



HAL
open science

DISCRETION ELECTROMAGNETIQUE DES MACHINES ELECTRIQUES TOURNANTES

Gwenaëlle Le Coat

► **To cite this version:**

Gwenaëlle Le Coat. DISCRETION ELECTROMAGNETIQUE DES MACHINES ELECTRIQUES TOURNANTES. Sciences de l'ingénieur [physics]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 1997. Français. NNT : . tel-00906722

HAL Id: tel-00906722

<https://theses.hal.science/tel-00906722>

Submitted on 20 Nov 2013

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

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



T537 PRÊTABLE

THESE

présentée par

Gwenaëlle LE COAT

Ingénieur ENSIEG

pour obtenir le titre de **DOCTEUR**

de l'**INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE**

(Arrêté ministériel du 30 Mars 1992)

(Spécialité : **Génie électrique**)

**DISCRETION ELECTROMAGNETIQUE DES MACHINES
ELECTRIQUES TOURNANTES**

Date de soutenance : le 25 septembre 1997

Composition du jury :

Monsieur :	Jean-Claude Sabonnadière	Président
Messieurs :	Francis Piriou Bernard Trannoy	Rapporteur Rapporteur
Messieurs :	Jean-Paul Bongiraud Albert Foggia François Régis Martin-Lauzer	

Thèse préparée au Laboratoire de Magnétisme du Navire et au Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble

THESE

présentée par

Gwenaëlle LE COAT

Ingénieur ENSIEG

pour obtenir le titre de **DOCTEUR**

de l'**INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE**

(Arrêté ministériel du 30 Mars 1992)

(Spécialité : **Génie électrique**)

**DISCRETION ELECTROMAGNETIQUE DES MACHINES
ELECTRIQUES TOURNANTES**

Date de soutenance : le 25 septembre 1997

Composition du jury :

Monsieur :	Jean-Claude Sabonnadière	Président
Messieurs :	Francis Piriou Bernard Trannoy	Rapporteur Rapporteur
Messieurs :	Jean-Paul Bongiraud Albert Foggia François Régis Martin-Lauzer	

Thèse préparée au Laboratoire de Magnétisme du Navire et au Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble

Remerciements

Remerciements

Il est d'usage de remercier en premier lieu les personnes avec qui l'on a travaillé pendant 3 ans. Pourtant, je suis sûre qu'ils me pardonneront si je commence par m'adresser à ceux sans qui je n'aurais pu être là : mes parents. A toi, maman, qui est non seulement une maman exceptionnelle mais aussi ma maîtresse préférée, je te dois le plaisir de la lecture, de l'écriture et surtout cette perpétuelle envie d'apprendre. A toi, papa, tellement gentil et tellement fier de tes filles, j'espère t'avoir comblé en finissant malgré tout, par être docteur, même si une machine électrique est bien loin d'un stéthoscope!

Merci également aux membres du jury de ma thèse :

à Jean-Claude Sabonnadière, Directeur du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble, pour m'avoir accueillie au sein de ce laboratoire et pour avoir présidé mon jury de thèse,

à Bernard Trannoy, Professeur à l'Institut National Polytechnique de Toulouse, et à Francis Piriou, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, pour m'avoir fait l'honneur d'être mes rapporteurs et pour avoir consacré du temps à la lecture de ce manuscrit,

à Albert Foggia, Professeur à l'Institut Polytechnique de Grenoble, pour l'encadrement de ces travaux, pour son grand savoir scientifique qu'il n'a jamais hésité à partager et enfin pour sa constante sollicitude tout au long de ma thèse,

à Jean-Paul Bongiraud, Directeur du Laboratoire de Magnétisme du Navire, pour ses conseils et le suivi de ces travaux,

à François-Régis Martin-Lauzer, Directeur du Groupe d'Etudes Sous-Marines de l'Atlantique, pour avoir accepté de juger cette thèse ; je lui associe Christian Toniazzi, René Cardinal et Jean-Yves Bruxelles.

Pendant ma thèse, j'ai sollicité de nombreuses aides .

Tout d'abord au Laboratoire de Magnétisme du Navire : toute la partie expérimentale de mon étude doit beaucoup à Philippe Le Thiec qui a passé de nombreuses heures dans les chalets d'Herbeys à travailler sur mes moteurs, mais aussi à Hervé Magnat et à Louis Gattuso prêts à rendre service en toute occasion.

Ensuite au Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble : qu'aurais-je fait sans les maîtres de Flux3D, Gérard Meunier, Christophe Guérin et Patrice Labie? Puis, il me faut remercier les ingénieurs systèmes : Patrick Guillot, Etienne Callegher (qui perd avec moi sa plus grosse utilisatrice, ouf!), Marie-Thérèse Loubinoux et Florence François. Enfin merci à Anne-Marie Sauve, Patrick Eustache et Bruno Mallet pour leur disponibilité.

Pendant trois années au LEG et au LMN, certains ont supporté mes humeurs, mes commérages, mes tristesses, mes colères et mes joies. Pour tout cela je leur suis très reconnaissante.

C'est le cas des trois personnes qui ont dû partager mon bureau : Stéphanie Richard, mon ex et future collègue, mais surtout amie qui s'est gentiment déplacée de Paris pour m'encourager ; Claire Divoux, toujours à l'écoute, partenaire de squash, de piscine et de basket (si avec ça on ne passe pas pour des athlètes accomplies...!!) ; et Tronc Vu Duc, toujours très attentionné.

Je dois aussi remercier très chaleureusement Nadège Piette présente sur tous les plans (tennis, basket, pot de thèse, dernières photocopies de thèse, mais aussi coups de blues, etc...).

J'ai partagé également de nombreuses pauses café, pauses tristesse, pauses rires, dans un coin enfumé de la cafet avec Lucas Saludjian, c'est un modèle de patience et de gentillesse.

Mes amitiés à Son Duong, Luc et Laurence Meysenc, avec qui j'ai partagé de multiples activités en dehors du laboratoire.

Merci enfin à tous ceux qui ont égayé ces années et à qui j'adresse ma plus profonde amitié : Jean-Eric Torlay et Fabrice Le Dorze, compagnons d'exil, Jean-Pierre Peyrol pour son soutien constant, Cristian Golovanov pour ses blagues vaseuses, Christian Schaeffer, Stéphane Bergeon, Laurent Gros, Coralie Coutel, Séverine Guffon, Christophe Lechevalier, Luis De Meideros, Victor Fernandez, Till Welfonder et Catherine Talowski, Orphée Cugat, Laureline Rouve, Patrice Petitclair, Joël Conrad, Bertrand Chauchat,... et beaucoup d'autres.

J'ai été très touchée par le grand nombre de personnes qui sont venues me soutenir le jour de ma soutenance. Qu'ils m'excusent de ne pas tous les citer dans ces quelques pages et qu'ils sachent que leur présence a énormément compté pour moi en ce jour.

Je tiens à embrasser affectueusement mon parrain Jean Lécuyer et Georgette, ainsi que Monique et Jean-Paul Le Coat, qui n'ont pas hésité à traverser la France entière pour écouter leur nièce parler de machines et de fuites, sujet fort peu palpitant pour un non initié, je l'avoue.

Merci à Stéphane et Bertrand Cocallemen, qui ont dignement représenté la branche Garcia-Cocallemen de la famille!!! Bisous à Hélène Polhenz, aussi grande basketteuse (par la taille) que moi, et Nicolas Moulin pour leur venue de Lyon, à Patrice Delmas pour son incorrigible caractère, à Brigitte Meunier, oiseau migrateur, à Haïssam et Hélène Wehbe, Saint-Marcellinois à mon plus grand bonheur, à Aurélie Alphonse, à Jean-Marc et Murièle Paret, à Daniel Goncalves...

