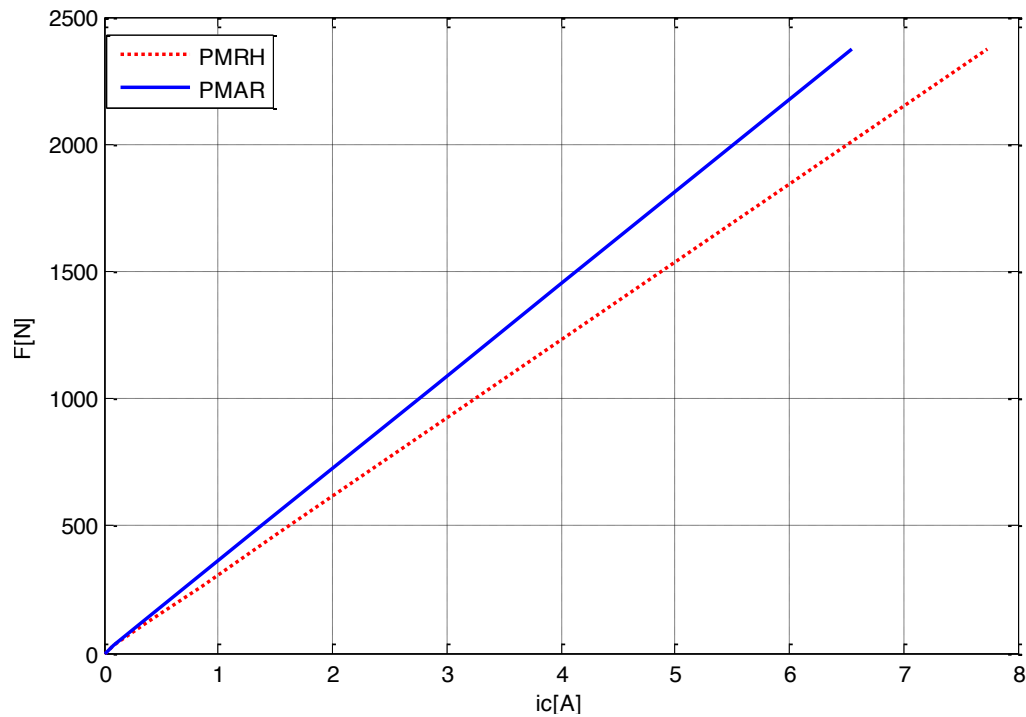


Figure 6.5 : Caractéristique Force-Courant des centreurs

En observant la Figure 6.5, nous remarquons que le gain en courant du centreur magnétique actif est plus grand que celui du centreur hybride. Par conséquent, pour une topologie de centreur et un courant de contrôle donnés, la force générée par le centreur actif sera supérieure à celle du centreur hybride.

6.3.2 Caractéristique masse du centreur - vitesse du volant

Étant donné que le balourd est proportionnel à vitesse de rotation du rotor, une modification de cette dernière modifierait le balourd. Par conséquent, les forces radiales auxquelles le rotor est soumis changeraient aussi comme nous l'avons présenté au chapitre 4. En basant le dimensionnement du centreur sur l'amplitude de la force radiale de balourd, il paraît important de présenter la variation de la masse du centreur actif et hybride en fonction de la vitesse de rotation du rotor. Pour ce faire, pour chaque vitesse de rotation, nous effectuons une optimisation pour obtenir la plus petite masse possible du centreur permettant de fournir quatre fois ($\nu = 4$) la force du balourd. Le Tableau 6.2 ci-dessous présente les résultats obtenus après optimisation, pendant que la Figure 6.6 illustre la variation de la masse du centreur en fonction de la vitesse de rotation du rotor. Dans ce tableau nous présentons la force réelle du balourd et la force pondérée par le facteur $\nu = 4$. Comme nous l'avons vu au chapitre 4, la force du balourd F_{bal} doit être divisée par le nombre de centreurs magnétiques car le balourd agit sur tout le rotor, lequel est supporté par deux centreurs.

Comme nous pouvons le voir au Tableau 6.2, les masses de centreurs sont assez proches à basses vitesses; mais à partir de 6000 RPM cependant, la différence entre les masses des deux configurations de centreurs devient importante et non négligeable. Par conséquent, pour un même encombrement et à vitesse de rotation inférieure à 6000 RPM, le choix de l'une ou l'autre des configurations aura peu d'importance du point de vue des masses. Au-delà de 6000 RPM l'utilisation du centreur magnétique actif devient préférable par rapport à celle du centreur hybride — toujours du point de vue des masses.

Tableau 6.2 : Résultats obtenus après optimisation

Vitesse de Rotation [rpm]	$F_{\text{bal}} / 2$ [N]	$v \cdot F_{\text{bal}} / 2$ [N]	Masse des Centreurs [kg]	
			PMAR	PMRH
5000	183.25	733.03	9.8	8.51
6000	263.9	1055.57	10.24	11.34
8000	469.15	1876.57	11.59	18.32
9000	593.76	2375.04	12.55	22.61
11000	886.97	3547.9	16.17	33.53
12000	1055.57	4222.3	18.83	41.05

Comme cela est illustré à la Figure 6.6, au-delà de 6000 RPM, le choix de la structure utilisée aura une incidence sur la masse du centreur. Cette considération entre en compte lors de la conception des dispositifs aéronautiques embarqués où la masse est un des facteurs à optimiser. Pour une utilisation telle le stockage d'énergie par volant d'inertie où la masse n'est généralement pas facteur à optimiser, le choix de l'une ou l'autre des configurations dépendra de la grandeur à optimiser. Il est aussi important de noter qu'il existe une vitesse pour laquelle les masses des deux configurations sont identiques.

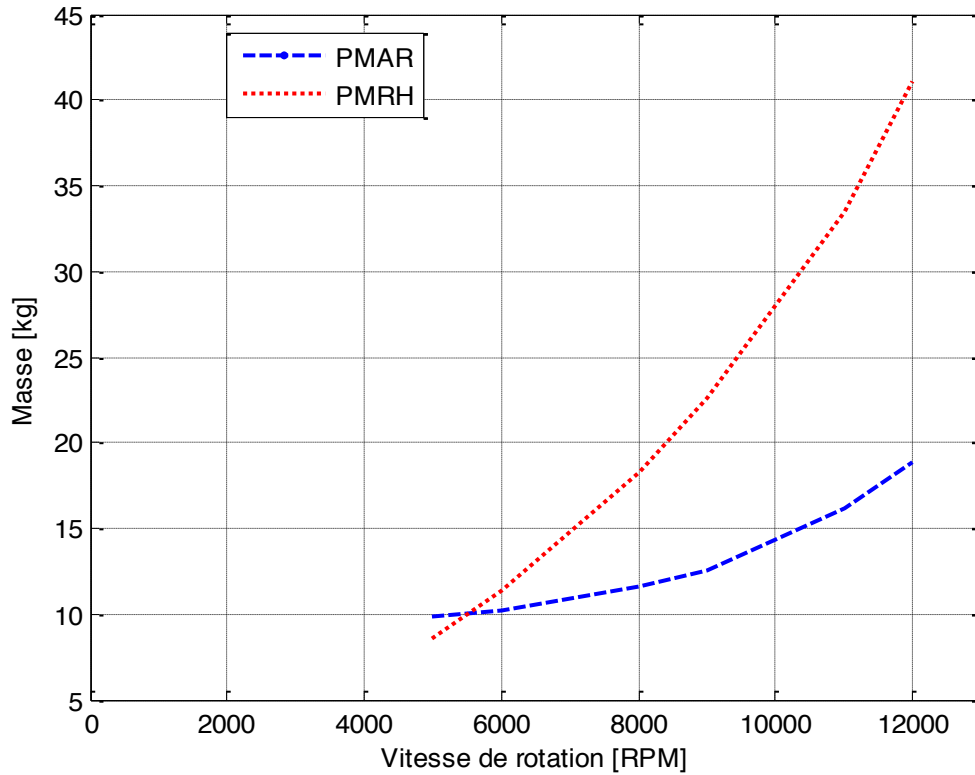


Figure 6.6 : Caractéristique Masse du centreur – Vitesse du volant

6.3.3 Variation des pertes en fonction de la vitesse du volant

Avant de présenter la variation de la vitesse de rotation du volant d'inertie en fonction du temps, cette section présente l'évolution des pertes Joule et magnétiques en fonction de la vitesse de rotation en rad/s. Les Figure 6.7 et Figure 6.8 illustrent l'évolution des pertes entre la pleine charge — associée à la vitesse maximale de 9000 RPM — et une profondeur de décharge de 50% — située à la vitesse de rotation 4500 RPM.

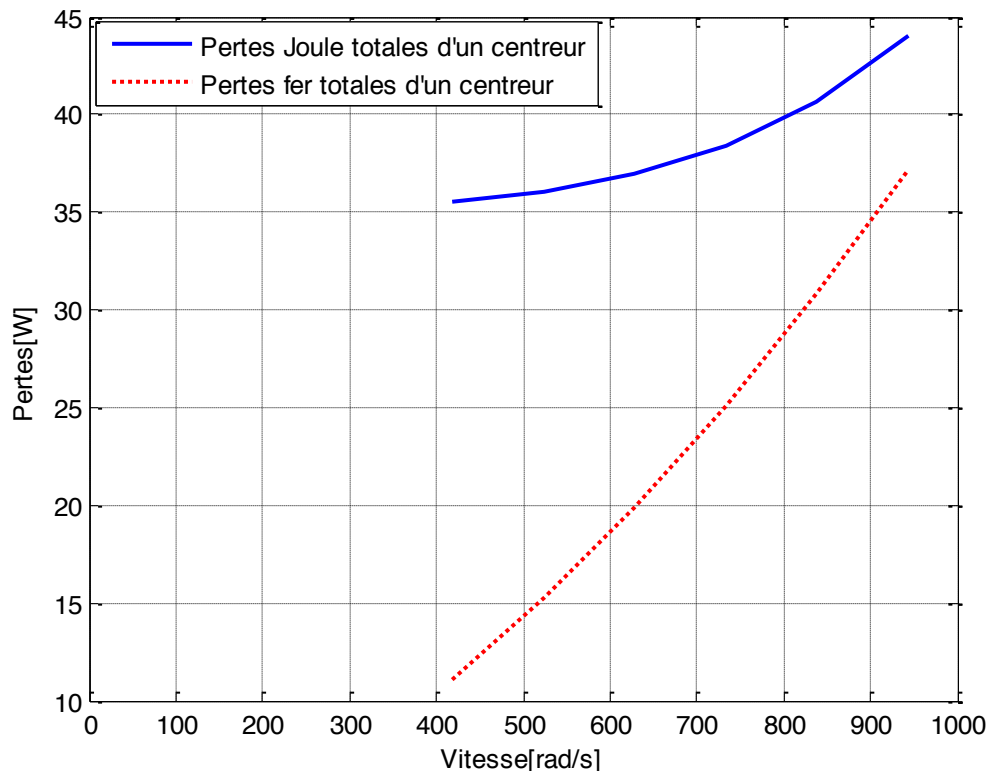


Figure 6.7 : Évolution des pertes en fonction de la vitesse pour le centreur actif

L'évolution des courbes des pertes Joule et fer du centreur actif présentée à la Figure 6.7 montre qu'en présence du balourd, et ce pour toute vitesse de rotation, les pertes Joule sont prépondérantes et supérieures aux pertes fer. L'écart entre ces deux pertes diminue à mesure que la vitesse de rotation augmente. Ce qui rend les pertes Joule importantes dans le cas des centreurs actifs est le courant de polarisation I_0 est constant quelle que soit la vitesse de rotation.

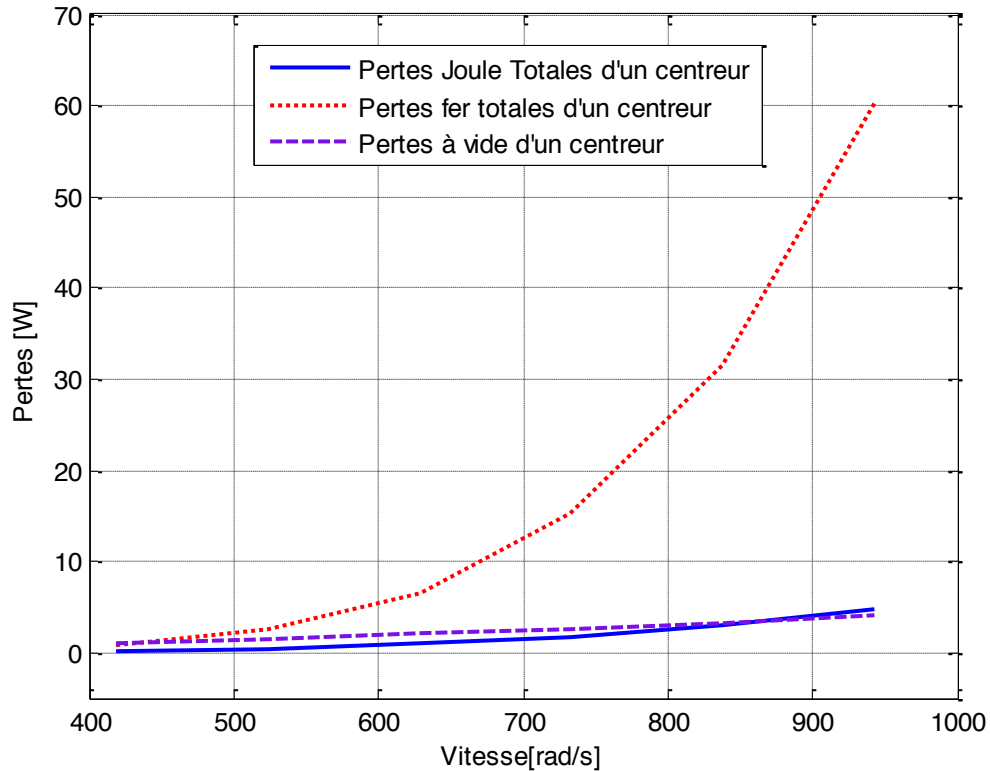


Figure 6.8 : Évolution des pertes en fonction de la vitesse pour le centreur hybride

Les pertes Joule dans le cas des centreurs magnétiques hybrides polarisés sont minimales comparées aux pertes magnétiques, et ce pour toutes les vitesses. Le ralentissement du volant d'inertie serait alors principalement dû aux pertes magnétiques. En l'absence de balourd, les pertes Joule seront nulles car le courant de contrôle sera nul. Par conséquent, seules les pertes magnétiques à vide dues à la variation de l'induction magnétique au rotor seront présentes. Ces dernières sont faibles sur toute la plage de vitesses et valent environ 4Watts à 9000RPM.

6.3.4 Variation du temps de décharge en fonction de la vitesse du volant

Lors de la mise en rotation du volant d'inertie, ce dernier est emmené à sa vitesse maximale, laquelle dépend de la machine électrique qui lui est accouplée. Si aucune charge n'est accouplée à l'entraînement, le volant tournera à vide et ne ralentira que suite aux pertes aérodynamiques, électriques (centreurs + machine + commande) et magnétiques.

Dans ce cas nous nous limiterons aux pertes électriques des centreurs (hormis leur commande) et les pertes magnétiques de ces derniers. Les courbes de la Figure 6.9 montrent la décroissance de la vitesse de rotation en fonction du temps de décharge du volant d'inertie.

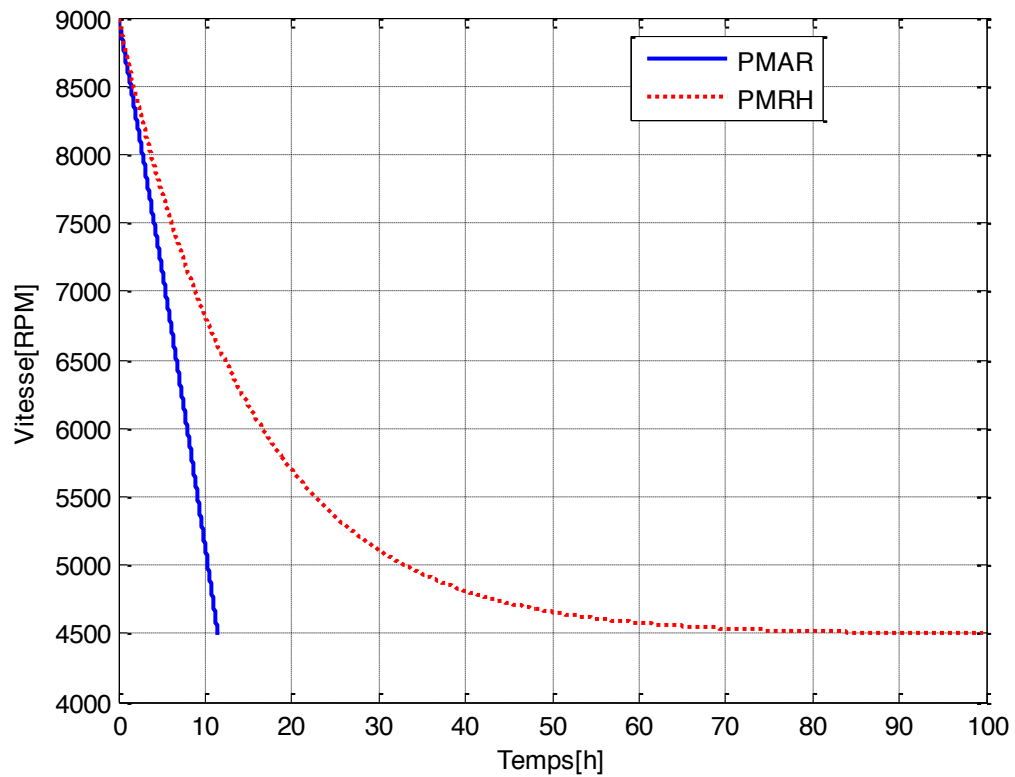


Figure 6.9 : Évolution du temps de décharge du volant d'inertie

Nous remarquons à la Figure 6.9 une décroissance presque identique de la vitesse de rotation du volant jusqu'à environ 8000 RPM. En d'autres termes, les pertes totales des deux configurations de centreurs magnétiques sont presque identiques jusqu'à cette vitesse. En deçà de 8000 RPM, la décroissance de la vitesse de rotation du volant devient plus rapide dans le cas des centreurs actifs que celui des centreurs hybrides. Le temps mis pour atteindre la mi-profondeur de décharge correspondant à une vitesse 4500 RPM est d'environ 11.5h dans le cas de l'utilisation des centreurs actifs, et d'environ 99h pour les

centreurs hybrides. Dans ce cas d'étude précis, il en ressort que les centreurs magnétiques radiaux hybrides seraient de loin les plus adaptés au stockage inertiel de longue durée. Cependant, en fonction du pourcentage de décharge admissible fixé sur une période donnée, il faudrait faire un compromis entre le facteur de force v que nous avons fixé à 4 et le temps de décharge car plus ce facteur sera grand, plus les pertes seront grandes, ce qui diminuerait le temps de décharge. Si ce facteur est très petit, il y aura moins de pertes mais les centreurs seront moins robustes et risqueront de saturer en cas de grosses perturbations. Si ces derniersaturent, tous les efforts radiaux seront absorbés par les paliers mécaniques de sécurité, lesquels connaîtraient une usure plus rapide. Une défaillance du volant d'inertie ou tout simplement du système de stockage en général se produirait si ces derniers, à cause de la masse importante et de la vitesse du volant, seraient incapables d'absorber l'énergie emmagasinée dans le volant en rotation. Les paliers mécaniques sont généralement surdimensionnés et sont assez robustes. En effet, en cas de défaillance des centreurs magnétiques, ceux-ci absorbent généralement une grande partie d'énergie du volant, et permettent dans la plupart des cas un freinage et un arrêt sans crash du volant d'inertie.