Enfin, merci à tous ceux qui sont toujours présents par la pensée, le courrier, le téléphone ou les mails (!!): ma soeur Karine et ma nièce adorée, la petite Camillette qui me manquent plus qu'elles ne le croient; mes cousins, cousines Valérie, Fred et Sandrine; mes grand-parents; le showbizz au grand complet (ils se reconnaîtront); Sandra Sultan, amie de toujours; Hélène Acrosse, Gilles et Valérie Heinzle, Sandrick Le Maguer, Ronan Le Loer, Elise Semin, Gwenaëlle Le Mestre, Cécile Rozé, Anne-Marie Kermarrec, François-Xavier Zgainski,... et j'en oublie!

Merci à Jeff qui a désespéré de me voir cesser de prononcer le mot thèse, et dont la présence à mes côtés, malgré la distance, a eu une inestimable valeur.

Enfin, je voudrais dédier cette thèse à ma grand-mère dont la présence continue à me manquer terriblement.

Sommaire

INTRODUCTION.....	1
--------------------------	----------

CHAPITRE I :
CONTEXTE DE L'ETUDE **5**

1-1 Contexte de l'étude : la propulsion électrique	7
1-1-1 Intérêt d'une propulsion électrique.....	8
1-1-2 Cas particulier du chasseur de mines.....	8
1-1-3 L'avenir de la propulsion électrique.....	10
1-2 Définitions	12
1-2-1 Sources de fuites d'un moteur	12
1-2-2 Multipôles	14
1-2-3 Les positions de Gauss	16

CHAPITRE II :
ETUDE EXPERIMENTALE **18**

2-1 Le banc d'essais	20
2-2 Protocole de mesure.....	26
2-2-1 Positionnement des capteurs.....	26
2-2-2 Types d'essais effectués	26
2-2-3 Chemins d'exploitation	28
2-3 Signature et nombre de pôles.....	30
2-3-1 Décroissance de l'induction	30
2-3-2 Evolution sur une section droite.....	31
2-3-3 Vecteurs induction.....	37
2-4 Influence du rotor	39
2-5 Influence des flasques.....	41
2-6 Influence de l'excentricité	42

CHAPITRE III :
MODELES NUMERIQUES **48**

3-1 Présentation de la méthode des éléments finis	50
3-2 Outils disponibles dans le logiciel	52
3-2-1 La boîte infinie	52
3-2-2 Les éléments coques.....	54
3-2-3 Optimisation du maillage.....	56
3-2-4 Couplage éléments finis / théorie des moments.....	58
3-2-5 Maillage structuré.....	59
3-2-6 Conclusion.....	60

3-3 Modèle bidimensionnel	62
3-3-1 Généralités.....	62
3-3-2 Signature	65
3-3-3 Comparaisons avec les résultats expérimentaux.....	73
3-4 Modèle tridimensionnel	75
3-4-1 Généralités.....	75
3-4-2 Etude sans rotor.....	79
3-4-3 Etude avec rotor	82
3-4-4 Conclusion.....	83

CHAPITRE IV :
MODELE ANALYTIQUE **85**

4-1 Théorie des moments : généralités	87
4-2 Applications.....	88
4-2-1 Moteur 2 pôles.....	88
4-2-2 Moteur 4 pôles.....	93
4-2-3 Conclusion.....	96

CHAPITRE V :
COMPENSATIONS **98**

5-1 Etat de l'art des compensations	100
5-1-1 Blindage passif.....	100
5-1-2 Blindage actif	102
5-1-3 Conclusion.....	103
5-2 Blindage obtenu à partir de nos modèles.....	104
5-2-1 Modèle numérique bidimensionnel	104
5-2-2 Modèle numérique tridimensionnel.....	107

CONCLUSION	114
-------------------------	------------

ANNEXES	117
----------------------	------------

A1 : Source de champ magnétique	119
A-1-1 Champ créé par un solénoïde épais dans tout l'espace	119
A-1-2 Dimensionnement du solénoïde.....	122
A-1-3 Influence du milieu marin.....	125
A-1-4 Autres sources envisagées	125

A2 : Source de champ électrique	128
A-2-1 Théorie des images.....	128
A-2-2 Dimensionnement.....	129

BIBLIOGRAPHIE	133
----------------------------	------------

Introduction

Les machines électriques tournantes produisent des champs électromagnétiques statoriques et rotoriques. L'interaction de ces champs est à l'origine du couple électromagnétique nécessaire au fonctionnement des moteurs. En électrotechnique classique, on considère que l'induction est entièrement canalisée par le circuit magnétique. Pourtant des fuites électromagnétiques existent et leurs sources sont multiples. Nous distinguerons deux catégories de fuites pour un moteur, situées aussi bien au niveau de l'induit que de l'inducteur :

- les fuites internes : elles ont certes un effet sur le fonctionnement du moteur mais elles ne perturbent pas l'environnement. Ce sont par exemple les fuites d'encoches et les fuites différentielles de phases et d'encoches (dites fuites zigzag). Nous ne nous y intéresserons donc pas.

- les fuites externes : elles nous intéressent tout particulièrement dans le cadre d'une recherche sur la discrétion électromagnétique. Ce sont les fuites d'extrémités et du circuit magnétique ainsi que les fuites dues aux connexions, localisées au niveau des arrivées de courant et au niveau des enroulements.

Dans les utilisations habituelles des moteurs, les fuites externes sont négligées. Cependant, ces faibles valeurs de champ suscitent un intérêt croissant. En effet, les études dans le domaine de la compatibilité électromagnétique portaient, jusqu'à présent, essentiellement sur les composants électroniques agressés par des champs magnétiques, cependant il semblerait judicieux de minimiser ces attaques par une meilleure connaissance des sources d'agression, comme peuvent l'être des moteurs. Le but serait donc de prévenir plutôt que de guérir, les deux étant bien entendu complémentaires et nécessaires. Un autre exemple de l'intérêt porté à ces fuites réside dans ce qui a initié ces travaux : la protection et la sécurité de bâtiments militaires, en particulier les chasseurs de mines. En effet, depuis la seconde guerre mondiale, la mesure des variations du champ magnétique est utilisée dans des dispositifs de détection. Les champs parasites, créés par un bâtiment, entraînent une anomalie locale du champ terrestre et deviennent alors sources d'indiscrétion. Si des compensations ont été mises au point pour limiter les aimantations statiques du navire, acquises dans le champ magnétique terrestre [BRUNOTTE91], peu de choses ont été prévues concernant les champs électromagnétiques, en particulier aux basses fréquences et pour des moteurs immergés. Les chasseurs de mines, bâtiments à coque amagnétique ont deux types de propulsion : une

propulsion principale, basée sur un moteur diesel, interne au bateau pour le transit et un système indépendant de propulsion auxiliaire, constitué de deux hélices entraînées par deux moteurs électriques immergés, pour la chasse aux mines. Ce sont ces gouvernails actifs qui nous intéressent dans la mesure où les fuites électromagnétiques de ces moteurs immergés utilisés sur la zone d'opération, posent, malgré leurs très faibles valeurs, des problèmes de discrétion et donc de sécurité. Des blindages existent déjà sur ces moteurs mais ils sont réalisés de façon plus ou moins empirique et aucune méthodologie n'est actuellement mise au point pour une compensation systématique et efficace des fuites électromagnétiques.

Malgré un intérêt croissant concernant les signatures électromagnétiques basse fréquence, très peu de travaux sur ce sujet ont pourtant été réalisés et publiés à l'heure actuelle. Les rares études effectuées font, pour la plupart, objet d'une classification industrielle ou militaire.

Le travail qui nous a été demandé concerne donc l'étude des fuites électromagnétiques extérieures aux moteurs que l'on nommera, par la suite, signature ou rayonnement, même si ce dernier terme est habituellement plus utilisé pour les hautes fréquences que pour les basses fréquences. Une bonne connaissance de cette signature facilitera la recherche d'une compensation optimale des fuites magnétiques. Dans un souci de simplification, il ne nous a pas été demandé de nous préoccuper des connexions, celles-ci pourront faire l'objet d'une étude ultérieure.

Notre travail se limitera aux machines asynchrones, les plus répandues pour notre application car les moins onéreuses. Cependant l'analyse de la signature des machines synchrones se ferait exactement avec les mêmes méthodes.

Ce mémoire est divisé en cinq chapitres qui s'enchaînent de façon logique mais peuvent être abordés séparément.

Le premier chapitre propose un panorama rapide de la propulsion électrique des navires, domaine important en ce qui concerne la discrétion électromagnétique liée aux machines tournantes. Il présente également de façon succincte de nouveaux types de moteurs élaborés actuellement par les industriels afin d'évaluer l'avenir de la propulsion électrique et d'estimer les incidences sur le plan de la discrétion électromagnétique. Enfin, nous donnerons quelques définitions qui nous paraissent indispensables pour la compréhension de ce mémoire.

Le second chapitre concerne l'étude expérimentale réalisée. La mise en oeuvre d'un banc d'essai précis et fiable a été indispensable pour constituer une base de données expérimentales valables. L'analyse des phénomènes physiques réels a alors été possible. Nous présenterons donc ce banc d'essai, le type de mesures effectuées (signatures diverses, évaluation de l'excentricité...) ainsi que les résultats fondamentaux que nous avons pu en tirer.

Le troisième chapitre porte sur la modélisation de la source de la signature. En effet, il semble irréaliste d'envisager des études expérimentales systématiques pour tous les types de moteur, cela coûterait trop cher en temps et en moyens matériels et humains. L'idée est donc de trouver un modèle numérique représentatif. Ce modèle sera validé par les résultats du deuxième chapitre. Nous présenterons deux modèles éléments finis : bidimensionnel et tridimensionnel. Une des difficultés de la modélisation réside dans la dynamique de l'induction : un rapport de 10^6 est courant entre les valeurs à l'extérieur et à l'intérieur du moteur. Nous terminerons ce chapitre par la présentation des différentes améliorations envisagées dans le domaine numérique.

Le quatrième chapitre présente un modèle analytique basé sur l'identification multipolaire des moteurs. Nous avons remplacé les masses magnétiques et les courants parcourant les bobinages par des dipôles équivalents. Cette méthode a été appliquée aux moteurs 2 pôles et 4 pôles précédemment étudiés. Enfin, en conclusion nous présenterons brièvement un autre modèle analytique proposé pour la représentation des fuites, utilisant la théorie des images.

Le cinquième chapitre concerne la compensation des fuites électromagnétiques. Après avoir passé en revue l'état de l'art des compensations existantes, nous verrons comment le modèle numérique décrit dans le troisième chapitre nous a aidé à trouver une solution de blindage actif, et comment nous envisageons la future réalisation expérimentale de ce blindage.

En conclusion, nous ferons le point sur ce qui a été fait, et sur ce qu'il reste à faire dans ce domaine peu exploré des fuites électromagnétiques des machines tournantes.

Enfin, nous terminerons ce mémoire par des annexes portant sur l'étude de sources dipolaires calibrées de champ magnétique et électrique adaptées au milieu marin. En effet, des relevés de signatures de navire sont effectués directement en mer par des capteurs posés au fond de l'eau. Il nous a donc été demandé d'étudier des sources permettant d'étalonner ces capteurs. Nous verrons comment nous avons procédé pour dimensionner des sources répondant au cahier des charges imposé.

Chapitre I :

Contexte et définitions
préalables

Chapitre I :

Contexte et définitions préalables

Les progrès scientifiques dans le domaine de l'électrotechnique ont été considérables durant ce siècle : pour ne parler que des machines électriques, nous avons évolué des machines à courant continu vers les machines à courant alternatif : les machines synchrones et asynchrones. Ces progrès sont en partie dus à l'essor considérable qu'a connu l'électronique de puissance.

Plus les équipements électriques deviennent perfectionnés, plus les exigences en matière de sécurité, de bruit et de vibrations deviennent fortes. C'est pourquoi, aujourd'hui, émergent des interrogations à propos de la discrétion électromagnétique qui n'étaient auparavant pas autant mises en exergue. La propulsion électrique est un des domaines qui s'intéresse fortement à la discrétion. C'est d'ailleurs autour de ce thème que gravite notre travail.

Nous présenterons dans ce chapitre, tout d'abord, le contexte initial de cette étude, à savoir la propulsion électrique en général et celle des chasseurs de mines en particulier. Nous donnerons ensuite quelques définitions qui nous semblent essentielles pour la compréhension de cette étude.

1-1 Contexte de l'étude : la propulsion électrique

La propulsion électrique des navires suscite un intérêt croissant et récent. Nous pouvons pour illustrer ce phénomène citer le congrès intitulé "All Electric Ship" qui a eu lieu à Paris pour la première fois en mars 97 et qui a regroupé des universitaires, des industriels et des militaires autour d'un même thème : le navire tout électrique. Leur but commun était de faire le point sur les nombreuses solutions techniques qui permettent de rendre un navire tout électrique, mais aussi de comparer la fiabilité, le coût et les performances d'un tel navire avec des bâtiments plus conventionnels. La construction de ces nouveaux types de bateaux comporte des problèmes purement technologiques liés à l'architecture navale. Mais les points principaux dont on doit se préoccuper sont l'appareillage électrique et le système électrique.

En effet, un navire électrique comprend deux entités :

- la production d'énergie comprenant des alternateurs entraînés par des moteurs diesel ou par des turbines à gaz et alimentant tout le bateau
- la propulsion (domaine sur lequel se porte toute notre attention), comportant un moteur électrique à vitesse variable associé à un convertisseur de puissance.

Les soucis de discrétion des navires concernaient, jusqu'à présent, principalement le domaine acoustique, la propulsion des navires étant généralement diesel, et le magnétisme statique. Avec l'apparition des moteurs électriques, d'autres bruits ont dû être pris en compte : les bruits électromagnétiques. Ce sont ces perturbations magnétiques qui ont conduit le GESMA (Groupe d'Etudes Sous-Marines de l'Atlantique) à s'intéresser à la discrétion électromagnétique des systèmes de propulsion, en particulier celle du chasseur de mines (bâtiment de surface).

Nous détaillerons tout d'abord les avantages d'une propulsion électrique, ensuite nous présenterons à titre d'exemple les moteurs de propulsion des chasseurs de mines. Enfin, nous tracerons un aperçu de l'avenir de la propulsion électrique et donc de la discrétion magnétique.

1-1-1 Intérêt d'une propulsion électrique

La propulsion électrique semble prendre un essor considérable. En effet, les moteurs diesel engendrent des bruits acoustiques difficilement contrôlables. De plus, ils ont une faible flexibilité de manoeuvre et ont de mauvaises performances surtout aux faibles régimes.

Les moteurs électriques asynchrones ont, quant à eux, subi une évolution considérable au cours de ce siècle. Ils se sont trouvés confrontés à des problèmes concernant la commande à vitesse variable, ardue à mettre en place. Ces difficultés ont été résolues dans les années 70 grâce à l'électronique de puissance qui a permis l'utilisation en propulsion des machines synchrones et asynchrones. De plus, grâce à la propulsion électrique, les coûts de maintenance chutent considérablement et les niveaux de vibrations sont énormément réduits.

Pour toutes ces raisons, l'avenir de la propulsion électrique est en pleine expansion et c'est pourquoi il est important de s'y intéresser.