Le choix d'utiliser les centreurs magnétiques hybrides en lieu et place des centreurs magnétiques actifs serait un choix judicieux dans ce cas. Cependant, pour estimer les pertes totales du système inertiel et tracer la courbe réelle de vitesse du volant dans le temps, il faudrait prendre en compte les pertes de la machine électrique, les pertes aérodynamiques et les pertes du système de commande des centreurs. Ce n'est qu'à ce moment que l'on pourra calculer le temps réel mis par le volant pour atteindre une profondeur de décharge fixée.

6.3.5 Énergie maximale et temps de décharge du volant d'inertie

L'expression du temps de décharge présenté en (6. 3) dépend non seulement des vitesses maximale et minimale, mais aussi de la pente et de l'ordonnée à l'origine du couple de pertes, laquelle a été approximée par une droite. Il en découle alors qu'une variation des vitesses maximales et minimales varierait non seulement le temps de décharge, mais aussi l'énergie maximale stockée dans le volant d'inertie. La vitesse minimale a été fixée à 50%

de la vitesse maximale, ce qui implique une profondeur de décharge du volant d'inertie de 50%. Les tableaux suivants présentent la variation du temps de décharge et l'énergie maximale du volant d'inertie pour les deux configurations de centreurs (actifs et hybrides polarisés).

Tableau 6.3 : Énergie max et temps de décharge pour centreur actifs

Vitesse de Rotation max [rpm]	Vitesse de Rotation min [rpm]	Temps de décharge du volant [h]	Énergie cinétique max du volant d'inertie [MJ]	Couple de freinage [Nm]	Coefficient de frottement magnétique équivalent
9000	4500	11.45	7.106	0.0824	$\sim 0.5 \cdot 10^{-3}$
8000	4000	9.56	5.614		
7000	3500	7.54	4.298		
6000	3000	5.77	3.158		
5000	2500	4.04	2.193		
4000	2000	2.51	1.403	0.109	$\sim 6.8 \cdot 10^{-5}$

Tableau 6.4 : Énergie max et temps de décharge pour centreur hybride polarisé

Vitesse de Rotation max [rpm]	Vitesse de Rotation min [rpm]	Temps de décharge du volant [h]	Énergie cinétique max du volant d'inertie [MJ]	Couple de freinage [Nm]	Coefficient de frottement magnétique équivalent
9000	4500	99.74	7.106	0.0822	$\sim 0.5 \cdot 10^{-3}$
8000	4250	56.93	5.614		
7000	3750	43.03	4.298		
6000	3250	29.22	3.158		
5000	2750	20.57	2.193		
4000	2250	14.83	1.403	0.003	$1.87 \cdot 10^{-6}$

Dans les deux cas de configurations de centreurs présentés ci-dessus, on voit que le temps de décharge augmente en fonction de la vitesse maximale du volant d'inertie. En effet, lorsque la vitesse maximale augmente, la force de balourd et donc la densité de courant augmentent aussi, ce qui pourrait sembler contradictoire mais seulement, l'énergie accumulée dans le volant est de plus en plus grande à mesure que la vitesse maximale du

volant augmente : c'est la raison pour laquelle le volant d'inertie met plus de temps à se décharger quand la vitesse maximale augmente.

Les couples de freinage des deux configurations de centreurs étant quasiment identiques à 9000 rpm, les coefficients de friction équivalents qui leur sont associés sont presque identiques. Cependant, à 4000 RPM et dans les mêmes conditions, le coefficient de frottement est 36 fois plus petit dans le cas du centreur magnétique hybride que dans le cas du centreur magnétique actif. Dans les deux cas de vitesses, ces coefficients de frottement sont bien inférieurs à ceux des paliers mécaniques qui se situent entre $0.8 \cdot 10^{-3}$ et $3 \cdot 10^{-3}$ selon le type de roulement en présence. Il en ressort alors que les centreurs magnétiques génèrent moins de frottements que les paliers mécaniques.

6.4 Banc de tests du centreur hybride

Cette section présente le banc d'essai d'un centreur magnétique hybride mis en place pour mesurer les pertes magnétiques dans ce dernier. La mesure des pertes magnétiques dans les centreurs n'étant pas aisée, notre approche consiste à mesurer l'élévation de température en un point du rotor, et connaissant la masse du rotor et la chaleur massique spécifique de l'acier 1020 — matériau utilisé au rotor — nous calculons les pertes magnétiques dans le rotor. Cette méthode connue en anglais sous le nom de « Insulated Thermometric Method » a été utilisée par [DEH 08] pour mesurer expérimentalement les pertes magnétiques au stator d'une machine à griffes à flux transverse. La mesure de l'élévation de température en un seul point repose sur l'hypothèse selon laquelle le reste du rotor est isolé et qu'aucune dissipation de chaleur ne se produit ailleurs. Les étapes sont les suivantes :

- 1- isolation de la partie du rotor située sous le centreur magnétique par des bouts de tuyaux en polyéthylène encastrés entre les laminations du rotor. Pour s'assurer que le tout soit solidaire du reste du rotor, deux bagues ont été vissées de part et d'autre des laminations du rotor comme illustré à la partie a) de la Figure 6.11,

- 2- isolation des autres parties du rotor avec une mousse isolante thermique comme présenté à la partie b) de la Figure 6.11,
- 3- mise en place de deux paliers mécaniques sur des rails en acier trempés, lesquels soutiennent le rotor et assurent la rotation de ce dernier,
- 4- accouplement du rotor à une machine à courant continu via un coupleur mécanique,
- 5- accélération de la machine. Nous avons relevé et tracé pour quelques vitesses de rotation l'élévation de température en fonction du temps,
- 6- fixation de la structure du centreur hybride de la Figure 6.12 sur des rails en acier trempés et répétition des mêmes tests qu'au cas 5).

6.4.1 Découpage et empilage des tôles

Après la découpe de tôles en acier M19 selon les dimensions de la géométrie des centreurs hybrides retenue, ces dernières ont été empilées pour obtenir l'épaisseur *eps* désirée. Plusieurs techniques d'empilage des tôles existent parmi lesquelles les plus usuelles sont la soudure ou le collage.

La première méthode présente l'avantage qu'elle est facile et rapide à mettre en œuvre, mais l'inconvénient réside sur le chemin donné aux courants de Foucault par la soudure, laquelle court-circuite les tôles au point de soudure.

La seconde méthode est plus laborieuse, mais elle ne présente pas de court-circuit entre les tôles. Un des principaux inconvénients de cette méthode est qu'en utilisant la colle pour empiler les tôles, l'épaisseur totale de la colle pourrait être non négligeable et par conséquent, demanderait plus d'aimants pour fournir la même force de précontrainte. À ce stade de la conception, il est difficile de faire un choix motivé par des chiffres. Pour raison de simplicité, le choix a été arrêté sur la première méthode.

Une perte des propriétés magnétiques des tôles est généralement observée après leur découpage. Un recuit a été alors effectué pour restaurer les propriétés magnétiques des tôles, et ainsi faciliter la circulation du flux dans le circuit magnétique. La structure finale d'un demi stator du centreur hybride avant le recuit, est présentée à la Figure 6.10.



Figure 6.10 : Demi stator du centreur hybride avant recuit

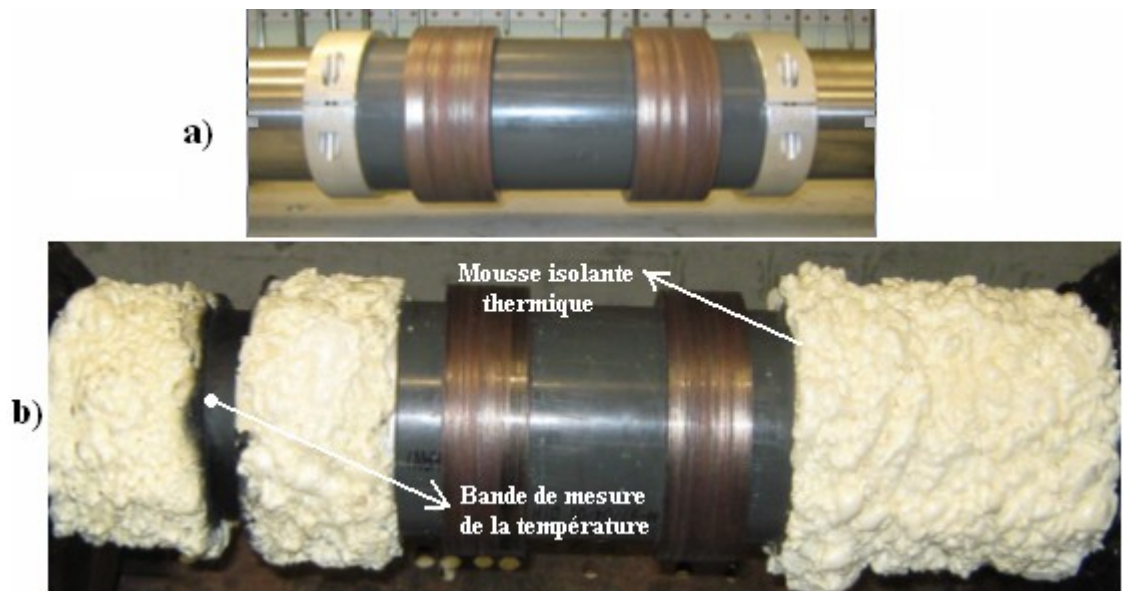


Figure 6.11 : Rotor sous condition de tests

6.4.2 Centreur magnétique hybride

Après le recuit des deux demis stators du centreur, des bobinages ont été effectués autour de chaque dent et des aimants permanents ont été placés entre les deux demis stator. Comme nous l'avons présenté au chapitre 4, il est important que la longueur des aimants soit supérieure ou égale à deux fois la longueur d'une tête de bobine, faute de quoi les aimants ne seraient pas en contact avec les parties ferromagnétiques du stator qui assurent la circulation du flux de polarisation.

6.4.2.1 Montage du centreur magnétique sur le banc d'essai

Pour des raisons de commodité, nous avons limité nos tests à un rotor à axe horizontal soutenu de part et d'autre par des paliers mécaniques. Pour cela, le centreur magnétique hybride a été encastré dans une structure permettant d'assurer sa tenue mécanique pendant la rotation du rotor comme le montre la Figure 6.12. Cette structure a été faite en aluminium pour éviter que les lignes de champ des aimants ne circulent à travers celle-ci, ce qui aurait été le cas si cette structure avait été faite en matériau ferromagnétique par exemple. La structure étant immobile par rapport aux aimants permanents, cette dernière ne pourrait être le siège des pertes par courants de Foucault.

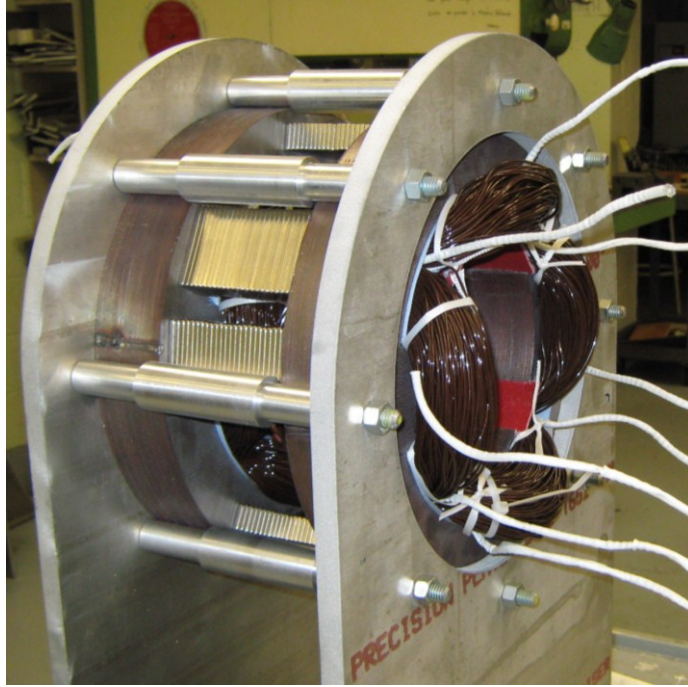


Figure 6.12 : Centreur magnétique hybride complet sur son support

6.4.3 Montage global du banc d'essai et tests

Deux principales raisons rendent l'intégration du banc d'essai complexe, et même difficile :

- 1- la première raison est l'intégration du rotor dans la structure du centreur. En effet, le stator du centreur comporte des aimants dont les lignes de champ magnétique se referment dans le rotor une fois que ce dernier est mis en place. Le rotor n'étant pas polarisé, lorsqu'on l'approche du stator, ce dernier a tendance à se coller sur l'une des quatre dents. Il a alors fallu mettre des pièces fines de matière amagnétique en face des dents pour éviter l'attraction du rotor vers celles-ci, afin d'aiguiller l'axe du rotor pour l'accoupler à la machine à courant continu.
- 2- La seconde raison est la manière d'isoler la structure contre des éventuelles dissipation de chaleur incontrôlées, l'objectif étant de condenser la dissipation de chaleur en un seul endroit du rotor, ce qui permettra de relever l'élévation de température comme le montre la Figure 6.11. L'isolation de la partie du rotor se trouvant sous le centreur magnétique a été faite en y insérant des bouts de tuyau en

polyéthylène comme le montre la Figure 6.11. La dissipation de température dans le stator à travers ses dents a été négligée.

Ces deux principales raisons sont associées à l'intégration du banc d'essai pour la mesure des pertes à vide. En charge, il serait erroné de négliger l'élévation de température au stator comme nous l'avons mentionné ci-dessus; elle devra alors être prise en considération. La difficulté dans ce cas réside sur la capacité d'isoler le stator pour que les mesures effectuées soient fiables. Pour cette raison, nous nous sommes limités dans cette section à l'approche de la mesure des pertes magnétiques du centreur magnétique à vide uniquement.

La Figure 6.13 présente le banc d'essai mis en place pour la mesure des pertes magnétiques dans un seul centreur magnétique hybride.

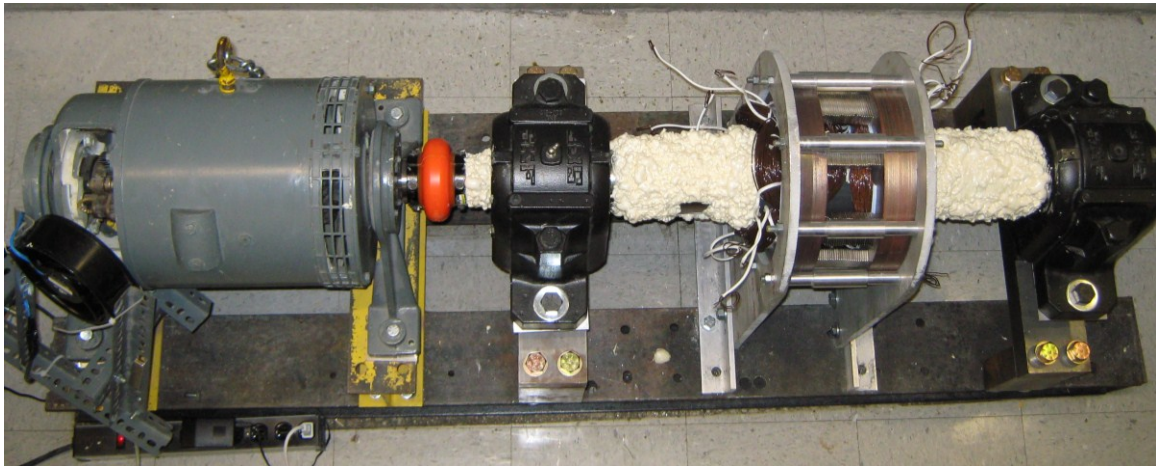


Figure 6.13 : Banc d'essai

Les tests effectués sur ce banc d'essai ont été réalisés sur une plage de vitesse allant de 1000 RPM à une vitesse maximale d'opération de 4000 RPM — vitesse maximale de la machine à courant continu. Les tests sont d'abord réalisés sans centreur magnétique et ensuite avec centreur magnétique. L'objectif de ces deux mesures est d'en faire la soustraction afin d'obtenir la contribution en termes de température apportée par le centreur magnétique hybride. C'est cette soustraction qui nous permettra d'estimer les pertes

magnétiques à vide du centreur. Un bilan d'énergie et l'expression de la loi de Fourier conduisent à l'équation générale de conduction de la chaleur dans un corps homogène, laquelle est donnée en (6. 4).

$$P = \rho \left[\sum_{i=1}^j G_i \cdot (T - T_i) + c \frac{\partial T}{\partial t} \right] \quad (6. 4)$$

où :

- G_i [$W \cdot K^{-1}$] est la conductance thermique i entre une région et une autre adjacente,
- T et T_i désignent respectivement la température de la région concernée et la température de la région adjacente i en K,
- ρ est la masse volumique du matériau en $kg \cdot m^{-3}$,
- P est l'énergie produite au sein même du matériau en $J \cdot m^{-3}$,
- c est la chaleur spécifique massique du matériau en $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$.

Lorsque le régime permanent est atteint, le premier terme de l'expression (6. 4) devient nul et l'équation (6. 4) devient (6. 5).

$$P = c \frac{\partial T}{\partial t} \quad (6. 5)$$

Dans le cas présent, P représente l'énergie magnétique produite dans le rotor, laquelle nous permettrait, connaissant la masse du rotor d'en déduire les pertes magnétiques du centreur magnétique hybride.

Les figures suivantes présentent l'évolution de la température sur le rotor pour quelques vitesses de rotation. Dans ces dernières, seules les pentes à l'origine sont utilisées pour déterminer la variation de la température en fonction du temps. Par conséquent nous avons limité la base à temps de 10 minutes.