1-1-2 Cas particulier du chasseur de mines

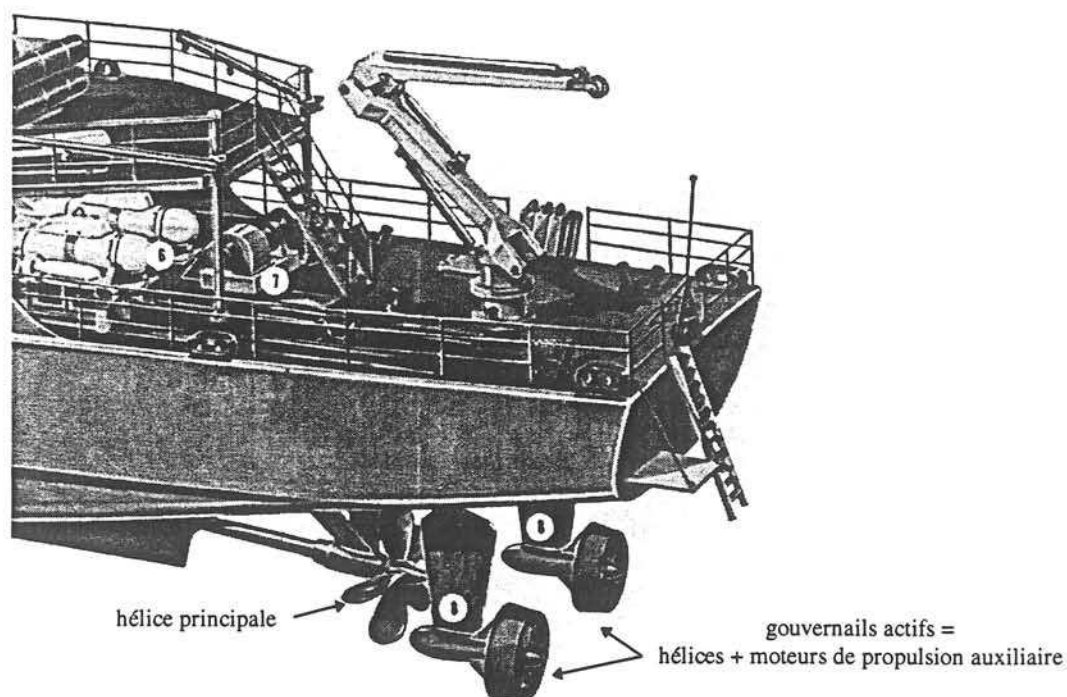


Figure 1 : L'arrière du chasseur de mines

Du cas général (la propulsion électrique), nous nous orientons vers le cas particulier (le moteur de chasseur de mines) afin d'avoir un aperçu de ce qui existe actuellement en matière de propulsion et de ce qui reste à faire concernant la discrétion électromagnétique.

De tous temps, les mines sous-marines ont constitué une menace redoutable : elles présentent une efficacité réelle et sont très difficiles à dénombrier; enfin, elles ont l'avantage d'avoir un coût de fabrication peu élevé et d'être faciles à utiliser. Face à ces menaces, les bâtiments de surface que sont les chasseurs de mines apparaissent comme indispensables. Leur mission principale est de chercher et de détruire les mines. Or, ces mines sont sensibles au niveau acoustique, magnétique et à la pression. C'est pourquoi, les chasseurs de mine doivent être aussi discrets que possible. La coque du chasseur de mines est amagnétique et donc parfaitement perméable aux fuites. Durant le transit, c'est-à-dire quand le bateau navigue sans remplir sa mission de chasse aux mines, une hélice principale est entraînée par un moteur diesel. Durant sa phase opérationnelle de chasse, pour réduire la signature acoustique et pour faciliter la manoeuvrabilité du bateau, deux hélices sont entraînées par un système de propulsion électrique auxiliaire, indépendant, immergé. Ce sont ces gouvernails actifs qui nous intéressent car leurs fuites sont particulièrement décelables. Nous détaillerons donc les principales caractéristiques de ces moteurs à flux radiaux afin de bien appréhender le problème. Les moteurs de ce système ont 8 pôles et développent une puissance active nominale de 88 kW. Ils sont à champ radial et ont des encoches profondes. Leur glissement nominal est $g_n = 6\%$. La vitesse de rotation du gouvernail actif peut varier de 50 tr/min à 225 tr/min, et la fréquence de sortie de 2 Hz à 17 Hz. Leur source d'énergie est un alternateur triphasé délivrant une tension alternative de 400 V à 60 Hz. Un tableau principal reçoit et distribue cette tension aux convertisseurs statiques qui alimentent les gouvernails. Les ordres transmissibles aux convertisseurs sont la vitesse et le sens de rotation de l'hélice. Le moteur est dimensionné de façon à supporter un flux Φ_n , le flux nominal, proportionnel au rapport $\frac{U_n}{f_n}$, U_n et f_n étant la tension et la fréquence nominale. Il doit pouvoir fournir un couple C_n donné par le courant statorique nominal $I_n = 255A$. La régulation se fait à flux constant : le moteur asynchrone à cage d'écureuil travaille de façon idéale en vitesse variable à condition de l'alimenter par une source assurant la condition $\frac{U}{f} = \text{constante}$. Les têtes de bobines ne sont pas préformées, elles sont constituées de conducteurs souples. Les encoches rotoriques sont profondes, ce qui est utile pour un démarrage à 50 Hz, mais qui n'est pas nécessaire si l'on

fonctionne à vitesse variable. Pour réduire la signature magnétique, des écrans passifs ont été installés sur ces moteurs électriques asynchrones de propulsion, au dessus des têtes de bobines. Ils sont constitués d'une masse ferromagnétique cylindrique qui canalise les fuites au niveau des têtes de bobines. Des boucles d'immunisation statique compensent le ferromagnétisme du bateau et du moteur, en particulier celui du blindage. Dans une optique d'optimisation, il nous a été demandé de trouver une solution pour réduire les fuites électromagnétiques des moteurs asynchrones en général et de celui du chasseur de mines en particulier.

La propulsion électrique subit de réelles évolutions à l'heure actuelle; il nous paraît donc important de lister également les nouveaux types de moteurs de propulsion envisagés, puisqu'ils auront sûrement des contraintes à respecter au niveau de leur signature magnétique.

1-1-3 L'avenir de la propulsion électrique

Nous avons vu précédemment pourquoi la propulsion électrique avait un avenir certain. Nous avons également décrit un moteur de propulsion, de conception classique à flux radial. Cependant, de nouveaux types de machines voient le jour. Nous citerons les deux principaux.

↳ Les machines discoïdes à flux axial

Elles comportent un certain nombre de disques fixes bobinés (stator) et de disques mobiles (rotor) supportant des cassettes d'aimants permanents [MICHAX97]. Ces moteurs ont pu être développés grâce aux progrès dans le domaine des matériaux électrotechniques et notamment des aimants. Cette structure a l'avantage d'être de taille réduite et d'obtenir un couple important avec une faible quantité de matériaux ferromagnétiques. Le fer est utilisé de façon optimale et on peut alors diviser au moins par deux la masse d'un alternateur. Une des caractéristiques supplémentaires de cette machine réside dans son grand nombre de pôles. Pour que la longueur des têtes de bobines ne soit pas supérieure à la longueur utile de la machine, il faut en effet que le nombre de pôles soit élevé. De plus pour une question d'usinage, il vaut mieux ne pas avoir une des dimensions des aimants qui soit nettement supérieure aux autres. Cette polarité élevée permet une réduction de l'épaisseur des culasses et donc du poids. Dans le cas d'une propulsion électrique pour bâtiments militaires, outre les

améliorations purement électrotechniques, il faut aussi prendre en considération les fuites magnétiques de ces moteurs. La diminution des têtes de bobines est favorable à la discrétion. De plus, nous montrerons plus tard que l'induction décroît d'autant plus vite avec la distance que le nombre de pôles est grand. Par conséquent, ces nouvelles structures nous paraissent représenter des solutions qui vont dans le sens d'une plus grande discrétion électromagnétique.