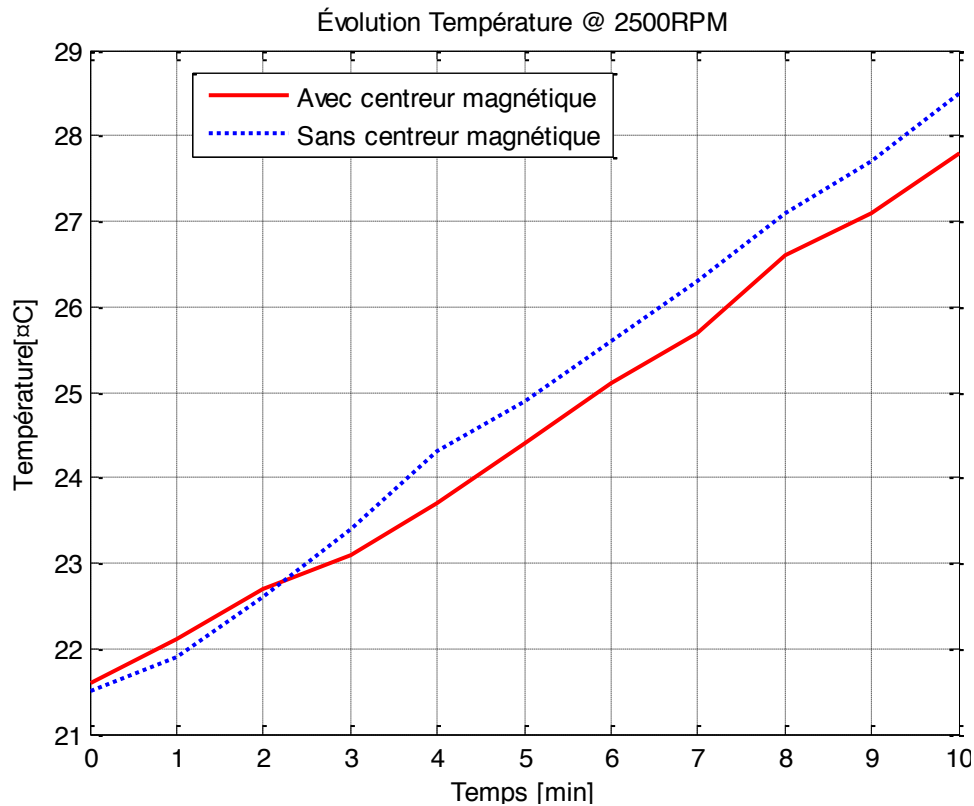


Figure 6.14 : Évolution de la température au rotor à 2500 RPM

Les évolutions des températures avec et sans centreur magnétique à la vitesse de 2500 RPM suivent une logique normale. En effet, on s'attendrait à avoir plus de pertes dans le cas avec centreur que dans le cas sans centreur, ce qui impliquerait des températures plus élevées dans le cas avec centreur que dans le cas sans centreur. Cette logique est observée sur la Figure 6.14 pour des temps compris entre 0 et 2 minutes; au-delà de 2 minutes, cette logique n'est plus respectée.

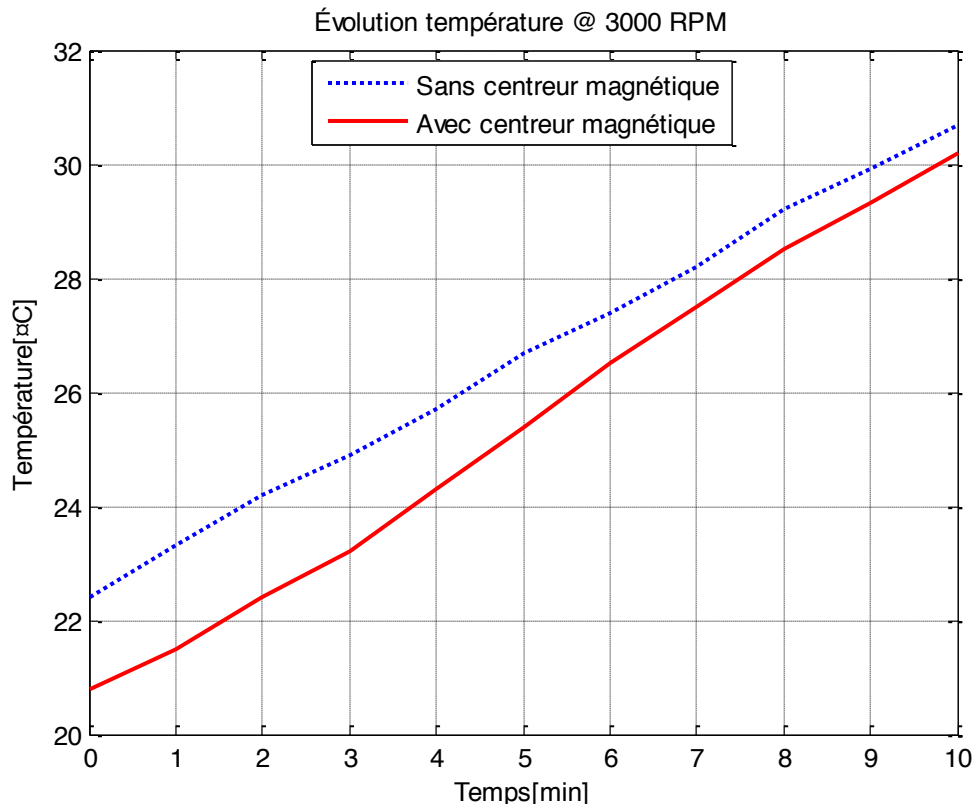


Figure 6.15 : Évolution de la température au rotor à 3000 RPM

La remarque faite pour les évolutions de température à des temps supérieurs à 2 minutes à une vitesse de 2500 RPM de la Figure 6.14 est aussi observée à la Figure 6.15 donnant les évolutions des températures à 3000 RPM. Nous remarquons que durant toute la plage de temps, la courbe bleue donnant l'évolution de la température du cas sans centreur est au dessus de la courbe en rouge donnant l'évolution de la température du cas avec centreur magnétique.

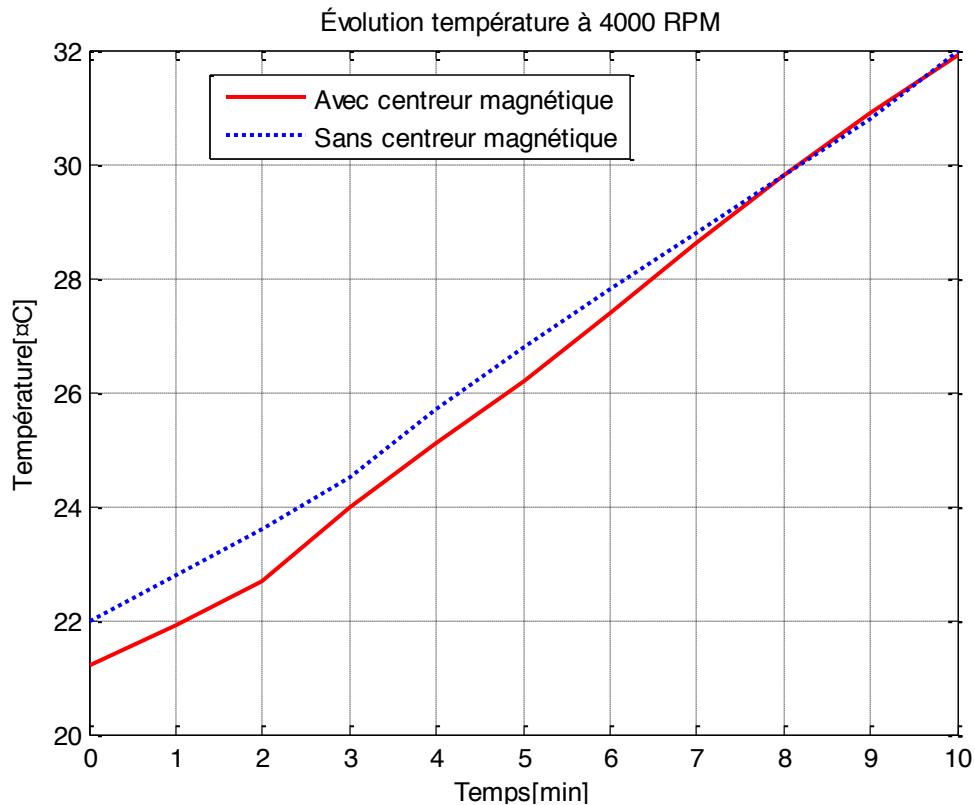


Figure 6.16 : Évolution de la température au rotor à 4000 RPM

Dans le cas de l'évolution de la température au rotor quand ce dernier tourne à 4000 RPM, on observe entre 0 à 8 minutes une élévation de la température en fonction du temps plus grande dans le cas sans centreur que dans le cas avec centreur.

Les trois cas de figure illustrés à 2500, 3000 et 4000 RPM montrent une différence peu marquée entre les évolutions des températures. On parle ici d'une différence maximale de température inférieure à 1 degré Celsius en valeur absolue. Cette différence est aussi minime qu'elle se confond aux erreurs de mesure. Par conséquent, nous déduisons que les pertes magnétiques à vide sont très faibles pour des vitesses présentées ci-dessus. Notons que théoriquement, les pertes magnétiques à vide à 4000 RPM valent environ 2 Watts.

6.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté la méthode d'optimisation du centreur magnétique hybride ainsi que sa réalisation, et ensuite nous avons montré quelques résultats théoriques et expérimentaux obtenus. Il en est ressorti que le centreur magnétique hybride fournit de très faibles pertes à vide pour une vitesse de 4000 RPM. Une comparaison du temps de décharge du volant d'inertie a été faite en comparant ce dernier avec celui obtenu avec l'utilisation d'un centreur purement actif; il en découlait que le temps de décharge obtenu avec l'utilisation d'un centreur magnétique hybride était environ 8 fois supérieur au temps de décharge obtenu lorsqu'on utilise le centreur actif. Nous avons aussi remarqué que pour une profondeur de décharge donnée, une augmentation de la vitesse maximale de rotation du volant d'inertie entraînait une augmentation du temps de décharge de ce dernier

Chapitre 7 CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

7.1 Conclusion générale

Dans cette thèse, nous avons présenté les centreurs magnétiques dans le but de choisir la configuration qui se prêterait le mieux au stockage d'énergie inertiel de longue durée. Après avoir globalement présenté l'état de l'art du stockage d'énergie et des paliers magnétiques, nous avons défini de manière générale le rôle de ces derniers.

Suite à la limitation de notre étude aux centreurs magnétiques purement actifs et hybrides polarisés, nous avons présenté leur modélisation et leur conception. Le cahier des charges établi était tel que le rotor rigide du volant était soumis à un balourd, et qu'aucune autre perturbation tant interne qu'externe n'était rattachée au volant d'inertie. Le modèle du rotor utilisé est celui de « Jeffcott » dans lequel nous avons, pour des fins de simplicité négligé les effets gyroscopiques.

Lors de la conception des centreurs, une relation entre la force magnétique du centreur et l'amplitude de la force de balourd a été établie. Cette amplitude étant fonction de la vitesse de rotation du volant, une variation de cette dernière affecterait la force magnétique et modifierait les paramètres géométriques, magnétiques et électriques du centreur.

Après avoir étudié l'effet de la force de balourd sur le dimensionnement du centreur, nous avons modélisé les pertes dans les deux configurations de centreurs et étudié l'effet des pertes sur le temps de décharge du volant d'inertie. Pour ce faire, nous avons ignoré les pertes provenant des autres dispositifs du système, de même que les pertes liées à la commande des centreurs magnétiques et les pertes de traînée du rotor durant sa rotation. Les frottements entre le rotor du volant d'inertie et l'air, ont été valablement négligés car le volant d'inertie est généralement entouré d'une enceinte sous vide.

Dans le cas du calcul des pertes magnétiques à vide des différentes configurations des centreurs magnétiques, l'étude de ces dernières a été moins laborieuse car pour des observateurs placés à différentes positions à l'instant $t = 0$, l'évolution des inductions vues par ces derniers est pratiquement la même sur un tour complet du rotor, mais décalé d'un angle dépendant de la position de l'observateur. Pour le calcul des pertes en présence de balourd cependant, quelques difficultés ont été observées car les courants dans les bobines dépendent de la position du rotor, lequel se déplace avec le balourd. Par conséquent, des observateurs placés à des positions différentes à l'instant $t = 0$ voient des évolutions différentes des inductions. Quelques simplifications et hypothèses ont alors été apportées dans cette section afin de modéliser les pertes magnétiques en présence du balourd.

Une expression des pertes Joule a été exprimée en fonction de l'amplitude de la force de balourd et donc, de la vitesse de rotation du rotor. En effet, une faible vitesse engendrerait une faible amplitude de force de balourd, et donc une faible valeur de courant de contrôle, générant ainsi une faible force magnétique permettant de vaincre la force de balourd.

Une fois la conception et la modélisation des pertes effectuées, nous avons comparé les performances des centreurs purement actifs à celles des centreurs hybrides. Au Tableau 7.1, nous avons reporté quelques performances des configurations des centreurs obtenues pour le design présenté au chapitre 6, et dans lequel une étoile caractérise le degré de performance.

Tableau 7.1 : Comparaison de quelques performances des configurations de centreurs

Caractéristiques	Performances	
	Centreur Actifs	Centreurs hybrides
Gain en courant	* * * * *	* * *
Masse – vitesse [au-delà de 6000RPM]	* * * * *	* * *
Pertes totales	* * *	* * * * * *
Temps de décharge du volant	* * *	* * * * * *

Le Tableau 7.2 présente quelques caractéristiques des centreurs magnétiques et du volant d'inertie utilisées dans cette étude.

Tableau 7.2 : Caractéristiques physiques du centreur

Diamètre du volant d'inertie	D_v	0.8 m
Diamètre extérieur maximum du centreur	D_{ext}	270 mm
Diamètre de l'arbre du volant d'inertie	D_a	100 mm
Longueur axiale maximum du centreur	l	150 mm
Masse du rotor du volant d'inertie	m	200 kg
Vitesse de rotation max. du rotor	Ω_{max}	9000 rpm
Vitesse de rotation min. du rotor	Ω_{min}	4500 rpm
Qualité d'équilibrage	G	6.3 mm/s
Facteur de sécurité du centreur	ν	4

Dans cette étude, le centreur magnétique purement actif présente des performances supérieures à celles du centreur magnétique hybride en termes de gain en courant et de masse. Les valeurs obtenues à 9000 RPM pour les gains en courant sont respectivement de 362 N/A et de 300 N/A pour les centreurs magnétiques actif et hybride de masse 32 kg chacun.

Les valeurs des masses obtenues 9000 RPM valent respectivement 16 kg et 33 kg pour les centreurs actif et hybride. La masse du centreur magnétique hybride vaut alors 2 fois celle du centreur magnétique actif. Dans ce cas, il en ressort que dans une application où la masse doit être optimisée, le choix sera porté sur le centreur magnétique actif.

Le centreur magnétique hybride est quant à lui très avantageux du point de vue des pertes et par conséquent du temps de décharge du volant d'inertie; nous avons obtenu des pertes totales de 87 Watts pour le centreur magnétique actif, et de 77 W pour le centreur magnétique hybride, le tout à 9000 RPM. Ces dernières valent environ 42 watts pour le centreur actif, et 1.5 watt pour le centreur hybride à 4000RPM. Les pertes à 4000 RPM sont environ 28 fois plus élevées dans le centreur magnétique par rapport au centreur hybride.

Toujours en considérant les autres grandeurs physiques du Tableau 7.2, les temps de décharge du volant d'inertie pour passer de sa valeur maximale à sa valeur minimale sont respectivement de 11.5h pour le centreur actif et de 99 h pour le centreur magnétique hybride. On remarque alors que le temps de décharge du volant utilisant les centreurs hybrides est près de 9 fois supérieur à celui obtenu avec les centreurs actifs.

Nous concluons dans cette thèse que l'utilisation des centreurs magnétiques hybrides est celle qui se prête le mieux aux applications de stockage d'énergie inertiel de longue durée car ils présentent le moins de pertes, et donc un faible taux de pénétration.

Pratiquement, comme nous l'avons présenté au chapitre 6, il n'est pas évident de mesurer les pertes magnétiques du centreur hybride. La méthode que nous avons proposée nous a permis de statuer sur l'importance des pertes magnétiques à vide dans ce type de configuration. À 4000 RPM, les pertes magnétiques théoriques à vide sont de l'ordre de 3 watts (pour 2 centreurs) et l'élévation de température mesurée ne nous a pas permis selon la méthode proposée, de mesurer les pertes magnétiques. Il aurait été possible, si la machine électrique entraînant le rotor le permettait, d'opérer cette dernière à 9000 RPM. Dans ce cas, les pertes magnétiques auraient été plus élevées, et nous aurions pu mesurer une élévation de température qui ne se confondrait pas aux erreurs de mesure. Notons qu'à 9000 RPM, les pertes magnétiques à vide du centreur sont d'environ 6 Watts.

La mesure des pertes en charge n'a pas été effectuée à cause de la complexité de la mise en œuvre du banc d'essai. Une réflexion à ce sujet fera l'objet des travaux et recherches futurs.

7.2 Perspectives

Dans cette thèse nous avons proposé :

- ❖ une méthode de dimensionnement de deux configurations de centreurs (actif à 8 pôles et hybride polarisé) associée à la dynamique du rotor — balourd.
- ❖ une méthode de calcul des pertes par courants de Foucault dans les centreurs en présence du balourd, utilisant la formulation de Steinmetz.

Dans l'étude des pertes par courants de Foucault en présence de balourd, nous avons posé plusieurs hypothèses simplificatrices sur l'évolution de l'induction magnétique au stator et au rotor de centreur magnétique hybride polarisé. Quelques hypothèses ont aussi été faites au rotor du centreur magnétique purement actif. Ces hypothèses comprenaient une limitation de notre étude à l'induction magnétique tangentielle dans les deux cas.

7.2.1 Perspectives centreurs actifs

Dans le cas des centreurs actifs, nous avons considéré une induction tangentielle de forme carrée sur tout le rotor, mais avec des amplitudes dépendant de la position d'un observateur à l'instant $t = 0$. La forme des courbes réelles n'étant pas totalement carrée, une décomposition en série de Fourier a été nécessaire, et nous nous sommes limités au fondamental de cette induction. Lors des travaux futurs, une amélioration à apporter à cette modélisation serait :

- d'utiliser l'induction réelle dans le calcul des pertes magnétiques en prenant en considération l'induction tangentielle et radiale au rotor,

- de considérer la forme d'onde réelle de l'induction pour calculer les pertes magnétiques — au lieu de considérer une forme d'onde carrée, d'utiliser la forme d'onde réelle, et de la décomposer en série de Fourier,
- de calculer les pertes en tenant compte de la contribution des harmoniques de rang supérieur.

7.2.2 Perspectives centreurs hybrides polarisés

Après l'étude de l'évolution de l'induction magnétique tangentielle au rotor du centreur hybride polarisé en présence du balourd, nous avons considéré par souci de simplification, une forme sinusoïdale de l'induction sur une période géométrique du rotor — la forme d'onde tangentielle réelle de cette induction ne diffère cependant pas trop d'une sinusoïde.

Des améliorations pouvant être apportées dans cette partie de la thèse seraient les suivantes :

- tenir compte de la contribution de l'induction tangentielle et radiale au rotor,
- considérer la forme d'onde réelle de l'induction pour calcul des pertes magnétiques,
- trouver une méthode plus précise d'associer les pertes magnétiques en charge et à vide, en tenant compte du sens du flux de réaction d'induit au rotor, de même que le flux générée par les aimants,
- trouver une méthode précise de mesure des pertes magnétiques en charge.