↳ les machines supra-conductrices

L'intérêt majeur de ces nouvelles machines réside dans le fait qu'elles produisent un très fort couple massique et que leur rendement est très élevé. En effet, les pertes des supraconducteurs sont nulles en courant continu et très faibles en alternatif grâce au développement de nouveaux composites Nobium-Titane (NbTi) très performants. Par contre, ces moteurs nécessitent un environnement cryogénique important, indispensable pour que les supraconducteurs conservent leurs propriétés spécifiques, avec pour conséquence une augmentation notable de leur prix et de leur poids. Il existe donc une taille dite critique en dessous de laquelle la solution supraconductrice n'est pas intéressante à cause du système de refroidissement. Les supraconducteurs à haute température critique apparaissent donc comme des matériaux extrêmement prometteurs en simplifiant énormément la cryogénie. Cependant leur niveau de développement et leurs performances sont encore insuffisants pour envisager leur emploi à court terme dans de bonnes conditions technico-économiques.

Pour la propulsion navale, où un fort couple à faible vitesse est recherché, des solutions intéressantes semblent avoir, dès à présent, été trouvées [TIXADOR97]. La plus réaliste d'entre elles conduit à une solution hybride : compromis comportant un induit supraconducteur et un inducteur à aimants permanents. En effet, la cryogénie est très complexe pour une enceinte tournante et cette difficulté est ainsi contournée. La structure d'une telle machine est nécessairement bouleversée : le circuit magnétique est réduit à une simple couronne située à l'extérieur de l'induit supraconducteur. Son rôle essentiel est celui d'un écran magnétique. Cependant, on peut craindre des fuites magnétiques plus importantes que pour un moteur classique si cet écran n'est pas suffisamment protecteur et, augmenter sa taille réduirait l'intérêt intrinsèque de ces machines en terme de poids. La couronne magnétique extérieure diminue essentiellement l'induction sur une section droite du moteur. En revanche, dans l'axe,

le rayonnement électromagnétique est vraisemblablement important et des solutions devront être trouvées pour l'atténuer sans trop alourdir la structure. Par conséquent, une étude spécifique sur la signature de ces moteurs très particuliers doit être menée avant de conclure.

1-2 Définitions

1-2-1 Sources de fuites

Nous avons évoqué dans l'introduction générale les différentes sources de fuites électromagnétiques qui vont créer soit des fuites internes au moteur, soit des fuites externes. Pour rappel, nous présentons ci-dessous ces différentes fuites.

↳ Fuites internes

☞ Fuites d'encoches (Figure 2)

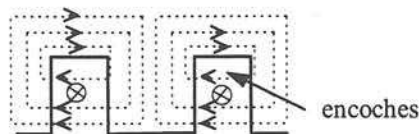


Figure 2 : Fuites d'encoches

Les lignes d'induction correspondant à ces fuites se referment autour des conducteurs.

☞ Fuites différentielles

Tous les harmoniques induisent dans l'enroulement qui les produit des forces électromotrices de pulsation ω . Le calcul de la force électromotrice d'une machine s'effectue la plupart du temps en supposant le flux sinusoïdal, ce qui n'est pas le cas. Pour tenir compte de la déformation périodique du champ, il faut évaluer la différence entre le champ déformable et le champ fictif indéformable. La différence entre ces deux champs produit un flux appelé flux différentiel. Il circule dans l'entrefer entre les dents de l'induit et de l'inducteur, dans les bobines induites.

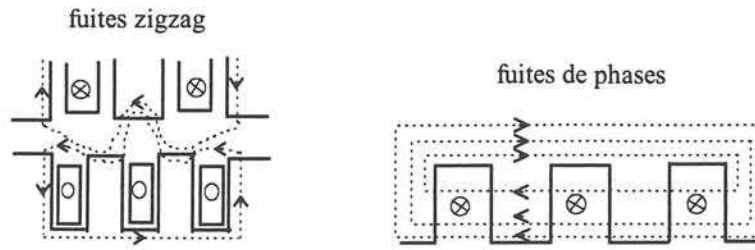


Figure 3 : Fuites différentielles

Il existe deux types de fuites différentielles : les fuites dues au nombre fini de phases, et les fuites résultant des discontinuités dues aux encoches appelées fuites zigzag (Figure 3).

Nous ne nous soucions pas de ces fuites internes dans ce mémoire puisqu'elles n'interviennent pas directement sur la signature.

↳ Fuites externes

☞ Fuites d'extrémités

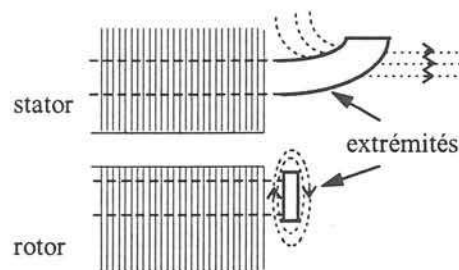


Figure 4 : Fuites d'extrémités

Les lignes d'induction correspondant à ces fuites se referment à l'extérieur du moteur, elles sont sources de champ rayonné. Les extrémités sont constituées des têtes de bobines statoriques et des anneaux de court-circuit de la cage d'écureuil.

☞ Fuites du circuit magnétique (Figure 5)

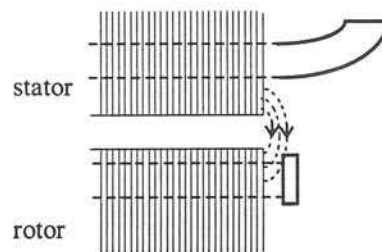


Figure 5 : Fuites du circuit magnétique

Le flux d'une armature magnétique a tendance à se refermer par la seconde armature et par conséquent, il crée des fuites externes.

Ces fuites sont donc responsables de l'indiscrétion électromagnétique perturbatrice qui nous préoccupe.

1-2-2 Multipôles

Pour déterminer les fuites, il est indispensable d'en connaître l'origine. Toute source de champ magnétique peut être décomposée en une combinaison de différents multipôles. Une telle identification multipolaire des moteurs facilitera la compensation des champs rayonnés. Il nous semble donc nécessaire de présenter en rappel quelques structures élémentaires multipolaires (dipôles, quadrupôles et octupôles) puisque ces termes seront très utilisés par la suite.

Toute grandeur G vérifiant l'équation de Laplace $\Delta G=0$ peut se décomposer en harmoniques sphériques, en série de Taylor ou en tenseurs [Wisko84/85]. Prenons par exemple le cas du potentiel Φ . On a $\Delta\Phi=0$ et Φ se décompose alors en harmoniques sphériques de la façon suivante :

$$\Phi = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{1}{r^{n+1}} (a_{nm} \cos m\theta + b_{nm} \sin m\theta) P_n^m(\cos\theta) \quad (I-1)$$

où les a_{nm} et les b_{nm} représentent les scalaires associés aux différents multipôles. Ceci nous montre donc qu'un potentiel quelconque peut être décomposé comme la somme de potentiels dipolaire, quadrupolaire,... , et plus généralement multipolaire. Cette décomposition présente l'avantage de donner une représentation vectorielle des multipôles que nous avons schématisés sur la Figure 6. Les flèches en pointillés représentent une autre configuration possible du même dipôle.

Connaître ces différents multipôles facilite l'identification de toute signature magnétique. Ensuite, si l'on est capable de reconnaître une telle décomposition, la recherche d'un blindage actif est plus aisée.

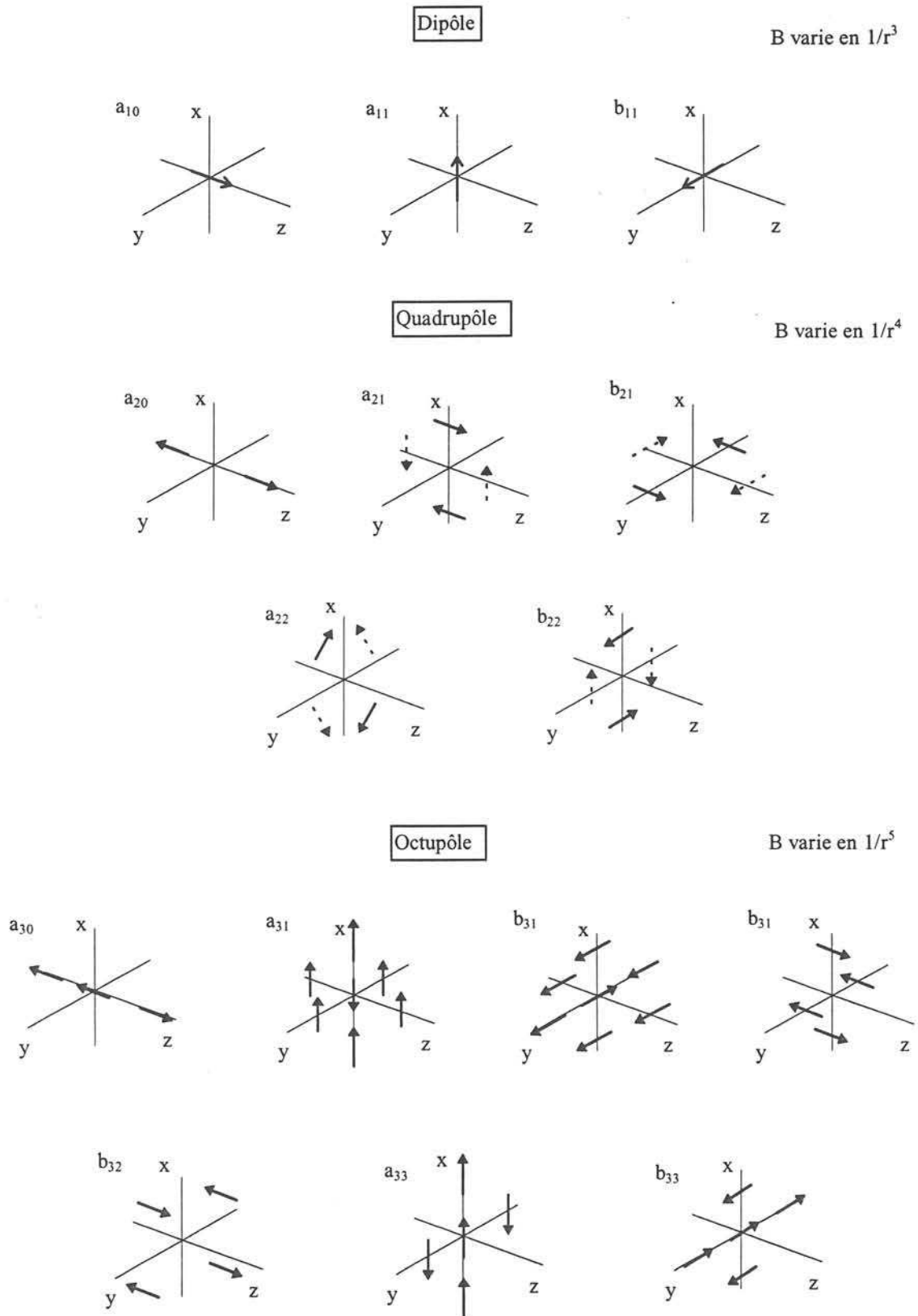


Figure 6 : Structure des multipôles élémentaires

1-2-3 Positions de Gauss

Intéressons-nous maintenant au cas particulier d'un dipôle \vec{m} et au champ magnétique qu'il crée en un point P de l'espace. L'expression de l'induction est de la forme :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{3(\vec{m} \cdot \vec{r}) \cdot \vec{r}}{r^5} - \frac{\vec{m}}{r^3} \right) \quad (\text{I-2})$$

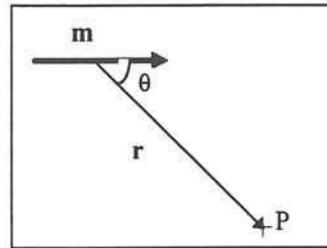


Figure 7 : Présentation d'un dipôle

Elle prend une forme simplifiée en deux positions nommées positions de Gauss (Figure 8).

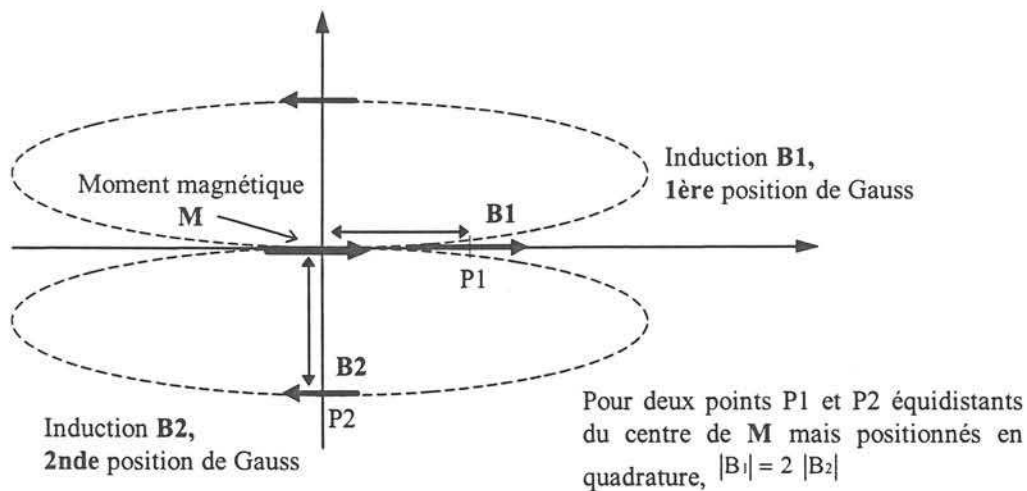


Figure 8 : Positions de Gauss

Les expressions de l'induction créée par ce dipôle aux positions de Gauss sont :

$$\vec{B}_1 = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{\vec{m}}{r^3} \quad \text{et} \quad \vec{B}_2 = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{m}}{r^3} \quad (\text{I-3})$$

Par une position judicieuse des points de mesures ou de calculs autour du moteur, on peut alors déterminer un dipôle équivalent et son moment magnétique associé, s'il existe.

Ces définitions nous aident à chercher une représentation multipolaire de la machine, ce qui facilite la compensation des champs de fuites.

Conclusion

Ce chapitre nous a permis de situer l'étude de la discrétion électromagnétique dans son contexte principal : la propulsion navale électrique. Après en avoir dressé les avantages, nous avons vu un exemple de ce qui se fait actuellement en propulsion et les raisons qui ont poussé à s'intéresser aux fuites magnétiques. Ensuite, nous avons brièvement évoqué les progrès envisagés dans ce domaine. Enfin, nous avons donné quelques définitions indispensables à la compréhension de la suite de ce mémoire. Elles faciliteront en particulier la lecture de l'étude expérimentale qu'il nous a fallu mener sur des moteurs représentatifs en matière de signatures électromagnétiques et qui feront l'objet du second chapitre.

Chapitre II :

Etude expérimentale

Chapitre II :

Etude expérimentale de la signature

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que la discrétion électromagnétique des machines tournantes pouvait s'inscrire dans le cadre de la propulsion électrique, domaine en pleine expansion. Cependant, pour obtenir une discrétion efficace, il s'agit de bien connaître la signature électromagnétique. La solution la plus concrète consiste en une étude expérimentale approfondie, objet de ce second chapitre. Elle a un double rôle. Tout d'abord, elle sert à la validation d'un modèle numérique des fuites électromagnétiques. Ensuite, elle permet de tester pratiquement sur le banc d'essai la solution fournie par le modèle simulé pour réduire les fuites. L'importance de cette étude nous a obligés à prendre des dispositions particulières lors de sa mise en oeuvre. De plus, les fuites d'un moteur sont généralement faibles : des inductions de l'ordre du nano Tesla sont très vite atteintes dès que l'on s'éloigne d'une machine tournante. C'est pour cette raison que l'on doit absolument s'affranchir de toute perturbation parasite qui viendrait fausser nos mesures. Nous commencerons donc dans ce chapitre par la présentation du banc d'essais et des précautions qu'il a fallu prendre. Nous établirons ensuite le protocole de mesures mis en place autour des moteurs étudiés (à 2 et à 4 pôles). Toute une série de tests a été effectuée. Nous en avons retiré les points principaux. Après une description des lois générales qui ont été établies, nous montrerons de quelle façon la présence du rotor et celle des flasques influent sur la signature. Enfin, nous évaluerons l'influence d'une excentricité du rotor.