Bibliographie

- [AGB 04] **K. Agbossou, M. Köhle, J. Hamelin, T. Bose**, "Performance of a Stand-Alone Renewable Energy System Based on Energy Storage as Hydrogen". *IEEE Trans. On Energy Conversion*, vol.19, no. 3, pp.633-640, Sept. 2004.
- [ALA 03] **I. Alan and T. A. Lipo**, "Induction Machine Based Flywheel Energy Storage System" *IEEE Trans. On Aerospace and Electronic systems*, Vol. 39, No. 1, Jan. 2003
- [BAK 07] **L. Bakay** "Stockage Inertiel- Recherche bibliographique", Document interne LEEPCI-Université Laval, juin 2007
- [BAS 99] **R. Bassani and S. Villani**, 'Passive magnetic bearings: the conic-shaped bearing', *Proc. Inst. Mech. Eng.* 213 Part J (1999) 151–161.
- [BEA 41] **J. W. Beams and F. T. Holmes** "Suspension of rotatable bodies", U.S. Patent 2256937, Sept 23rd, 1941.
- [BER 98] **A. Berly** "Cours de Matériaux de l'électrotechnique" École d'Ingénieurs du Canton de Neuchâtel, *NE-CH 1998*.
- [BER 01] **N. Bernard** "Conception, dimensionnement et commande d'un moteur/générateur synchrone à excitation homopolaire et à bobinages dans l'entrefer pour accumulateur électromécanique d'énergie" *Thèse de doctorat ENS de Cachan*, déc. 2001.
- [BET 00] **F. Betschon** "Design Principles of Integrated Magnetic Bearings" Dissertation of ETH, 2000 – Zurich- Switzerland.
- [BIT 98] **J. Bitterfly**, "Flywheel Technology. Past, Present and 21st Century Projections", *IEEE AES Systems Magazine*, pp. 13-16, August 1998.
- [BLU 01] **K. A. Blumenstock, C. F. Hakun**, "Low loss pole configuration for multi-pole homopolar magnetic bearings" U.S. Patent 6313555, June 11th, 2001.
- [BOR 97] **H. J. Boreman and M. Sander**, "Conceptual System Design of a 5MWh/100MW Superconducting Flywheel Energy Storage Plant for Power Utility Application" *IEEE Trans. On Applied Superconductivity*, Vol.7, No. 2, June 1997.
- [BRO 95] **G. V. Brown, E. DiRusso and A. J. Provenza** "An Active Homopolar Magnetic Bearing with High Temperature Superconductor Coils and Ferromagnetic Cores" - NASA Technical Memorandum 106916, 1995.
- [BUC 99] **I. Buchmann**, "Choosing a Battery that will Last" *IEEE, 14th Battery Conf. on Applications and Advances*, pp. 365-368, 1999.
- [BUT 07] **P. Bulteel and P. Carpos** "Untying the energy knot of supply security climate change economic competitiveness: the role of electricity" – Word Energy Congress, Rome 2007.

- [CAR 97] **M. J. Carlin** "Design of a High Speed Motor-Alternator for Flywheel Energy Storage Systems" *Master Thesis, Massachusetts Institute of Technology*, June 1997, US
- [COM 99] **T. Combs, A. M. Campbell, R. Storey, R. Welley** "Superconducting Magnetic Bearing for Energy Storage Flywheel". *IEEE Trans. On Applied Superconductivity*, Vol.9, No. 2, June 1999.
- [COO 98] **T. A. Coombs**, "Handbook of Applied Superconductivity", *Institute of Physics* 1998, pp 1441-1460 ISBN: 0750303778.
- [COU 83] **J. L Coulomb**, "A methodology for determination of global electromechanical quantities from a finite element analysis and its application to evaluation of magnetic force, torques and stiffness" *IEEE Trans. On Magnetics*. Vol. 19, No. 6, V7, Nov. 1983.
- [CUR 86] **D.M Curtis**, "Standard Handbook of Machine Design", Shigley J.E. et Mischke C.R., *McGraw-Hill*, Flywheels pp. 1-26, 1986.
- [DAY 02] **A. C. Day, M. Strasik, K.E. McCary, P.E. Johnson, J.W. Gabrys, J. R. Schindler, R.A. Hawkins, D.L. Carlson, M.D. Higgins and J.R. Hull**, "Design and testing of the HTS bearing for a 10 kWh flywheel system" *Supercond. Sci. Technol.*, 2002.
- [DEH 08] **N. Dehlinger, M. R. Dubois**, "A simple insulated thermometric method for the experimental determination of iron losses" *IEEE conf. 18th International Conference on Electrical Machines, ICEM 2008*
- [DOM 04] **H. Domeki, Y. Ishihara, C. Kaido, Y. Kawase, S. Kitamura, T. Shimomura, N. Takahashi, T. Yamada and K. Yamazaki**, "Investigation of Benchmark Model for Estimating Iron Loss in Rotating Machine" *IEEE Trans. Magnetics*, Vol. 40, No. 2, March 2004.
- [DUB 09] **M. R. Dubois, M. Desjardins, L. Tremblay**, "FRESS: Fast Rate Energy Storage System", US Patent Application 61/233,664, submitted 13 August 2009.
- [EAR 42] **S. Earnshaw**, "On the Nature of the Molecular Forces which Regulate the Constitution of the Luminiferous Ether," *Trans. Camb. Phil. Soc.*, V7, pp. 97-112 (1842).
- [EHS 09] **M. Eshani, Y. Gao, A. Emadi** "Modern Electric, Hybrid Electric, and Fuel Cell Vehicles: Fundamentals, Theory, and Design, *Second Edition CRC*, 2009. ISBN-10: 1420053981, 557 Pages
- [FAN 01] **J. R. Fang, L. Z. Lin, L. G. Yan, and L. Y. Xiao**, "A new Flywheel Energy Storage System Using Hybrid Superconducting Magnetic Bearings" *IEEE Trans. On Applied Superconductivity*, Vol.11, No. 1, March 2001.

- [FAU 03] **F. Faure** "Suspension magnétique pour Volant d'inertie" *Thèse de doctorat INPG*, Juin 2003 – Grenoble- France
- [FER 99] **V. Fernandez** "contribution aux microsystèmes magnétiques: Micromoteur asynchrone à palier magnétique" *Thèse de doctorat INPG*, déc. 1999, Grenoble – France.
- [FLA 76] **R.C. Flanagan and L.A., Suokas** "*Regenerative Drive for Subway Trains*", *Journal of Engineering for Industry*, Vol. 98, N° 3, pp. 737-760, August 1976
- [GEO 79] **N. Georgescu-Roegen**, "La décroissance, Entropie-Écologie-Économie" 1979 *Sang de la terre*, 1^{ère} édition, ISBN: 2-86985-077-8.
- [HAB 73] **H. Habermann** "Magnetic bearing block device for supporting a vertical shaft adapted for rotating at high speed", U.S. Patent 3731984, May 8th, 1973.
- [HAB 84] **H. Habermann** "Fonction guidage en rotation. Paliers Magnétiques" *Techniques de l'Ingénieur*, 1984
- [HEL 05] **Hélimax Énergie inc.** " Inventaire du potentiel éolien exploitable du Québec" *Montréal*, juin 2005
- [HER 96] **R. Herzog., P. Bühler, C. Gähler and R. Larssonneur**, "Unbalance Compensation Using Generalized Notch Filters in the Multivariable Feedback of Magnetic Bearings" *IEEE Trans. On control systems Tech.*, Vol. 4, No. 5, Sept. 1996
- [HOF 96] **H. Hofmann and S. R. Sanders**, "Synchronous Reluctance Motor/Alternator for Flywheel Energy Storage Systems" *Proceedings of IEEE*, 1996
- [HOL 03] **R. Holm**, "Modelling and Optimization of a Permanent-Magnet Machine in a Flywheel", *Thèse de doctorat*, Université technologique de Delft, 2003
- [HQT 04] **Hydro-Québec Trans-Énergie**, "Mémoire de Hydro-Québec Trans-Énergie: Demande d'avis sur la sécurité énergétique des Québécois à l'égard des approvisionnements électriques et la contribution du projet du Suroît R-3526-2004", Régie de l'énergie du Québec, 2004.
- [ISO 40] **International Standard ISO 1940/1-1986 (E)**, "Mechanical vibration- Methods and criteria for the mechanical balancing of flexible rotors"
- [JEF 19] **H. Jeffcott**, " The lateral vibration of loaded shafts in the neighbourhood of a wirling speed-the effect of want of balance" *Phil. Mag.*, vol. 37, No. 6, pp. 304-314, 1919.
- [JIL 91] **D. C. Jiles**, "Introduction to Magnetism and Magnetic Materials" 1991 *Springer*, 1st edition, ISBN: 0-412-38630-5.
- [JOU 99] **A. von Jouanne, P. Enjeti, B. Banerjee** "Assessment of ride-through alternatives for adjustable speed drives" *IEEE Trans. On Industry Applications*, vol. 35, No.4, pp. 908-916, July/August 1999.

- [JUN 04] **C. Junling, J. Xinjian, Z. Dongqi and W. Haigang**, "A novel Uninterruptible Power Supply using flywheel energy storage unit", The 4th IPEMC, Vol. 3, pp.1180-1184, Aug. 2004
- [GEN 05] G. Genta "Dynamics of Rotating Systems" Mechanical Engineer series *Springer*, NY 2005.
- [KAS 98] **M. E. F. Kasarda, P. E. Allaire, E.H. Maslen, G.R. Brown, G.T. Gillies**, "High-Speed Rotor Losses in a Radial Eight-Pole Magnetic Bearing: Part 1— Experimental Measurement" *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power ASME.*, vol. 120, 1998.
- [KAS 98] **M. E. F. Kasarda, P. E. Allaire, E.H. Maslen, G.R. Brown, G.T. Gillies**, "High-Speed Rotor Losses in a Radial Eight-Pole Magnetic Bearing: Part 2 — Analytical & Empirical Model and Calculations " *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power ASME.*, vol. 120, 1998.
- [KOC 99] **R. Koch, R. Wagner, M. Sander, H.-J. Gutt**, "Development and Test of a 300Wh/10kW Flywheel Energy Storage System", *Proc. of the European Conf. on Applied Superconductivity EUCAS, Sitges, Spain*, p. 1055-1058, 1999.
- [KUM 00] **M. Kümmerle** "Precision aspects of active magnetic bearings for hard disk drives" Thèse de doctorat EPFL, 2000 – Lausanne- Suisse
- [KUS 05] **A. Kusko, J. Dedad**, "Short-Term, Long-Term, Energy Storage Methods for Standby Electric Power Systems", *Proc. IEEE Conf Industry Application Systems*, pp. 2672-2678, 2005.
- [KUW 06] **G. Kuwata, N. Sugitani, and O. Saito**, "Development of Low Active Magnetic Bearing for the Flywheel UPS" in *Proc. of 10th Int. Symposium On Magnetic Bearing*, Aug. 2006.
- [LAL 96] **M. Lalanne et G. Ferraris** "Dynamique des rotors en flexion" *Techniques de l'ingénieur*
- [LAR 90] **R. Larssonneur** "Design and control of Active Magnetic Bearings Systems for High Speed Rotation" Dissertation of ETH, 1990 – Zurich- Switzerland
- [LEC 04] **L. Leclercq** " Apport du stockage inertiel associé à des éoliennes dans un réseau électrique en vue d'assurer des services systèmes" *Thèse de doctorat USTL*, décembre 2004 – Lille- France
- [LON 06] **R. Longchamp** "Commande numérique des systèmes dynamiques" 2nd édition, 2006, *PPUR*, ISBN10 : 2-88074-642-6
- [LON 07] **Z. Long, Q. Zhiping**, "Review of Flywheel Energy Storage System" *Proceedings of ISES World Congress 2007 (Vol. I – Vol. V)* (2009), pp. 2815-2819.
- [LOV 02] **A. B. Lovins**, "Small is profitable" **Publisher:** Rocky Mountain Institute, **ISBN-10:** 1881071073

- [MAS 96] **E.H. Maslen, P. E. Allaire, M.D. Noh, C.K. Sortore**, "Magnetic Bearing Design for Reduced Power Consumption" *Journal of Tribology. ASME*, Vol. 118, October 1996.
- [MAS 00] **E. Maslen**, Magnetic Bearings, University of Virginia, Charlottesville, Virginia, June 2000
- [MAT 92] **F.Matsumura and K.Hatake**, "Relation between Magnetic Pole Arrangement and Magnetic Loss in Magnetic Bearing" in *Proc. of 3rd Int. Symposium On Magnetic Bearing*, July 1992, pp.274–283.
- [MAT 02] **K. Matsunaga, M. Tomita, N. Yamachi, I. Katumasa, J. Yoshioka and M. Murakami** "YBCO bulk of the superconducting bearing for a 10kWh flywheel". *Supercond. Sci. Technol.* Vol. 15, pp 842–845 April 2002.
- [MEE 98] **D. C. Meeker and E. H. Maslen**, "Prediction of rotating losses in heteropolar radial magnetic bearings" *Journal of tribology*, July 1998.
- [MEE 04] **D. C. Meeker, A. V. Filatov and E. H. Maslen**, "Effect of Magnetic Hyteresis on Rotational Losses in Heteropolar Magnetic Bearing" *IEEE Trans. On Magnetics*, Vol. 40, No.5, September 2004.
- [MEE 96] **D.C. Meeker, E.H. Maslen and D.N. Myounggyu**, "An Augmented Circuit Model for Magnetic Bearings Including Eddy, Fringing, and Leakage" *IEEE Trans. On Magnetics*, Vol. 32, No.4, July 1996.
- [MER 05] **J. L. Meriam and L. G. Kraige**, "Engineering Mechanics dynamics" *Fifth edition, 2005*
- [MEE 06] **D. C. Meeker and E. H. Maslen**, "Analysis and Control of a Three Pole Radial Magnetic Bearing" in *Proc. of 10th Int. Symposium On Magnetic Bearing*, Aug. 2006.
- [MOH 99] **A. M. Mohamed, I.M.M Hassan and A.M.K. Hashem**, "Elimination of imbalance vibrations in magnetic bearing systems using discrete-time gain-scheduled Q-parameterization controller" In *Proceedings Of IEEE Conf. Int, Conf. on Control Application, 737-741. Kohala Coast-Island of Hawai'i.*
- [MOH 94] **A. Mohamed and I. Busch-Vishniac**, "Imbalance Compensation and Automatic Balancing in Magnetic Beating Systems Using the Q-Parameterization Theory" *IEEE Transactions on Control System Technology*, Vol.4, No 5, pp.202-211, June, 1995
- [MOS 06] **R. Moser, J. Sandtner, & H. Bleuler** "Optimization of Repulsive Passive Magnetic Bearings" *IEEE Trans. On Magnetics*, Vol. 42, No.8, September 2006.
- [MUL 96] **B. Multon** "Synthèse de la Journée d'Études SEE Clubs 13 et 11 " février 1996, CNAM, Paris.

- [MUL 03] **B. Multon et J. Ruer**, "Stocker l'électricité : oui, c'est indispensable et c'est possible. Pourquoi, où, comment ?", *Publication ECRIN en contribution au débat national sur l'énergie*, avril 2003
- [MUR 07] **K. Murakami, M. Komori & H. Mitsuda** "Flywheel Energy Storage System using SMB and PMB" *IEEE Trans. On Applied Superconductivity*, Vol.17, No. 2, June 2007.
- [NAG 01] **S. Nagaya, N. Kashima, M. Minami, H. Kawashima and S. Unisuga** "Study on High Temperature Superconducting Magnetic Bearing for 10 kWh Flywheel Energy Storage System" *IEEE Trans. On Applied Superconductivity*, Vol.11, No. 1, March 2001.
- [NAG 05] **A. S. Nagorny, N. V. Dravid, R. H. Jansen, and B. H. Kenny**, "Design aspects of a High Speed Permanent Magnet Synchronous Motor/Generator for Flywheel Applications" *NASA/TM—2005-213651*, 2005
- [PAP 77] **C. H. Papas** "On the Contactless Suspension of Objects by Electric and Magnetic Fields" *Applied Physics*, Vol. 13, pp 361-364, 1977.
- [PER 1868] **L. G. Perreaux** "Vélocipède à grande vitesse et à vapeur", INPI (Institut National de la Propriété Industrielle), No.83691, 1868.
- [PIC 04] **M. A. Pichot and M. D. Driga**, "Loss Reduction Strategies in Design of Magnetic Bearing Actuators for Vehicle Applications" *Proceedings of IEEE*, 2004
- [ROB 99] **P. Robert**, "Matériaux de l'électrotechnique", *Presses Polytechniques et Universitaires romandes*, Traité d'Électricité, ISBN: 2-88074-419-9, 1999.
- [RUD 84] **A.V. Ruddy** "Rotor dynamics of turbo-machinery", *The Glacier Metal Co.Ltd, Industrial Lubrication and Tribology*, April 1984
- [SAN 04] **J. Sandtner and H. Bleuler**, "Electrodynamic Passive Magnetic Bearing with Planar Halbach Arrays" *9th Int. Symposium on Magnetic Bearing*, Aug. 2004.
- [SCH 03] **H. Schneider** "Technique d'équilibrage, traduction de la 6e édition allemande *Auswuchttechnik*" *Springer-Verlag Berlin Heidelberg* 2003
- [SCH 02] **F. Schneider** "Point d'efficacité sans sobriété, Mieux vaut débondir que rebondir" *IEESDS, Revue Silence* numéro 280, février 2002.
- [SCH 94] **G.Schweitzer, H. Bleuler and A.Traxler**, "Active Magnetic Bearings" *Vdf Hochschulverlag AG an der ETH Zürich*, 1994.
- [SCH 09] **E. Schmidt and M. Hofer**, "Static and Transient Voltage Driven Finite Element Analysis for the Sensorless Control of a Hybrid Radial Active Magnetic Bearing", the *12th Int. Conf.on Electrical Machines and Systems*, Nov 2009
- [SHI 03] **J. Shi., R. Zmood and L. Qin**, "Synchronous disturbance attenuation in magnetic bearing systems using adaptive compensating signals" *Control Engineering Practice*, 12 (3). pp. 283-290. ISSN 0967-0661

- [STU 75] **P. A. Studer, NAZA**, "Magnetic Bearing", Patent 3865442, Patent Application 100637, February 1975.
- [SIV 04] **S. Sivrioglu, K. Nonami and M. Saigo**, "Low Power Consumption Nonlinear Control with H_{∞} Compensator for a Zero Bias Flywheel AMB System" *Journal of Vibration and Control*, 2004.
- [STE 84] **C. P. Steinmetz**, "On the law of hysteresis", *reprint, Proc. IEEE*, VOL. 72, No 2, February 1984
- [UEY 90] **H. Ueyama and Y. Fujimoto**, "Iron Losses and Windy Losses of High Rotational Speed Rotor Suspended by Magnetic Bearings" *2nd Int. Symposium on Magnetic Bearing*, July 1990.
- [TSA 03] **P. Tsao, M. Senesky**, and S. R. Sanders "An Integrated Flywheel Energy Storage System With Homopolar Inductor Motor/Generator and High-Frequency Drive" *IEEE Trans. On Industry Applications*, Vol. 39, No.6, Nov. 2003.
- [TSI 00] **P. Tsiotras, B. Wilson, and R. Bartlett**, "Control of Zero-Bias Magnetic Bearings Using Control Lyapunov Functions" *Proceedings of the 39th IEEE Conf. on Decision and Control*. Sydney, December 2000.
- [WER 05] **F. N Werfel, U. Floegel, R. Rothfeld, T. Riedel, D Wippich, B. Goebel** "Flywheel Energy Storage System (FESS) with HTS Magnetic Bearings" *ISMS 8*, Dresden, Sept. 2005
- [YAN 02] **Y. Sun and L. Yu**, "Analytical Method for Eddy Current Loss in Laminated Rotor with Magnetic Bearings" *IEEE Trans. On Magnetics*, Vol. 38, No.2, March 2002.
- [YIM 04] **Jung-Sik Yim, Jang-Hwan Kim, Seung-Ki Sul, Hyeong-Joon Ahn and Dong-Chul Han** "Sensorless Position Control of Active Magnetic Bearings Based on High Frequency Signal Injection method" *Proceedings of IEEE, 2004*
- [YON 02] **H. Yong Kim and Chong-Won Lee**, "Analyis od Eddy-Current Losses for Design of small Active Magnetic Bearings with Solid Core and Rotor" in *Proc. of 8th Int. Symposium on Magnetic Bearings*, August 2002, Japan.
- [YON 96] **J. Yonnet**, Magnetomechanical devices. In: J. Coey, Editor, *Rare-earth iron permanent magnets*, Clarendon Press, Oxford (1996), pp. 430–451.
- [YON 02] **J-P Yonnet** "Paliers et butées magnétiques passifs" *Techniques de l'Ingénieur, traité Génie électrique*, 2002.
- [YON 04] **H. Yong Kim and Chong-Won Lee**, "Analytical Method for Eddy Current Loss in Laminated Rotor with Magnetic Bearings" *IEEE Trans. On Magnetics*, Vol. 40, No.5, September 2004.
- [ZAL 90] **R. A. Zalik** "Rotordynamics analysis of a Jeffcott model with deadband" *Int. Congress on Recent Developments in Air- and Structure-Borne Sound and Vibration, Auburn, AL, Mar. 6-8, 1990*