2-1 Le banc d'essais

Un simulateur de champ magnétique est installé à Herbeys au Laboratoire de Métrologie Magnétique en Champ Faible (LMMCF), annexe du Laboratoire de Magnétisme du Navire (LMN). La localisation géographique de ce simulateur n'a pas été le fruit d'un hasard. Il est situé à 20 km de Grenoble, en altitude, volontairement éloigné de toute zone génératrice de perturbations magnétiques.

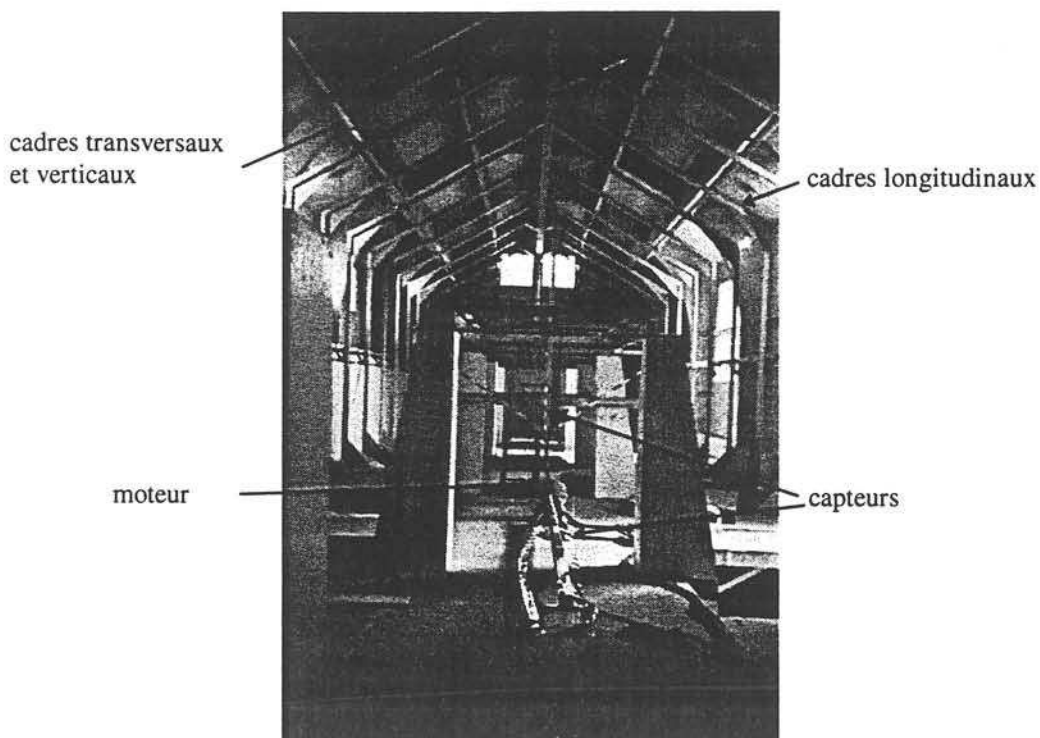


Figure 9 : Banc d'essai de Herbeys

Pour ne pas créer d'anomalies magnétiques locales l'installation est entièrement amagnétique, les clous sont en aluminium, le béton est armé en fibre de verre, les câbles EDF sont torsadés, les bâtiments sont en bois. A l'intérieur de l'un d'eux sont disposés des cadres verticaux, longitudinaux et transversaux pouvant être alimentés de façon à contrôler le champ magnétique dans les trois directions. Grâce à ces cadres, nous maîtrisons avec une grande homogénéité le champ magnétique dans la salle des expérimentations [Tableau 1]. Nous pouvons par exemple créer un champ inducteur opposé au champ terrestre si nécessaire. Pour

nos expériences, nous avons vérifié qu'il n'était pas indispensable de se placer en champ nul, les capteurs permettant de faire une remise à zéro initiale.

Tableau 1 : Homogénéité obtenue avec les cadres

Homogénéité	Axe longitudinal	Axe transversal	Axe vertical
cadres longitudinaux	1% sur 23m	1% sur 4m	1% sur 4.2m
cadres verticaux	1% sur 18m	1% sur 3.2m	1% sur 3.6m
cadres transversaux	1% sur 18m	1% sur 3.6m	1% sur 3.2m

Les moteurs étudiés sont positionnés au centre du simulateur. Nous avons choisi d'étudier deux moteurs de même gamme de puissance mais de nombre de pôles différents.

Le premier est une machine asynchrone bipolaire de puissance apparente $S_n = 25\text{kVA}$. Sa carcasse est magnétique, les flasques et l'arbre sont amagnétiques. Le rayon extérieur de la carcasse vaut 153.5 mm. L'entrefer mesure 1 mm. Au stator, on trouve 2 conducteurs par encoches, le moteur a 36 encoches. Il est bobiné avec un pas raccourci de 5/18 comme le montre le schéma de bobinage (par pôles imbriqués) de la Figure 10. Nous avons représenté les têtes de bobines d'une seule phase pour une meilleure visualisation :

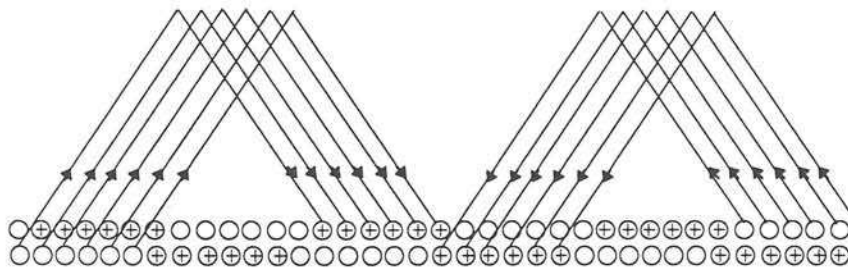


Figure 10 : Schéma de bobinage du moteur 2 pôles

La plaque signalétique du moteur affiche 220/380V. Comme le couplage choisi est un couplage étoile, le courant nominal efficace est de 38A. On peut alors délivrer dans les enroulements un courant sinusoïdal $i(t) = I\sqrt{2}\sin(\omega t)$ avec au maximum $I\sqrt{2} = 54\text{ A}$. Le rotor est lisse, massif et sans encoche, le matériau qui le compose est du fer forgé. Le stator est composé de tôles en fer-silicium de type FEV1000DU65HA.

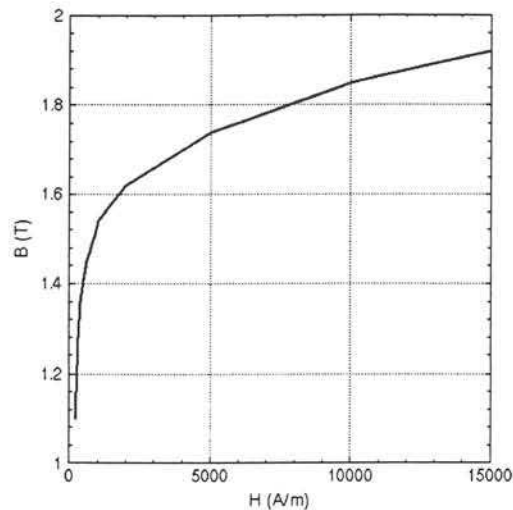


Figure 11 : Caractéristique des tôles Fer-Silicium

Le second moteur asynchrone est tétrapolaire, de puissance $P_n = 18.5$ kW à 1450 tr/min avec $\cos\phi = 0.86$. Sa carcasse est amagnétique, l'arbre est magnétique. Deux types de flasques ont été montés : les flasques d'origine, magnétiques et des flasques amagnétiques réalisées pour évaluer leur influence.