- [ZHA 95] **J. Zhang, N. Karrer**, "IGBT Power Amplifiers for Active Magnetic Bearings of High Speed Milling Spindles", *IEEE Proc. of the International Conference on Industrial Electronics, Control, and Instrumentation*, vol. 1, pp. 596-601, 1995.
- [ZHA 08] **L. Zhao, C. Ham, T. X. Wu, L Zheng, H. P. Seigneur, K. B. Sundaram, J. kapat, J. Vaidya and L. Chow** "Development of A Super High-Speed Permanent Magnet Synchronous Motor (PMSM) Controller and Analysis of The Experimental Results" *Journal of Systemics, Cybernetics and Informatics*

Sites internet consultés:

[S1] http://www.cogeneration.net/compressed_air_energy_storage.htm

Consulté le 2010/03/02

[S2] <http://www.afh2.org/uploads/memento/Fiche4.3cryogenique.pdf>

Consulté le 2010/03/23

[S3] http://e2phy.in2p3.fr/2001/alleau_hydrogene_pile.doc

Consulté le 2010/03/23

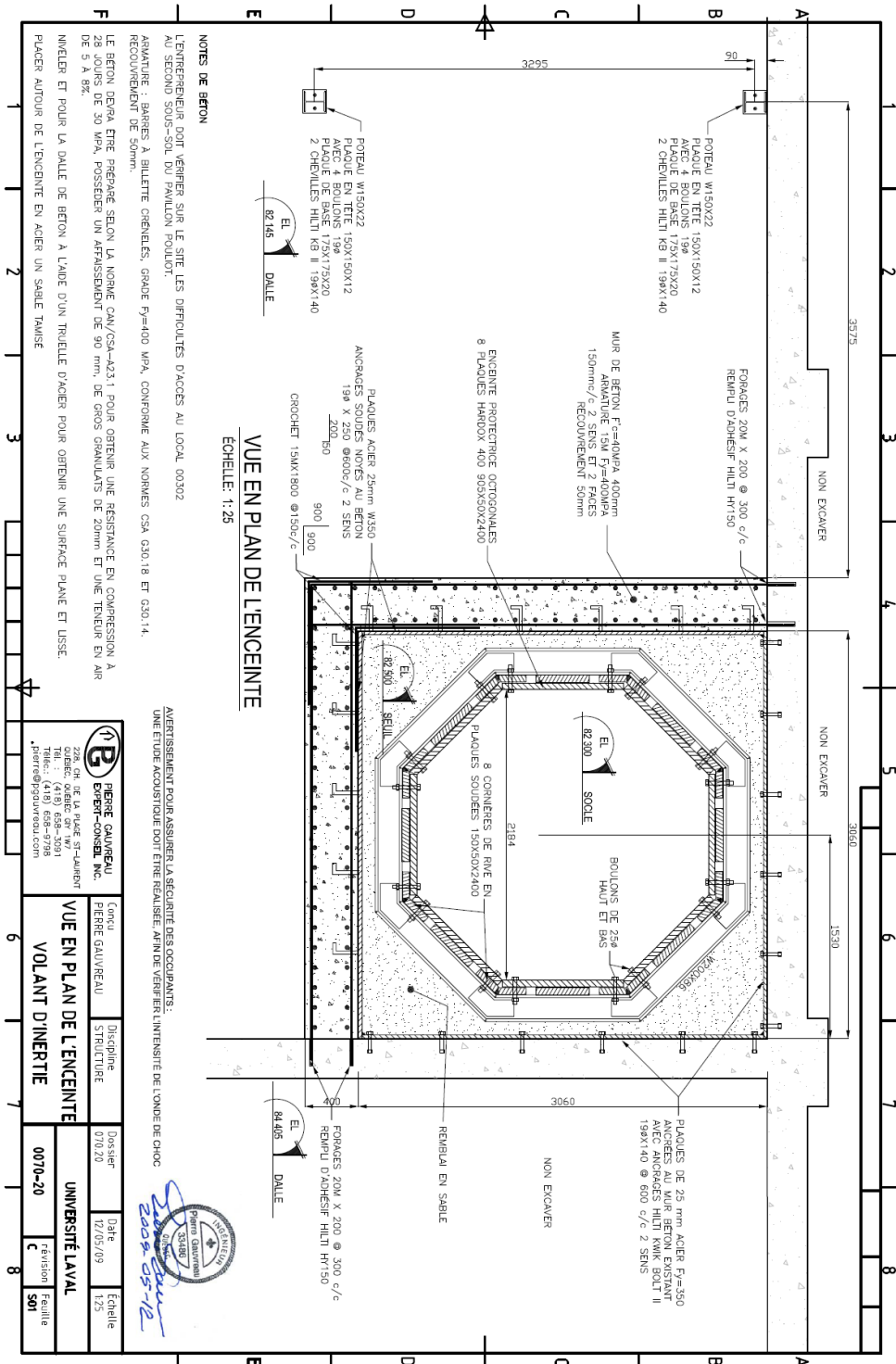
[S4] http://www.canwea.ca/media/release/release_f.php?newsId=115

Consulté le 2011/04/08

[S5] http://www.mamrot.gouv.qc.ca/pub/amenagement_territoire/orientations_gouvernementales/eoliennes_aspects_financiers.pdf

Consulté le 2011/04/08

ANNEXE A : Vue en Plan de l'enceinte de sécurité



ANNEXE B : Stabilité et extension du théorème de S. Earnshaw

1. Définition

En physique, le **théorème d'Earnshaw** établit qu'un ensemble de charges ponctuelles ne peut être maintenu dans un équilibre stable uniquement par des interactions d'ordre électrostatique entre les charges.

Le théorème fut prouvé pour la première fois en 1842 par **Samuel Earnshaw**. On l'utilise couramment pour les champs magnétiques, mais il fut à l'origine étudié pour les cas électrostatiques. Il s'applique en réalité à toute combinaison de forces qui suivent une loi en $1/r^2$: les effets des champs magnétiques, électriques ou gravitationnels.

2. Stabilité d'un ressort

Avant de voir la stabilité selon **Earnshaw**, considérons la stabilité dans le ressort tel que donné au schéma ci-dessous:

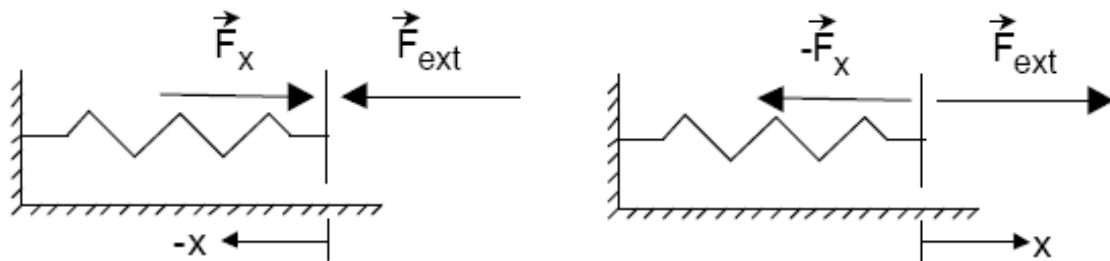


Figure 1

La force exercée par un ressort dans l'axe x s'oppose toujours à la force appliquée sur le ressort. C'est donc un système stable.

Pour mieux comprendre le sens de la stabilité, introduisons le terme **raideur** qui est la clé de cette stabilité.

La force de rappel du ressort est donnée par:

$$F_x = -k \cdot x, \quad k > 0 \quad (1)$$

La raideur k vaut alors :

$$k = -\frac{\partial F}{\partial x} \quad (2)$$

Le ressort ne générant que des forces de rappel, la raideur d'un ressort est toujours positive : plus ses maillons ont tendance à s'éloigner, plus le ressort essaie de revenir à son position initiale — position d'énergie minimale. Par contre, si la raideur du ressort était négative, il serait instable et générerait une force qui aurait tendance à écarter ses éléments.

Dans l'espace, on définit généralement la raideur comme suit:

$$k = - \begin{bmatrix} \frac{dF_x}{dx} \\ \frac{dF_y}{dy} \\ \frac{dF_z}{dz} \end{bmatrix} \quad (3)$$

Dans chaque dimension, la raideur doit être positive pour que la stabilité ait lieu.

3. Démonstration de l'instabilité

Considérons un corps de volume V , possédant une aimantation rigide \mathbf{J} , soumis à un champ statique externe \mathbf{H} . L'énergie d'interaction du système est donnée par l'expression

(4)

$$W = -\iiint_V \vec{J} \cdot \vec{H} \, dv \quad (4)$$

La force d'interaction vaut :

$$\vec{F} = -\nabla W = -\vec{grad} W \quad (5)$$

Par définition, en sommant les raideurs dans l'espace, on obtient la divergence de la force telle que présenté en (6):

$$\sum k_i = -div \vec{F} = -div(-\vec{grad} W) = \Delta W = \nabla^2 W \quad (6)$$

Alors :

$$\nabla^2 W = -\iiint_v \nabla^2 (\vec{J} \cdot \vec{H}) dv \quad (7)$$

Puisque l'aimantation J est constante, on obtient alors:

$$\nabla^2 W = -\iiint_v \vec{J} \cdot \nabla^2 \vec{H} dv \quad (8)$$

Or en magnétostatique,

$$\nabla^2 H = \sum \text{Variation des sources} = 0 \dots \dots \dots \quad (9)$$

$$\Rightarrow \sum k_i = k_x + k_y + k_z = 0$$

Si l'une des raideurs d'un aimant plongé dans un champ magnétostatique extérieur est positive, au moins une raideur sera inférieure à zéro, ce qui veut dire qu'au moins un des axes de translation sera instable. D'où l'impossibilité d'une lévitation magnétique passive totale — uniquement avec les aimants — stable.

Pour un système cylindrique,

$$k_x = k_y = k_r \quad (10)$$

La somme des raideurs vaut dans ce cas :

$$k_z = -2k_r \quad (11)$$

- Si k_r est positive, k_z est négative. Le palier est axialement (axe z) instable
- Si k_z est positive, k_r est négative. Le palier est radialement instable

ANNEXE C : Courant de Foucault et Effet pelliculaire

L'effet de peau ou effet pelliculaire (ou plus rarement effet Kelvin) est un phénomène électromagnétique qui fait que, à fréquence élevée, le courant a tendance à ne circuler qu'en surface du conducteur. Ceci provoque ainsi la décroissance de la densité de courant à mesure que l'on s'éloigne de la périphérie du conducteur. Il en résulte une augmentation de la résistance du conducteur. Cela signifie que le courant ne circule pas uniformément dans toute la section du conducteur. Tout se passe comme si la section *utile* du câble était devenue plus petite.

Les tôles magnétiques sont généralement utilisées pour des fréquences plus élevées à condition de réduire leur épaisseur d ou, le cas échéant, \hat{B} de façon à respecter l'invariance des pertes magnétiques. Dans ce cas, l'épaisseur des tôles doit être telle que l'effet pelliculaire soit assez prononcé. Pour cela on définit une profondeur de pénétration δ pour laquelle l'amplitude de l'induction diminue dans le rapport $1/e$ (37 %). On montre dans la section suivante que :

$$\delta = \sqrt{\frac{2 \rho}{\mu_0 \mu_r \omega}} \quad (1)$$

δ : Profondeur ou épaisseur de peau en mètre [m]

ω : Pulsation en radian par seconde [rad/s] ($\omega=2.\pi.f$)

f : Fréquence du courant en Hertz [Hz]

μ_0 : Perméabilité absolue en Henry par mètre [H/m]

μ_r : Perméabilité relative

ρ : Résistivité en Ohm-mètre [$\Omega.m$]

Démonstration

Prenons le rotationnel des deux premières équations de Maxwell

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} + \nabla \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad (1)$$

$$\nabla \times \nabla \times \vec{H} - \nabla \times \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \nabla \times \vec{J}$$

Et, en faisant appel aux relations constitutives temporelles,

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} + \mu \nabla \times \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0 \quad (2)$$

$$\nabla \times \nabla \times \vec{H} - \varepsilon \nabla \times \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \sigma \nabla \times \vec{E}$$

Comme les fonctions vectorielles \vec{E} et \vec{H} et leurs dérivées premières et secondes sont continues dans tout le domaine, on peut interchanger l'ordre des opérateurs de dérivation. Les équations deviennent alors

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} + \mu \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \vec{H} = 0 \quad (3)$$

$$\nabla \times \nabla \times \vec{H} - \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \vec{E} = \sigma \nabla \times \vec{E}$$

Substituant à $\nabla \times \vec{H}$ et $\nabla \times \vec{E}$ leurs équivalences obtenues à partir des équations de Maxwell, on obtient :

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} + \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0 \quad (3)$$

$$\nabla \times \nabla \times \vec{H} + \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} + \mu \sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0$$

Rappel : $\nabla \times \nabla \times \vec{a} = \left(\nabla \cdot \vec{a} \right) - \nabla \vec{a}$

On peut alors développer les relations précédentes. Mais que valent $\nabla \cdot \vec{E}$ et $\nabla \cdot \vec{H}$?

On sait que $\nabla \cdot \vec{B} = 0$, comme $\vec{H} = \vec{B} / \mu$ et que μ est scalaire. $\nabla \cdot \vec{H} = 0$. D'autre part,

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{J} = 0 &\Rightarrow \nabla \cdot \sigma \vec{E} = 0 \\ &\Leftrightarrow \nabla \sigma \cdot \vec{E} + \sigma \nabla \cdot \vec{E} = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

Comme le milieu est homogène, $\nabla \sigma = 0$ et $\nabla \cdot \vec{E} = 0$. Mais on doit insister sur le fait que ceci n'est vrai que pour un milieu homogène. Dans la plupart des situations, $\nabla \cdot \vec{E} \neq 0$. En fait, les contrastes de σ jouent un

Cette grandeur caractéristique en première approximation l'épaisseur de la couche où se trouve concentrée la plus grande partie des lignes de champ. La figure 1 illustre la distribution de l'induction selon x pour quelques valeurs du rapport d/δ .

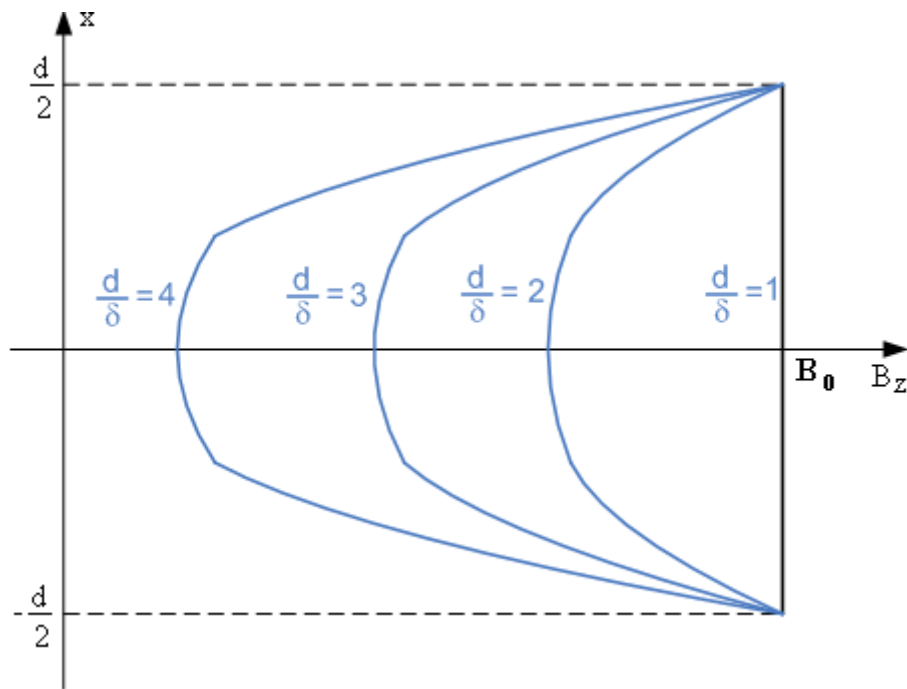


Figure 1 : Profondeur de pénétration

ANNEXE D : Calcul du volume du cuivre

Le développement de ce calcul du volume de cuivre à pour objectif d'aider le lecteur à la compréhension de l'établissement de l'équation représentant le volume de cuivre au chapitre 4. Compte tenu du fait que les pertes soient dépendantes du volume du cuivre, il est important de bien calculer ce dernier, incluant les têtes de bobines. Considérons la coupe de la bobine d'un centreur donnée à la figure ci-dessous :

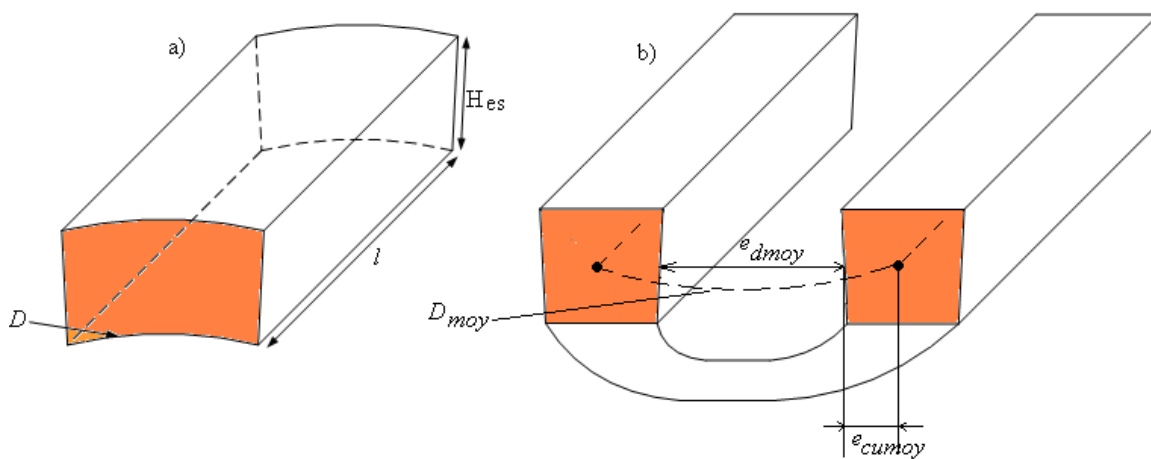


Figure 1 : Coupe d'une bobine du centreur actif à 8 pôles

En se référant au modèle d'analyse du centreur actif à 8 pôles de la figure 2 tout en prenant en compte les courbures, on peut écrire quelques longueurs moyennes comme suit:

- Longueur moyenne entre les deux bobines

$$e_{d moy} = \frac{D + 2Hes + D}{2} \cdot \theta_d = (D + Hes) \cdot \theta_d$$

- Épaisseur moyenne de la bobine

$$e_{cumoy} = \frac{0.5 \cdot (D + Hes) \cdot \theta_e}{2} = \frac{D + Hes}{4} \theta_e$$

- Longueur moyenne d'une tête de bobine

$$D_{moy} = e_{dmoy} + e_{cumoy} = (D + Hes) \cdot \theta_d + \frac{D + Hes}{4} \theta_e = \pi \left[(D + Hes) \cdot \left(\theta_d + \frac{\theta_e}{4} \right) \right]$$

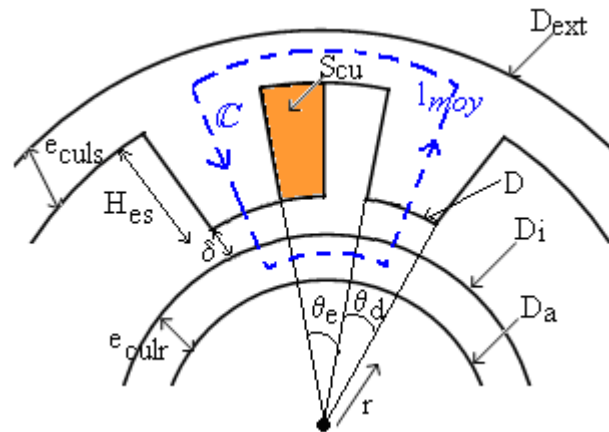


Figure 2 : Modèle d'analyse du centreur actif à 8 pôles

Étant donné qu'une bobine comporte deux têtes de bobine et que sous une paire de pôles on retrouve deux bobines, le volume de cuivre moyen de cuivre d'une paire de pôles vaut alors :

$$V_{cu} = S_{cu} \cdot \left[4l + \pi \left[(D + Hes) \cdot (4\theta_d + \theta_e) \right] \right]$$

ANNEXE E : Calcul du temps de décharge

L'équation du mouvement liée au volant d'inertie en tenant compte uniquement des pertes dans les centreurs magnétiques vaut :

$$J_v \frac{d\Omega_v}{dt} = -T_{pertes} \quad (1)$$

Où Ω_v est la vitesse de rotation du volant d'inertie, J_v et T_{pertes} le couple de pertes liées aux centreurs magnétiques.

En approximant le couple par une fonction linéaire, ceci entraîne :

$$T_{pertes} = A \cdot \Omega_v + B \quad (2)$$

La résolution de cette équation dans le domaine de Laplace, revient à :

$$\begin{aligned} s \cdot J_v \cdot \Omega_v(s) &= A \cdot \Omega_v(s) + J_v \cdot \Omega_v(0) + \frac{B}{s} \\ s \cdot \Omega_v(s) &= \frac{A}{J_v} \cdot \Omega_v(s) + \frac{\Omega_v(0) \cdot J_v}{J_v} + \frac{B}{J_v \cdot s} \\ \Omega_v(s) \left(s - \frac{A}{J_v} \right) &= \Omega_v(0) + \frac{B}{J_v \cdot s} \\ \Omega_v(s) &= \frac{\Omega_v(0)}{\left(s - \frac{A}{J_v} \right)} + \frac{B}{J_v \cdot s \left(s - \frac{A}{J_v} \right)} \end{aligned} \quad (3)$$

En décomposant $\Omega_v(s)$ en fractions simples on obtient :

$$\Omega_v(s) = \frac{\Omega_v(0)}{\left(s - \frac{A}{J_v}\right)} + \frac{B/J_v}{s \left(s - \frac{A}{J_v}\right)} = \frac{\Omega_v(0)}{\left(s - \frac{A}{J_v}\right)} + \frac{A_1}{s} + \frac{A_2}{\left(s - \frac{A}{J_v}\right)} \quad (4)$$

A_1 et A_2 sont les résidus de $\Omega_v(s)$ et valent :

$$A_1 = \lim_{s \rightarrow 0} s \cdot \frac{\frac{B}{J_v}}{s \left(s - \frac{A}{J_v}\right)} = \frac{\frac{B}{J_v}}{-\frac{A}{J_v}} = -\frac{B}{A}$$

$$A_2 = \lim_{s \rightarrow \frac{A}{J_v}} \left(s - \frac{A}{J_v}\right) \cdot \frac{\frac{B}{J_v}}{s \left(s - \frac{A}{J_v}\right)} = \frac{\frac{B}{J_v}}{\frac{A}{J_v}} = \frac{B}{A} \quad (5)$$

$$\Omega_v(s) = \frac{\Omega_v(0)}{\left(s - \frac{A}{J_v}\right)} - \frac{B}{A \cdot s} + \frac{B}{A \cdot \left(s - \frac{A}{J_v}\right)}$$

Si on revient dans le domaine temporel, la vitesse en fonction temps faut :

$$\Omega_v(t) = \left(\Omega_v(0) + \frac{B}{A}\right) \cdot e^{\frac{A}{J_v}t} - \frac{B}{A} \quad (6)$$

La vitesse à $t = 0$ est égale à Ω_{max}

$$\Omega_v(0) = \Omega_{max} \quad (7)$$

À $\Omega_v(t) = \Omega_{min}$, l'équation devient :

$$\Omega_{\min} = \left(\Omega_{\max} + \frac{B}{A} \right) \cdot e^{\frac{A}{J_v} t} - \frac{B}{A} \quad (8)$$

$$\frac{\left(\Omega_{\min} + \frac{B}{A} \right)}{\left(\Omega_{\max} + \frac{B}{A} \right)} = e^{\frac{A}{J_v} t}$$

Si on appelle t_f le temps que met le volant d'inertie pour passer de la vitesse maximale à la vitesse minimale désirée, on obtient :

$$t_f = \ln \left(\frac{\Omega_{\min} + \frac{B}{A}}{\Omega_{\max} + \frac{B}{A}} \right) \cdot \frac{A}{J_v} \quad (9)$$

ANNEXE F : Paramétrisation des grandeurs Visual Basic

1. Centreurs magnétiques hybrides

' Declaration des variables globales

```
Dim MN6 As Object, Doc As Object, View As Object
Dim eculs As Double, e As Double, kr As Double, Qd As Double, Ra As Double, Pi As Double, kc As Double, Rcxp As Double, Abx As Double, pc As Double
Dim hr As Double, Qa As Double, ks As Double, hes As Double, Rext As Double, eps As Double, eps2 As Double, La As Double, Rcx As Double, Rcy As Double
Dim kaim As Double, ka As Double, eculr As Double, R As Double, Rva1 As Double, Rva2 As Double, Rva3 As Double, Ri As Double, Ic As Double, Ne As Double
Private Sub CommandButton1_Click()
Pi = 3.14159265358979
StartMagNet
Var_def
stator1_construction
magnet_construction
rotor_construction
Virtual_Airs
Motion
Coils
Meshing
'Solver
End Sub
```

Sub StartMagNet()

'Open MagNet for creation of the box

```
Set MN6 = CreateObject("Magnet.application")
Set Doc = MN6.newDocument
Set View = Doc.getView
MN6.Visible = True 'make the MagNet window visible
Call MN6.getDocument().setDefaultLengthUnit("Millimeters")
Call MN6.getDocument().setCurveSmoothnessAngle(5)
```

End Sub

Sub Var_def()

'Cdbl(Range("C3").Value) signifie qu'on va chercher eculs la ligne 3 colonne C

'Definition des variables globales

```

eculs = CDbI(Range("C3").Value)
eculr = CDbI(Range("C4").Value)
La = CDbI(Range("C5").Value)
e = CDbI(Range("C6").Value)
hes = CDbI(Range("C7").Value)
Ra = CDbI(Range("C8").Value)
R = Ra + eculr
Ri = R + e
Rva1 = Ri - e / 2           'rayon air virtuel 1
Rva2 = Ri - e / 4           'rayon air virtuel 2
Rva3 = Ri - 3 * e / 4       'rayon air virtuel 2
kr = CDbI(Range("C9").Value)
kc = CDbI(Range("C10").Value)
ka = CDbI(Range("C11").Value)
ks = CDbI(Range("C12").Value)
Qd = (1 - kr) * Pi / 2
Qa = ks * Qd
hr = kc * hes
Rext = R + eculs + hr + hes + e
eps = CDbI(Range("C13").Value)
eps2 = CDbI(Range("C14").Value)
kaim = CDbI(Range("C15").Value)
Abx = 50
Ic = CDbI(Range("C16").Value)
Ne = CDbI(Range("C17").Value)
pc = CDbI(Range("C21").Value)
End Sub

```

Sub stator1_construction()

Set Con = MN6.GetConstants

Rpx = (R + e) * Sin(Qd / 2)

Rpy = (R + e) * Cos(Qd / 2)

Rx2 = Rpx + hr

Ry2 = Rpy + hr

Rx = (1 + (pc / Ri)) * Rpx

Ry = (1 + (pc / Ri)) * Rpy - pc

View.newArc 0, -pc, Rx, Ry, -Rx, Ry

```
View.newLine 0, pc, -Rx, -Ry, Rx, -Ry
View.newLine -pc, 0, Ry, -Rx, Ry, Rx
View.newLine pc, 0, -Ry, Rx, -Ry, -Rx
```

Call MN6.getDocument().setScaleToFit(True) 'centre la figure. MN6=pointeur

```
x1 = (R + e + hr) * Sin(Qa / 2)
y1 = (R + e + hr) * Cos(Qa / 2)
Rcx = y1 * Tan(Qd / 2)
y2 = y1 + hes
```

```
View.newLine -Rx, Ry, -Rx, Ry2
View.newLine -Rx, Ry2, -x1, y1
View.newLine -x1, y1, -x1, y2
View.newLine 0, 0, -x1, y2, -y2, x1
View.newLine -y2, x1, -y1, x1
View.newLine -y1, x1, -Ry2, Rx
View.newLine -Ry2, Rx, -Ry, Rx
View.newLine -Ry, -Rx, -Ry2, -Rx
View.newLine -Ry2, -Rx, -y1, -x1
View.newLine -y1, -x1, -y2, -x1
View.newLine 0, 0, -y2, -x1, -x1, -y2
View.newLine -x1, -y2, -x1, -y1
View.newLine -x1, -y1, -Rx, -Ry2
View.newLine -Rx, -Ry2, -Rx, -Ry
View.newLine Rx, -Ry, Rx, -Ry2
View.newLine Rx, -Ry2, x1, -y1
View.newLine x1, -y1, x1, -y2
View.newLine 0, 0, x1, -y2, y2, -x1
View.newLine y2, -x1, y1, -x1
View.newLine y1, -x1, Ry2, -Rx
View.newLine Ry2, -Rx, Ry, -Rx
View.newLine Ry, Rx, Ry2, Rx
View.newLine Ry2, Rx, y1, x1
View.newLine y1, x1, y2, x1
View.newLine 0, 0, y2, x1, x1, y2
View.newLine x1, y2, x1, y1
View.newLine x1, y1, Rx, Ry2
View.newLine Rx, Ry2, Rx, Ry
View.newLineCircle 0, 0, Rext
```

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(0, Rext - 0.5, Con.infoSetSelection, Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau


```
ArrayOfValues(0) = "front_iron"
```

```
'Extrusion de la piece vue_stat1 + nom du materiau a utiliser
```

```
Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(eps, ArrayOfValues,
"Name=M-19 29 Ga", True)
```

```
'Translation de vue stat1 Bloc total du stator1
```

```
Call MN6.getDocument().shiftComponent("front_iron", 0, 0, La / 2)
```

```
'construction piece arrière
```

```
Call MN6.getDocument().getView().selectAt(0, Rext - 0.5, Con.infoSetSelection,
Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
ArrayOfValues(0) = "back_iron"
```

```
'Extrusion de la piece vue_stat1 + nom du materiau a utiliser
```

```
Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(-eps2,
ArrayOfValues, "Name=M-19 29 Ga", True)
```

```
'Translation du vue stat1 Bloc total du stator1
```

```
Call MN6.getDocument().shiftComponent("back_iron", 0, 0, -La / 2)
```

```
End Sub
```

```
Sub magnet_construction()
```

```
Set Con = MN6.GetConstants
```

```
x1 = (Rext - ((kaim + 1) / 2) * eculs) * Sin(ka * Qa / 2)
```

```
y1 = (Rext - ((kaim + 1) / 2) * eculs) * Cos(ka * Qa / 2)
```

```
x2 = (Rext - (1 - kaim) * eculs / 2) * Sin(ka * Qa / 2)
```

```
y2 = (Rext - (1 - kaim) * eculs / 2) * Cos(ka * Qa / 2)
```

```
Dom = (Rext - (1 - kaim) * eculs / 2 - 0.1) ' point pr surface de selection pr des fins d
extrusion
```

```
'aimant du haut
```

```
View.newLine x1, y1, x2, y2
```

```
View.newLine -x1, y1, -x2, y2
```

```
View.newLineArc 0, 0, x1, y1, -x1, y1
```

```
View.newArc 0, 0, x2, y2, -x2, y2
```

```
'extrusion aimant haut
```

```
Call MN6.getDocument().getView().selectAt(0, Dom, Con.infoSetSelection,
Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
ArrayOfValues(0) = "AimantH"
Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(La, ArrayOfValues,
"Name=NdFeB: Neodymium Iron Boron; Type= Uniform;Direction= [0,0,-1]", True)
```

```
'Translation aimant haut
```

```
Call MN6.getDocument().shiftComponent("AimantH", 0, 0, -La / 2)
```

```
'aimant du bas
```

```
Call
```

```
MN6.getDocument().rotateComponent(MN6.getDocument().copyComponent("AimantH", 1), 0, 0, 0, 0, 0, 1, 90, 1) ' roter la copie de aimantH
```

```
Call MN6.getDocument().renameObject("Copy of AimantH #1", "AimantG") '
renomme la copie de l aimantH
```

```
Call
```

```
MN6.getDocument().rotateComponent(MN6.getDocument().copyComponent("AimantH", 1), 0, 0, 0, 0, 0, 1, 180, 1) ' roter la copie de aimantH
```

```
Call MN6.getDocument().renameObject("Copy of AimantH #2", "AimantB")
```

```
Call
```

```
MN6.getDocument().rotateComponent(MN6.getDocument().copyComponent("AimantH", 1), 0, 0, 0, 0, 0, 1, -90, 1) ' roter la copie de aimantH
```

```
Call MN6.getDocument().renameObject("Copy of AimantH #3", "AimantD")
```

```
End Sub
```

```
Sub rotor_construction()
```

```
Set Con = MN6.GetConstants
```

```
View.newCircle 0, 0, Ra
```

```
Call MN6.getDocument().getView().selectAt(0, 0, Con.infoSetSelection,
Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
```

```
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
```

```
ArrayOfValues(0) = "shaft1"
```

```
'Extrusion de shaft + nom du materiau a utiliser
```

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(2 * eps * (1 + 0.2) + La, ArrayOfValues, "Name=Steel 1020", True)

'Translation du shaft

Call MN6.getDocument().shiftComponent("shaft1", 0, 0, -(eps * (1 + 0.2) + La / 2))

View.newCircle 0, 0, R

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(0, (R - 0.5), Con.infoSetSelection, Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface

ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau

ArrayOfValues(0) = "laminations2"

'Extrusion de la piece laminations1 + nom du materiau a utiliser

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(eps * (1 + 0 * 0.2), ArrayOfValues, "Name=Materiau anisotrope non lineaire;Type= Uniform;Direction=[0,0,1]", True)

'Translation laminations2

Call MN6.getDocument().shiftComponent("laminations2", 0, 0, -(eps * (1 + 0 * 0.1) + La / 2))

View.newCircle 0, 0, R

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(0, (R - 0.5), Con.infoSetSelection, Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface

ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau

ArrayOfValues(0) = "laminations1"

'Extrusion de la piece laminations2 + nom du materiau a utiliser

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(eps * (1 + 0 * 0.2), ArrayOfValues, "Name=Materiau anisotrope non lineaire;Type= Uniform;Direction=[0,0,1]", True)

'Translation laminations1

Call MN6.getDocument().shiftComponent("laminations1", 0, 0, -eps * 0 * 0.1 + La / 2)

End Sub

Sub Virtual_Airs()

Set Con = MN6.GetConstants

View.newCircle 0, 0, Ri

View.newCircle 0, 0, Rva1

View.newCircle 0, 0, Rva2

View.newCircle 0, 0, Rva3

' Selection 1ere surface virtual cote stator

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(0, Ri - e / 8, Con.infoSetSelection,
Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface

ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau

ArrayOfValues(0) = "Air_virStat"

'Extrusion Air_virStat +assignation materiau a la region Air_virStat

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(La + 2 * eps + Abx,
ArrayOfValues, "Name= Virtual Air", True)

'Translation Air_virStat

Call MN6.getDocument().shiftComponent("Air_virStat", 0, 0, -(La / 2 + eps + Abx /
2))

' Selection surface virtual entrefer 1

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(0, Rva2 - e / 8, Con.infoSetSelection,
Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface

ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau

ArrayOfValues(0) = "Airgap1"

'ExtrusionAirgap1 + assignation materiau a la region Airgap1

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(La + 2 * eps + Abx,
ArrayOfValues, "Name= AIR", True)

'Translation Airgap1

Call MN6.getDocument().shiftComponent("Airgap1", 0, 0, -(La / 2 + eps + Abx / 2))

' Selection surface virtual entrefer 2

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(0, Rva1 - e / 8, Con.infoSetSelection,
Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
ArrayOfValues(0) = "Airgap2"

'Extrusion Airgap2 + assignation materiau a la region Airgap2

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(La + 2 * eps + Abx,
ArrayOfValues, "Name= AIR", True)

'Translation Airgap2

Call MN6.getDocument().shiftComponent("Airgap2", 0, 0, -(La / 2 + eps + Abx / 2))

' Selection surface virtual cote rotor

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(0, Rva3 - e / 8, Con.infoSetSelection,
Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
ArrayOfValues(0) = "Air_virRot"

'Extrusion Air_virRot + assignation materiau a la region Air_virRot

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(La + 2 * eps + Abx,
ArrayOfValues, "Name= Virtual Air", True)

'Translation Air_virRot

Call MN6.getDocument().shiftComponent("Air_virRot", 0, 0, -(La / 2 + eps + Abx /
2))

' Selection des lines pour suppression

Call MN6.getDocument().getView().SelectAll(infoSelection,
Array(Con.infoSliceLine, Con.infoSliceArc))
Call MN6.getDocument().getView().deleteSelection

' Region infinie stator

View.newCircle 0, 0, 1.5 * Rext
View.newCircle 0, 0, Ri

```
Call MN6.getDocument().getView().selectAt(0, Rext, Con.infoSetSelection,
Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
ArrayOfValues(0) = "Air_box_stat"

'Extrusion Air_box + assignation materiau a la region Air_box

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(La + 2 * eps + Abx,
ArrayOfValues, "Name= AIR", True)

'Translation Air_virRot

Call MN6.getDocument().shiftComponent("Air_box_stat", 0, 0, -(La / 2 + eps + Abx /
2))

' Region infinie rotor

View.newCircle 0, 0, R

' Selection des line air_box pour suppression

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(0, 0, Con.infoSetSelection,
Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
ArrayOfValues(0) = "Air_box_rot"

'Extrusion Air_box + assignation materiau a la region Air_box

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(La + 2 * eps + Abx,
ArrayOfValues, "Name= AIR", True)

'Translation Air_virRot

Call MN6.getDocument().shiftComponent("Air_box_rot", 0, 0, -(La / 2 + eps + Abx /
2))

Call MN6.getDocument().getView().SelectAll(infoSelection,
Array(Con.infoSliceLine, Con.infoSliceArc))
Call MN6.getDocument().getView().deleteSelection

End Sub

Sub Motion()
```

```

Set Con = MN6.GetConstants
ReDim ArrayOfValues(5)
ArrayOfValues(0) = "shaft1"
ArrayOfValues(1) = "laminations1"
ArrayOfValues(2) = "laminations2"
ArrayOfValues(3) = "Airgap2"
ArrayOfValues(4) = "Air_virRot"
ArrayOfValues(5) = "Air_box_rot"

```

```

Call MN6.getDocument().makeMotionComponent(ArrayOfValues)

```

```

Call MN6.getDocument().setMotionSourceType("Motion#1", infoVelocityDriven)
Call MN6.getDocument().setMotionRotaryCenter("Motion#1", Array(0, 0, 0))
Call MN6.getDocument().setMotionRotaryAxis("Motion#1", Array(0, 0, 1))

```

```

ReDim ArrayOfValues1(1)
ArrayOfValues1(0) = 0
ArrayOfValues1(1) = CDBl(Range("C19").Value)
ReDim ArrayOfValues2(1)
ArrayOfValues2(0) = CDBl(Range("C19").Value)
ArrayOfValues2(1) = CDBl(Range("C19").Value)
Call MN6.getDocument().setMotionSpeedVsTime("Motion#1", ArrayOfValues1,
ArrayOfValues2)
End Sub
Sub Coils()

```

```

Set Con = MN6.GetConstants

```

```

x1 = (R + e + hr) * Sin(Qa / 2)
y1 = (R + e + hr) * Cos(Qa / 2)
Lt = 2 * x1
Rcxp = y1 * Tan(Qd / 2)
Rcx = Rcxp - 1 * (Rcxp - x1) / 3

```

```

View.newLine -x1, y1, -Rcx, y1
View.newLine -Rcx, y1, -Rcx, y1 + hes / 2
View.newLine -Rcx, y1 + hes / 2, -x1, y1 + hes / 2
View.newLine -x1, y1 + hes / 2, -x1, y1

```

```

' Section du cuivre

```

```

Scu = (Rcx - x1) * hes / 2

```

'Selection 1ere surface virtual cote stator

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(-Rcx + e / 6, y1 + hes / 6,
Con.infoSetSelection, Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface

```

ReDim ArrayOfValues(0)
ArrayOfValues(0) = "BobAH1"
ReDim ArrayOfValues1(6)
ReDim ArrayOfValues2(5)
ArrayOfValues2(0) = "Frame"
ArrayOfValues2(1) = "Cartesian"
ReDim ArrayOfValues3(2)
ArrayOfValues3(0) = -x1 - (Rcx - x1) / 2
ArrayOfValues3(1) = y1
ArrayOfValues3(2) = 0
ArrayOfValues2(2) = ArrayOfValues3
ReDim ArrayOfValues4(2)
ArrayOfValues4(0) = 1
ArrayOfValues4(1) = 0
ArrayOfValues4(2) = 0
ArrayOfValues2(3) = ArrayOfValues4
ReDim ArrayOfValues5(2)
ArrayOfValues5(0) = 0
ArrayOfValues5(1) = 1
ArrayOfValues5(2) = 0
ArrayOfValues2(4) = ArrayOfValues5
ReDim ArrayOfValues6(2)
ArrayOfValues6(0) = 0
ArrayOfValues6(1) = 0
ArrayOfValues6(2) = 1
ArrayOfValues2(5) = ArrayOfValues6
ArrayOfValues1(0) = ArrayOfValues2
ReDim ArrayOfValues7(1)
ArrayOfValues7(0) = "Start"
ReDim ArrayOfValues8(1)
ArrayOfValues8(0) = -x1 - (Rcx - x1) / 2
ArrayOfValues8(1) = y1
ArrayOfValues7(1) = ArrayOfValues8
ArrayOfValues1(1) = ArrayOfValues7
ReDim ArrayOfValues9(1)
ArrayOfValues9(0) = "Line"
ReDim ArrayOfValues10(2)
ArrayOfValues10(0) = 0

```

```

ArrayOfValues10(1) = 0
ArrayOfValues10(2) = 3 * eps / 5
ArrayOfValues9(1) = ArrayOfValues10
ArrayOfValues1(2) = ArrayOfValues9
ReDim ArrayOfValues11(2)
ArrayOfValues11(0) = "Blend"
ReDim ArrayOfValues12(1)
ArrayOfValues12(0) = (Rcx - x1) / 2
ArrayOfValues12(1) = (Rcx - x1) / 2
ArrayOfValues11(1) = ArrayOfValues12
ArrayOfValues11(2) = "Automatic"
ArrayOfValues1(3) = ArrayOfValues11
ReDim ArrayOfValues13(1)
ArrayOfValues13(0) = "Line"
ReDim ArrayOfValues14(2)
ArrayOfValues14(0) = Lt + 2 * (Rcx - x1) / 2
ArrayOfValues14(1) = 0
ArrayOfValues14(2) = 3 * eps / 5
ArrayOfValues13(1) = ArrayOfValues14
ArrayOfValues1(4) = ArrayOfValues13
ReDim ArrayOfValues15(2)
ArrayOfValues15(0) = "Blend"
ReDim ArrayOfValues16(1)
ArrayOfValues16(0) = (Rcx - x1) / 2
ArrayOfValues16(1) = (Rcx - x1) / 2
ArrayOfValues15(1) = ArrayOfValues16
ArrayOfValues15(2) = "Automatic"
ArrayOfValues1(5) = ArrayOfValues15
ReDim ArrayOfValues17(1)
ArrayOfValues17(0) = "Line"
ReDim ArrayOfValues18(2)
ArrayOfValues18(0) = Lt + 2 * (Rcx - x1) / 2
ArrayOfValues18(1) = 0
ArrayOfValues18(2) = 0
ArrayOfValues17(1) = ArrayOfValues18
ArrayOfValues1(6) = ArrayOfValues17

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInAMultiSweep(ArrayOfValues1,
ArrayOfValues, "Name=Copper: 5.77e7 Siemens/meter",
infoMakeComponentUnionSurfaces Or infoMakeComponentRemoveVertices)
Call
MN6.getDocument().rotateComponent(MN6.getDocument().copyComponent(Array("Bo
bAH1"), 1), 0, y1 + hes / 2, 0, 0, 1, 0, 180, 1)
Call MN6.getDocument().renameObject("Copy of BobAH1 #1", "BobAH2") ' renomme
la copie de BobAH1

```

'Translation BobAH

Call MN6.getDocument().shiftComponent("BobAH1", 0, 0, -(eps / 2 + La / 2))

Call MN6.getDocument().shiftComponent("BobAH2", 0, 0, -(eps / 2 + La / 2))

' Selection des line air_box pour suppression

Call MN6.getDocument().getView().SelectAll(infoSelection,
Array(Con.infoSliceLine, Con.infoSliceArc))

Call MN6.getDocument().getView().deleteSelection

'Rotations Bobines

Call

MN6.getDocument().rotateComponent(MN6.getDocument().copyComponent("BobAH1",
, 1), 0, 0, 0, 0, 0, 1, 90, 1) ' roter la copie de BobAH

Call MN6.getDocument().renameObject("Copy of BobAH1 #2", "BobAG1") '
renomme la copie de BobAH

Call

MN6.getDocument().rotateComponent(MN6.getDocument().copyComponent("BobAH2",
, 1), 0, 0, 0, 0, 0, 1, 90, 1) ' roter la copie de BobAH

Call MN6.getDocument().renameObject("Copy of BobAH2 #1", "BobAG2") '
renomme la copie de BobAH

Call

MN6.getDocument().rotateComponent(MN6.getDocument().copyComponent("BobAH1",
, 1), 0, 0, 0, 0, 0, 1, 180, 1) ' roter la copie de BobAH

Call MN6.getDocument().renameObject("Copy of BobAH1 #3", "BobAB1") '
renomme la copie de BobAH

Call

MN6.getDocument().rotateComponent(MN6.getDocument().copyComponent("BobAH2",
, 1), 0, 0, 0, 0, 0, 1, 180, 1) ' roter la copie de BobAH

Call MN6.getDocument().renameObject("Copy of BobAH2 #2", "BobAB2") '
renomme la copie de BobAH

Call

MN6.getDocument().rotateComponent(MN6.getDocument().copyComponent("BobAH1",
, 1), 0, 0, 0, 0, 0, 1, 270, 1) ' roter la copie de BobAH

Call MN6.getDocument().renameObject("Copy of BobAH1 #4", "BobAD1") '
renomme la copie de BobAH

Call
MN6.getDocument().rotateComponent(MN6.getDocument().copyComponent("BobAH2", 1), 0, 0, 0, 0, 0, 1, 270, 1) ' roter la copie de BobAH
Call MN6.getDocument().renameObject("Copy of BobAH2 #3", "BobAD2") '
renomme la copie de BobAH

'Translation BobAH pour les bobine de face

Call
MN6.getDocument().shiftComponent(MN6.getDocument().copyComponent("BobAH1", 1), 0, 0, La + eps)
Call MN6.getDocument().renameObject("Copy of BobAH1 #5", "BobFH1") '
renomme la copie de BobAH

Call
MN6.getDocument().shiftComponent(MN6.getDocument().copyComponent("BobAH2", 1), 0, 0, La + eps)
Call MN6.getDocument().renameObject("Copy of BobAH2 #4", "BobFH2") '
renomme la copie de BobAH

'Rotations BobAH

Call
MN6.getDocument().rotateComponent(MN6.getDocument().copyComponent("BobFH1", 1), 0, 0, 0, 0, 0, 1, 90, 1) ' roter la copie de BobAH
Call MN6.getDocument().renameObject("Copy of BobFH1 #1", "BobFG1") '
renomme la copie de BobFH1

Call
MN6.getDocument().rotateComponent(MN6.getDocument().copyComponent("BobFH2", 1), 0, 0, 0, 0, 0, 1, 90, 1) ' roter la copie de BobAH
Call MN6.getDocument().renameObject("Copy of BobFH2 #1", "BobFG2") '
renomme la copie de BobFH2

Call
MN6.getDocument().rotateComponent(MN6.getDocument().copyComponent("BobFH1", 1), 0, 0, 0, 0, 0, 1, 180, 1) ' roter la copie de BobAH
Call MN6.getDocument().renameObject("Copy of BobFH1 #2", "BobFB1") '
renomme la copie de BobFH1

Call
MN6.getDocument().rotateComponent(MN6.getDocument().copyComponent("BobFH2", 1), 0, 0, 0, 0, 0, 1, 180, 1) ' roter la copie de BobAH
Call MN6.getDocument().renameObject("Copy of BobFH2 #2", "BobFB2") '
renomme la copie de BobFH2

```
Call
MN6.getDocument().rotateComponent(MN6.getDocument().copyComponent("BobFH1"
, 1), 0, 0, 0, 0, 0, 1, 270, 1) ' roter la copie de BobAH
  Call MN6.getDocument().renameObject("Copy of BobFH1 #3", "BobFD1") '
renomme la copie de BobFH1
  Call
MN6.getDocument().rotateComponent(MN6.getDocument().copyComponent("BobFH2"
, 1), 0, 0, 0, 0, 0, 1, 270, 1) ' roter la copie de BobAH
  Call MN6.getDocument().renameObject("Copy of BobFH2 #3", "BobFD2") '
renomme la copie de BobFH

' Construction du bobinage avant du haut

ReDim ArrayOfValues(1)

ArrayOfValues(0) = "BobFH2"
ArrayOfValues(1) = "BobFH1"

Call MN6.getDocument().makeSimpleCoil(1, ArrayOfValues)
Call MN6.getDocument().setCoilSourceType("Coil#1", infoCurrentDriven)
Call MN6.getDocument().setCoilType("Coil#1", infoStrandedCoil)
Call MN6.getDocument().setCoilCurrent("Coil#1", Ic, 0)
Call MN6.getDocument().setCoilNumberOfTurns("Coil#1", Ne)

' Construction du bobinage avant du Bas

ReDim ArrayOfValues(1)

ArrayOfValues(0) = "BobFB1"
ArrayOfValues(1) = "BobFB2"

Call MN6.getDocument().makeSimpleCoil(1, ArrayOfValues)
Call MN6.getDocument().reverseCoilSide("Coil#2", 1)
Call MN6.getDocument().setCoilSourceType("Coil#2", infoCurrentDriven)
Call MN6.getDocument().setCoilType("Coil#2", infoStrandedCoil)
Call MN6.getDocument().setCoilCurrent("Coil#2", Ic, 0)
Call MN6.getDocument().setCoilNumberOfTurns("Coil#2", Ne)

' Construction du bobinage avant de Gauche

ReDim ArrayOfValues(1)

ArrayOfValues(0) = "BobFG2"
ArrayOfValues(1) = "BobFG1"
```

```
Call MN6.getDocument().makeSimpleCoil(1, ArrayOfValues)
Call MN6.getDocument().setCoilSourceType("Coil#3", infoCurrentDriven)
Call MN6.getDocument().setCoilType("Coil#3", infoStrandedCoil)
Call MN6.getDocument().setCoilCurrent("Coil#3", 0 * Ic, 0)
Call MN6.getDocument().setCoilNumberOfTurns("Coil#3", Ne)
```

```
' Construction du bobinage avant de droite
```

```
ReDim ArrayOfValues(1)
```

```
ArrayOfValues(0) = "BobFD1"
ArrayOfValues(1) = "BobFD2"
```

```
Call MN6.getDocument().makeSimpleCoil(1, ArrayOfValues)
Call MN6.getDocument().reverseCoilSide("Coil#4", 1)
Call MN6.getDocument().setCoilSourceType("Coil#4", infoCurrentDriven)
Call MN6.getDocument().setCoilType("Coil#4", infoStrandedCoil)
Call MN6.getDocument().setCoilCurrent("Coil#4", 0 * Ic, 0)
Call MN6.getDocument().setCoilNumberOfTurns("Coil#4", Ne)
```

```
' Construction du bobinage arrière du haut
```

```
ReDim ArrayOfValues(1)
```

```
ArrayOfValues(0) = "BobAH1"
ArrayOfValues(1) = "BobAH2"
```

```
Call MN6.getDocument().makeSimpleCoil(1, ArrayOfValues)
Call MN6.getDocument().reverseCoilSide("Coil#5", 1)
Call MN6.getDocument().setCoilSourceType("Coil#5", infoCurrentDriven)
Call MN6.getDocument().setCoilType("Coil#5", infoStrandedCoil)
Call MN6.getDocument().setCoilCurrent("Coil#5", Ic, 0)
Call MN6.getDocument().setCoilNumberOfTurns("Coil#5", Ne)
```

```
' Construction du bobinage arrière du Bas
```

```
ReDim ArrayOfValues(1)
```

```
ArrayOfValues(0) = "BobAB2"
ArrayOfValues(1) = "BobAB1"
```

```
Call MN6.getDocument().makeSimpleCoil(1, ArrayOfValues)
Call MN6.getDocument().setCoilSourceType("Coil#6", infoCurrentDriven)
```

```

Call MN6.getDocument().setCoilType("Coil#6", infoStrandedCoil)
Call MN6.getDocument().setCoilCurrent("Coil#6", Ic, 0)
Call MN6.getDocument().setCoilNumberOfTurns("Coil#6", Ne)

' Construction du bobinage arrière de Gauche

ReDim ArrayOfValues(1)

ArrayOfValues(0) = "BobAG1"
ArrayOfValues(1) = "BobAG2"

Call MN6.getDocument().makeSimpleCoil(1, ArrayOfValues)
Call MN6.getDocument().setCoilSourceType("Coil#7", infoCurrentDriven)
Call MN6.getDocument().setCoilType("Coil#7", infoStrandedCoil)
Call MN6.getDocument().setCoilCurrent("Coil#7", 0 * Ic, 0)
Call MN6.getDocument().setCoilNumberOfTurns("Coil#7", Ne)

' Construction du bobinage arrière de droite

ReDim ArrayOfValues(1)

ArrayOfValues(0) = "BobAD2"
ArrayOfValues(1) = "BobAD1"

Call MN6.getDocument().makeSimpleCoil(1, ArrayOfValues)
Call MN6.getDocument().reverseCoilSide("Coil#8", 1)
Call MN6.getDocument().setCoilSourceType("Coil#8", infoCurrentDriven)
Call MN6.getDocument().setCoilType("Coil#8", infoStrandedCoil)
Call MN6.getDocument().setCoilCurrent("Coil#8", 0 * Ic, 0)
Call MN6.getDocument().setCoilNumberOfTurns("Coil#8", Ne)

End Sub
Sub Meshing()

Dim MaxSize_ As Double
Dim MinSize_ As Double

MaxSize_ = 3.5 * e
MinSize_ = 2.5 * e
Call MN6.getDocument().setMaxElementSize("Air_virStat", MaxSize_)
Call MN6.getDocument().setMaxElementSize("Airgap1", MaxSize_)
Call MN6.getDocument().setMaxElementSize("Airgap2", MinSize_)
Call MN6.getDocument().setMaxElementSize("Air_virRot", MinSize_)

```

```
'MeshLayersArray = Array("Uniform", 1, 1, "Inside")
'Call MN6.getDocument().setMeshLayers("Air_virStat,Face#4", MeshLayersArray)
'Call MN6.getDocument().setMeshLayers("Air_virStat,Face#5", MeshLayersArray)
'Call MN6.getDocument().setMeshLayers("Airgap2,Face#4", MeshLayersArray)
'Call MN6.getDocument().setMeshLayers("Air_virRot,Face#4", MeshLayersArray)
'Call MN6.getDocument().setMeshLayers("Air_virRot,Face#5", MeshLayersArray)
End Sub
```

```
'Sub Solver()
```

```
'Call MN6.getDocument().solveStatic3d
```

```
'End Sub
```

'TRÈS IMPORTANT: Ne pas oublier de changer la direction des coils 7 et 8 une fois
Magnet ouvert....

Centreurs magnétiques actifs

```
' Declaration des variables globales
```

```
Dim MN6 As Object, Doc As Object, View As Object
Dim eculs As Double, e As Double, kr As Double, Qe As Double, Qd As Double, Ra As
Double, Pi As Double
Dim hes As Double, Rext As Double, L As Double
Dim eculr As Double, R As Double, Rva1 As Double, Rva2 As Double, Rva3 As
Double, Ri As Double, Sfen As Double
```

```
Private Sub CommandButton1_Click()
```

```
Pi = 3.14159265358979
```

```
StartMagNet
```

```
Var_def
```

```
stator_building
```

```
rotor_building
```

```
coils
```

```
Virtual_Airs
```

```
Motion
```

```
Meshing
```

```
End Sub
```

```
Sub StartMagNet()
```

```
'Open MagNet for creation of the box
```

```
Set MN6 = CreateObject("Magnet.application")
```

```
Set Doc = MN6.newDocument
```

```

Set View = Doc.getView
MN6.Visible = True 'make the MagNet window visible
Call MN6.getDocument().setDefaultLengthUnit("Millimeters")
Call MN6.getDocument().setCurveSmoothnessAngle(5)

```

```

End Sub
Sub Var_def()

```

```

'CDbl(Range("C3").Value) signifie on va chercher eculs la ligne 3 colonne C
'Definition des variables globales

```

```

eculs = CDbl(Range("C3").Value)
eculr = CDbl(Range("C4").Value)
L = CDbl(Range("C5").Value)
e = CDbl(Range("C6").Value)
hes = CDbl(Range("C7").Value)
Ra = CDbl(Range("C8").Value)
R = Ra + eculr
Ri = R + e
Rva1 = Ri - e / 2 'rayon air virtuel 1
Rva2 = Ri - e / 4 'rayon air virtuel 2
Rva3 = Ri - 3 * e / 4 'rayon air virtuel 2
kr = CDbl(Range("C9").Value)
Qe = kr * Pi / 4
Qd = (1 - kr) * Qe / kr
Rext = Ri + eculs + hes

```

```

End Sub

```

```

Sub stator_building()

```

```

    Set Con = MN6.GetConstants

```

```

'premier pole

```

```

    xp1 = Ri * Cos(Qe / 2)
    yp1 = Ri * Sin(Qe / 2)
    Rpx1 = (Ri + hes) * Cos(Qe / 2)
    Rpy1 = (Ri + hes) * Sin(Qe / 2)
    xp_1 = Ri * Cos(Qd + Qe / 2)
    yp_1 = Ri * Sin(Qd + Qe / 2)
    Rpx11 = (Ri + hes) * Cos(Qd + Qe / 2)

```


$$Rpy11 = (Ri + hes) * \sin(Qd + Qe / 2)$$

'deuxieme pole

$$\begin{aligned}xp2 &= Ri * \cos(1.5 * Qe + Qd) \\yp2 &= Ri * \sin(1.5 * Qe + Qd) \\Rpx2 &= (Ri + hes) * \cos(1.5 * Qe + Qd) \\Rpy2 &= (Ri + hes) * \sin(1.5 * Qe + Qd) \\xp_2 &= Ri * \cos(1.5 * Qe + 2 * Qd) \\yp_2 &= Ri * \sin(1.5 * Qe + 2 * Qd) \\Rpx22 &= (Ri + hes) * \cos(1.5 * Qe + 2 * Qd) \\Rpy22 &= (Ri + hes) * \sin(1.5 * Qe + 2 * Qd)\end{aligned}$$

'3eme pole

$$\begin{aligned}xp3 &= -xp_2 \\yp3 &= yp_2 \\Rpx3 &= -Rpx22 \\Rpy3 &= Rpy22 \\xp_3 &= -xp2 \\yp_3 &= yp2 \\Rpx33 &= -Rpx2 \\Rpy33 &= Rpy2\end{aligned}$$

'4eme pole

$$\begin{aligned}xp4 &= -xp_1 \\yp4 &= yp_1 \\Rpx4 &= -Rpx11 \\Rpy4 &= Rpy11 \\xp_4 &= -xp1 \\yp_4 &= yp1 \\Rpx44 &= -Rpx1 \\Rpy44 &= Rpy1\end{aligned}$$

'5eme pole

$$\begin{aligned}xp5 &= xp_4 \\yp5 &= -yp_4 \\Rpx5 &= Rpx44 \\Rpy5 &= -Rpy44 \\xp_5 &= xp4 \\yp_5 &= -yp4 \\Rpx55 &= Rpx4 \\Rpy55 &= -Rpy4\end{aligned}$$

'6eme pole

```

xp6 = Ri * Cos(2.5 * Qe + 3 * Qd)
yp6 = Ri * Sin(-(2.5 * Qe + 3 * Qd))
Rpx6 = (Ri + hes) * Cos(2.5 * Qe + 3 * Qd)
Rpy6 = (Ri + hes) * Sin(-(2.5 * Qe + 3 * Qd))
xp_6 = Ri * Cos(2.5 * Qe + 2 * Qd)
yp_6 = Ri * Sin(-(2.5 * Qe + 2 * Qd))
Rpx66 = (Ri + hes) * Cos(2.5 * Qe + 2 * Qd)
Rpy66 = (Ri + hes) * Sin(-(2.5 * Qe + 2 * Qd))

```

'7eme pole

```

xp7 = -xp_6
yp7 = yp_6
Rpx7 = -Rpx66
Rpy7 = Rpy66
xp_7 = -xp6
yp_7 = yp6
Rpx77 = -Rpx6
Rpy77 = Rpy6

```

'8eme pole

```

xp8 = xp_1
yp8 = -yp_1
Rpx8 = Rpx11
Rpy8 = -Rpy11
xp_8 = xp1
yp_8 = -yp1
Rpx88 = Rpx1
Rpy88 = -Rpy1

```

Call MN6.getDocument.setScaledToFit(True) 'centre la figure. MN6=pointeur

```

View.newLine Rpx1, Rpy1, xp1, yp1
View.newArc 0, 0, xp1, yp1, xp_1, yp_1
View.newLine xp_1, yp_1, Rpx11, Rpy11
View.newArc 0, 0, Rpx11, Rpy11, Rpx2, Rpy2
View.newLine Rpx2, Rpy2, xp2, yp2
View.newArc 0, 0, xp2, yp2, xp_2, yp_2
View.newLine xp_2, yp_2, Rpx22, Rpy22
View.newArc 0, 0, Rpx22, Rpy22, Rpx3, Rpy3
View.newLine Rpx3, Rpy3, xp3, yp3
View.newArc 0, 0, xp3, yp3, xp_3, yp_3

```

```

View.newLine xp_3, yp_3, Rpx33, Rpy33
View.newArc 0, 0, Rpx33, Rpy33, Rpx4, Rpy4
View.newLine Rpx4, Rpy4, xp4, yp4
View.newArc 0, 0, xp4, yp4, xp_4, yp_4
View.newLine xp_4, yp_4, Rpx44, Rpy44
View.newArc 0, 0, Rpx44, Rpy44, Rpx5, Rpy5
View.newLine Rpx5, Rpy5, xp5, yp5
View.newArc 0, 0, xp5, yp5, xp_5, yp_5
View.newLine xp_5, yp_5, Rpx55, Rpy55
View.newArc 0, 0, Rpx55, Rpy55, Rpx6, Rpy6
View.newLine Rpx6, Rpy6, xp6, yp6
View.newArc 0, 0, xp6, yp6, xp_6, yp_6
View.newLine xp_6, yp_6, Rpx66, Rpy66
View.newArc 0, 0, Rpx66, Rpy66, Rpx7, Rpy7
View.newLine Rpx7, Rpy7, xp7, yp7
View.newArc 0, 0, xp7, yp7, xp_7, yp_7
View.newLine xp_7, yp_7, Rpx77, Rpy77
View.newArc 0, 0, Rpx77, Rpy77, Rpx8, Rpy8
View.newLine Rpx8, Rpy8, xp8, yp8
View.newArc 0, 0, xp8, yp8, xp_8, yp_8
View.newLine xp_8, yp_8, Rpx88, Rpy88
View.newArc 0, 0, Rpx88, Rpy88, Rpx1, Rpy1

```

```
View.newCircle 0, 0, Rext
```

```

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(0, Rext - 0.2, Con.infoSetSelection,
Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau

```

```
ArrayOfValues(0) = "vue stat"
```

```
'Extrusion de la piece vue_stat + nom du materiau a utiliser
```

```

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L, ArrayOfValues,
"Name=xxxx", True)

```

```
End Sub
```

```
Sub rotor_building()
```

```
Set Con = MN6.GetConstants
```

```

View.newCircle 0, 0, Ra
Call MN6.getDocument().getView().selectAt(0, 0, Con.infoSetSelection,
Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
ArrayOfValues(0) = "shaft"

'Extrusion de shaft + nom du materiau a utiliser

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L, ArrayOfValues,
"Name=304 Stainless steel", True)

View.newCircle 0, 0, R

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(0, (R - 0.2), Con.infoSetSelection,
Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
ArrayOfValues(0) = "laminations"

'Extrusion de la piece laminations + nom du materiau a utiliser

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L, ArrayOfValues,
"Name=Loicq", True)

End Sub

Sub coils()

Set Con = MN6.GetConstants

'Tracés des Bobines

tb1 = Ri * Cos(Pi / 4)
tb2 = (Ri + hes) * Cos(Pi / 4)

View.newLine 0, Ri, 0, (Ri + hes)

View.newLine -tb1, tb1, -tb2, tb2

View.newLine -Ri, 0, -(Ri + hes), 0

View.newLine -tb1, -tb1, -tb2, -tb2

```

View.newLine 0, -Ri, 0, -(Ri + hes)

View.newLine tb1, -tb1, tb2, -tb2

View.newLine Ri, 0, (Ri + hes), 0

View.newLine tb1, tb1, tb2, tb2

View.newCircle 0, 0, Ri

' Selection des bobines

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(tb2 - 0.2, tb2, Con.infoSetSelection, Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface

ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau

ArrayOfValues(0) = "bobH1"

' Extrusion bobines

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L, ArrayOfValues, "Name= Copper: 5.77e7 Siemens/meter", True)

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(0.2, (Ri + 0.2), Con.infoSetSelection, Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface

ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau

ArrayOfValues(0) = "bobH2"

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L, ArrayOfValues, "Name= Copper: 5.77e7 Siemens/meter", True)

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(-tb2 + 0.2, tb2, Con.infoSetSelection, Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface

ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau

ArrayOfValues(0) = "bobH3"

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L, ArrayOfValues, "Name= Copper: 5.77e7 Siemens/meter", True)

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(-0.2, (Ri + 0.2), Con.infoSetSelection, Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface

ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau

ArrayOfValues(0) = "bobH4"

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L, ArrayOfValues, "Name= Copper: 5.77e7 Siemens/meter", True)

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(-(Ri + 0.2), 0.2, Con.infoSetSelection, Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
ArrayOfValues(0) = "bobG1"

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L, ArrayOfValues, "Name= Copper: 5.77e7 Siemens/meter", True)

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(-tb2, tb2 - 0.2, Con.infoSetSelection, Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
ArrayOfValues(0) = "bobG2"

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L, ArrayOfValues, "Name= Copper: 5.77e7 Siemens/meter", True)

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(-(Ri + 0.2), -0.2, Con.infoSetSelection, Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
ArrayOfValues(0) = "bobG3"

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L, ArrayOfValues, "Name= Copper: 5.77e7 Siemens/meter", True)

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(-tb2, -tb2 + 0.2, Con.infoSetSelection, Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
ArrayOfValues(0) = "bobG4"

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L, ArrayOfValues, "Name= Copper: 5.77e7 Siemens/meter", True)

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(-tb2 + 0.2, -tb2, Con.infoSetSelection, Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
ArrayOfValues(0) = "bobB1"

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L, ArrayOfValues, "Name= Copper: 5.77e7 Siemens/meter", True)

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(-0.2, -(Ri + 0.2), Con.infoSetSelection, Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
ArrayOfValues(0) = "bobB2"

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L, ArrayOfValues, "Name= Copper: 5.77e7 Siemens/meter", True)

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(tb2 - 0.2, -tb2, Con.infoSetSelection, Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
ArrayOfValues(0) = "bobB3"

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L, ArrayOfValues, "Name= Copper: 5.77e7 Siemens/meter", True)

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(0.2, -(Ri + 0.2), Con.infoSetSelection, Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
ArrayOfValues(0) = "bobB4"

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L, ArrayOfValues, "Name= Copper: 5.77e7 Siemens/meter", True)

Call MN6.getDocument().getView().selectAt((Ri + 0.2), -0.2, Con.infoSetSelection, Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
ArrayOfValues(0) = "bobD1"

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L, ArrayOfValues, "Name= Copper: 5.77e7 Siemens/meter", True)

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(tb2, -tb2 + 0.2, Con.infoSetSelection, Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
ArrayOfValues(0) = "bobD2"

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L, ArrayOfValues, "Name= Copper: 5.77e7 Siemens/meter", True)

Call MN6.getDocument().getView().selectAt((Ri + 0.2), 0.2, Con.infoSetSelection, Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
ArrayOfValues(0) = "bobD3"

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L, ArrayOfValues, "Name= Copper: 5.77e7 Siemens/meter", True)

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(tb2, tb2 - 0.2, Con.infoSetSelection, Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface

ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
ArrayOfValues(0) = "bobD4"

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L, ArrayOfValues, "Name= Copper: 5.77e7 Siemens/meter", True)

' Construction du bobinage du haut

ReDim ArrayOfValues(3)

ArrayOfValues(0) = "bobH1"
ArrayOfValues(1) = "bobH2"
ArrayOfValues(2) = "bobH3"
ArrayOfValues(3) = "bobH4"
Call MN6.getDocument().makeSimpleCoil(1, ArrayOfValues)

' Construction du bobinage de Gauche

ReDim ArrayOfValues(3)

ArrayOfValues(0) = "bobG1"
ArrayOfValues(1) = "bobG2"
ArrayOfValues(2) = "bobG3"
ArrayOfValues(3) = "bobG4"
Call MN6.getDocument().makeSimpleCoil(1, ArrayOfValues)

' Construction du bobinage du Bas

ReDim ArrayOfValues(3)

ArrayOfValues(0) = "bobB1"
ArrayOfValues(1) = "bobB2"
ArrayOfValues(2) = "bobB3"
ArrayOfValues(3) = "bobB4"
Call MN6.getDocument().makeSimpleCoil(1, ArrayOfValues)

' Construction du bobinage de droite

ReDim ArrayOfValues(3)

ArrayOfValues(0) = "bobD1"
ArrayOfValues(1) = "bobD2"
ArrayOfValues(2) = "bobD3"

```
ArrayOfValues(3) = "bobD4"  
Call MN6.getDocument().makeSimpleCoil(1, ArrayOfValues)  
  
End Sub  
  
Sub Virtual_Airs()  
  
    Set Con = MN6.GetConstants  
  
    View.newCircle 0, 0, Ri  
    View.newCircle 0, 0, Rva1  
    View.newCircle 0, 0, Rva2  
    View.newCircle 0, 0, Rva3  
  
    ' Selection 1ere surface virtual cote stator  
  
    Call MN6.getDocument().getView().selectAt(0, Ri - e / 8, Con.infoSetSelection,  
Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface  
    ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau  
    ArrayOfValues(0) = "Air_virStat"  
  
    'Extrusion Air_virStat +assignation materiau a la region Air_virStat  
  
    Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L, ArrayOfValues,  
"Name= Virtual Air", True)  
  
    ' Selection surface virtual entrefer 1  
  
    Call MN6.getDocument().getView().selectAt(0, Rva2 - e / 8, Con.infoSetSelection,  
Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface  
    ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau  
    ArrayOfValues(0) = "Airgap1"  
  
    'ExtrusionAirgap1 + assignation materiau a la region Airgap1  
  
    Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L, ArrayOfValues,  
"Name= AIR", True)  
  
    ' Selection surface virtual entrefer 2  
  
    Call MN6.getDocument().getView().selectAt(0, Rva1 - e / 8, Con.infoSetSelection,  
Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface  
    ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
```

```
ArrayOfValues(0) = "Airgap2"

'Extrusion Airgap2 + assignation materiau a la region Airgap2

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L, ArrayOfValues,
"Name= AIR", True)

' Selection surface virtual cote rotor

Call MN6.getDocument().getView().selectAt(0, Rva3 - e / 8, Con.infoSetSelection,
Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
ArrayOfValues(0) = "Air_virRot"

'Extrusion Air_virRot + assignation materiau a la region Air_virRot

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L, ArrayOfValues,
"Name= Virtual Air", True)

' Selection des lines pour suppression

Call MN6.getDocument().getView().SelectAll(infoSelection,
Array(Con.infoSliceLine, Con.infoSliceArc))
Call MN6.getDocument().getView().deleteSelection

' Region infinie

View.newCircle 0, 0, Rext + 10
Call MN6.getDocument().getView().selectAt(0, 0, Con.infoSetSelection,
Array(Con.infoSliceSurface)) 'select surface
ReDim ArrayOfValues(0) ' dimensionnement du tableau
ArrayOfValues(0) = "Air_box"

'Extrusion Air_box + assignation materiau a la region Air_box

Call MN6.getDocument().getView().makeComponentInALine(L + 20,
ArrayOfValues, "Name= AIR", True)

'Translation Air_virRot

Call MN6.getDocument().shiftComponent("Air_box", 0, 0, -(10))

' Selection des line air_box pour suppression
```

```

    Call MN6.getDocument().getView().SelectAll(infoSelection,
Array(Con.infoSliceLine, Con.infoSliceArc))

```

```

    Call MN6.getDocument().getView().deleteSelection
End Sub

```

```

Sub Motion()

```

```

    Set Con = MN6.GetConstants
    ReDim ArrayOfValues(3)
    ArrayOfValues(0) = "shaft"
    ArrayOfValues(1) = "laminations"
    ArrayOfValues(2) = "Airgap2"
    ArrayOfValues(3) = "Air_virRot"
    Call MN6.getDocument().makeMotionComponent(ArrayOfValues)

```

```

    Call MN6.getDocument().setMotionSourceType("Motion#1", infoVelocityDriven)
    Call MN6.getDocument().setMotionRotaryCenter("Motion#1", Array(0, 0, 0))
    Call MN6.getDocument().setMotionRotaryAxis("Motion#1", Array(0, 0, 1))

```

```

    ReDim ArrayOfValues1(1)
    ArrayOfValues1(0) = 0
    ArrayOfValues1(1) = CDbI(Range("C11").Value)
    ReDim ArrayOfValues2(1)
    ArrayOfValues2(0) = CDbI(Range("C11").Value)
    ArrayOfValues2(1) = CDbI(Range("C11").Value)
    Call MN6.getDocument().setMotionSpeedVsTime("Motion#1", ArrayOfValues1,

```

```

ArrayOfValues2)

```

```

End Sub

```

```

Sub Meshing()

```

```

    Dim MaxSize_ As Double

```

```

    Dim MinSize_ As Double

```

```

    MaxSize_ = 3 * e

```

```

    MinSize_ = 0.5 * e

```

```

    Call MN6.getDocument().setMaxElementSize("Air_virStat", MinSize_)

```

```

    Call MN6.getDocument().setMaxElementSize("Airgap1", MinSize_)

```

```

    Call MN6.getDocument().setMaxElementSize("Airgap2", MinSize_)

```

```

    Call MN6.getDocument().setMaxElementSize("Air_virRot", MinSize_)

```

```

    Call MN6.getDocument().setMaxElementSize("vue stat", MaxSize_)

```

```

    Call MN6.getDocument().setMaxElementSize("laminations", MaxSize_)

```

```
MeshLayersArray = Array("Uniform", 1, 1, "Inside")  
Call MN6.getDocument().setMeshLayers("Air_virStat,Face#4", MeshLayersArray)  
Call MN6.getDocument().setMeshLayers("Air_virStat,Face#5", MeshLayersArray)  
Call MN6.getDocument().setMeshLayers("Airgap2,Face#4", MeshLayersArray)  
Call MN6.getDocument().setMeshLayers("Air_virRot,Face#4", MeshLayersArray)  
Call MN6.getDocument().setMeshLayers("Air_virRot,Face#5", MeshLayersArray)
```

End Sub