Le rayon extérieur du stator est de 120 mm. Son rayon intérieur vaut 75 mm.

Le rayon externe du rotor est de 74.5 mm. Son rayon interne vaut 29 mm.

La longueur totale de fer est de 225 mm.

Le stator a 48 encoches statoriques. Le bobinage est de type concentrique à pôles consécutifs, à deux voies en parallèle. Chaque bobine est faite de 68 spires en série composées de 5 fils conducteurs en parallèle de diamètre égal à 0.9 mm. Le nombre de demies spires par encoche est de 17 et le nombre total de bobines est de 6 (2 par phase).

Le rotor est à double cage et à encoches inclinées. La cage d'écureuil comporte 40 encoches.

Le schéma de bobinage statorique est présenté Figure 12.

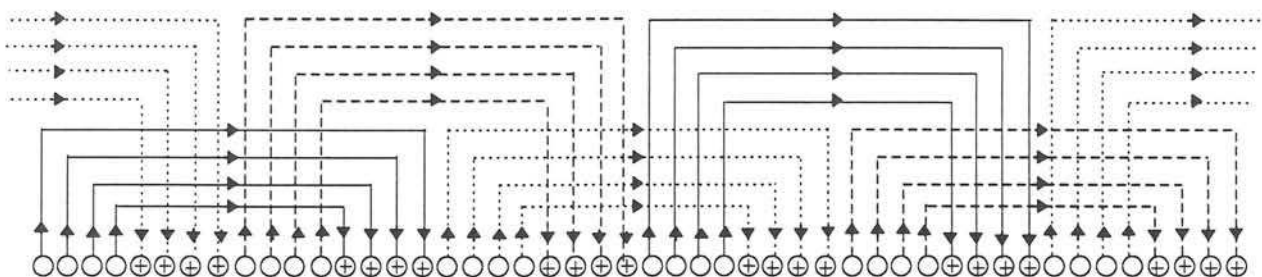


Figure 12 : Schéma de bobinage du moteur 4 pôles

La plaque signalétique du moteur affiche 220/380V. Comme le couplage choisi est un couplage étoile, le courant nominal efficace est de 34 A. On peut alors délivrer dans les enroulements un courant sinusoïdal $i(t) = I\sqrt{2}\sin(\omega t)$ avec au maximum $I\sqrt{2} = 46$ A.

Les tôles statoriques et rotoriques sont identiques, leur dénomination est FEV1000DU65HA dont la caractéristique B(H) a été donnée pour le moteur 2 pôles.

Ces moteurs, à axe horizontal, sont posés sur un support amagnétique. Chacun d'eux est alimenté par quatre alimentations de puissance, bipolaires de marque Kepco (BOP) [KEPCO], câblées en parallèle par des connexions « maître-esclaves » c'est-à-dire qu'une alimentation « maître » contrôle la sortie des unités « esclaves ». Ces alimentations de courant délivrent chacune 10A au maximum et donc au total on pourra avoir au plus 40A. Les fils reliant le moteur testé aux alimentations sont torsadés de façon à avoir une résistance (continue) et une inductance les plus faibles possibles et de manière à éviter la création de boucles de courant responsables de fuites supplémentaires.

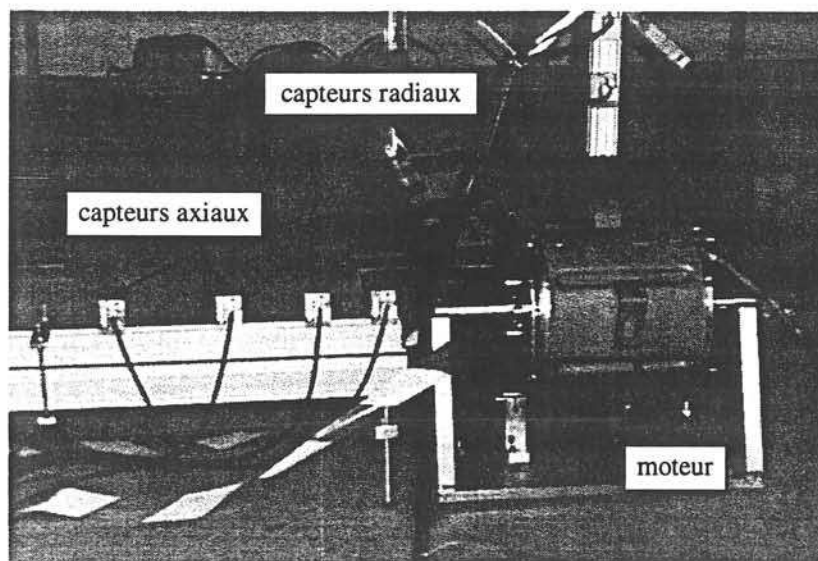


Figure 13 : Vue d'ensemble du moteur et des capteurs

Pour relever la signature électromagnétique des moteurs, nous disposons de 14 capteurs Crouzet. Ces magnétomètres tri-axiaux statiques doivent être très sensibles car les grandeurs mesurées sont très faibles. Ils donnent la mesure des trois composantes du champ magnétique sur son trièdre tri-rectangle. Cette mesure porte sur les variations du champ magnétique local par rapport à un état initial donné. Ces magnétomètres sont du type « fluxgate » asservi c'est-à-dire que pour chacun des axes de mesure, une bobine comportant un matériau

ferromagnétique, couplée à un asservissement et à un oscillateur, assure la fonction mesure du champ magnétique local.

Eléments d'une voie de mesure

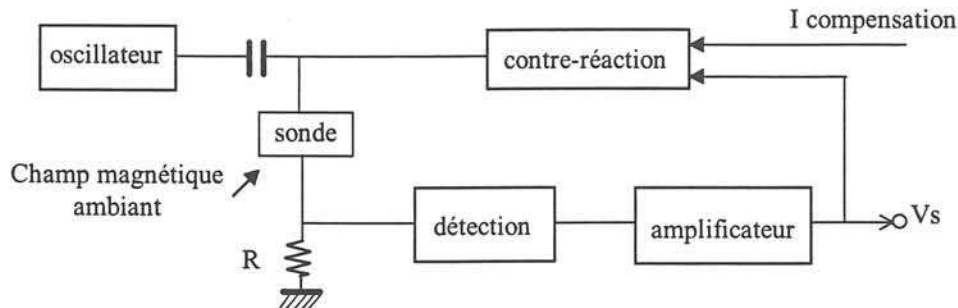


Figure 14 : Principe général des magnétomètres

Un oscillateur envoie des impulsions dans une sonde à noyau saturable. En présence d'un champ magnétique, l'impédance de cette sonde est modifiée. Le détecteur produit alors un signal proportionnel à la dissymétrie des impulsions donc du champ magnétique. Un amplificateur et le réseau de contre-réaction produisent un courant qui traverse la sonde et asservit à zéro le champ magnétique. La mesure du courant de contre-réaction est donc directement proportionnelle au champ magnétique mesuré.

L'autre grandeur d'entrée de ces capteurs est le courant de compensation injecté dans le but de provoquer un décalage des sorties afin de corriger de faibles perturbations constantes de l'environnement. Pratiquement, lors de l'expérimentation, l'induction est mesurée autour du capteur, le moteur étant hors tension. Une remise à zéro du capteur permettra lors de la mise sous tension du moteur de ne relever que le champ rayonné.

Les bruits varient de 10 à 15 nT. Ces capteurs sont des filtres passe-bas passifs qui fournissent trois tensions analogiques proportionnelles aux trois composantes du champ magnétique ambiant et qui comportent deux gammes d'utilisation : +/-10000 nT ou +/-100000 nT. L'analyse des valeurs relevées par les capteurs est faite par une chaîne d'acquisition qui comporte 64 voies. On dispose de 14 capteurs, le champ est relevé dans les 3 directions pour chaque capteur, donc 42 voies sont réellement utilisées.

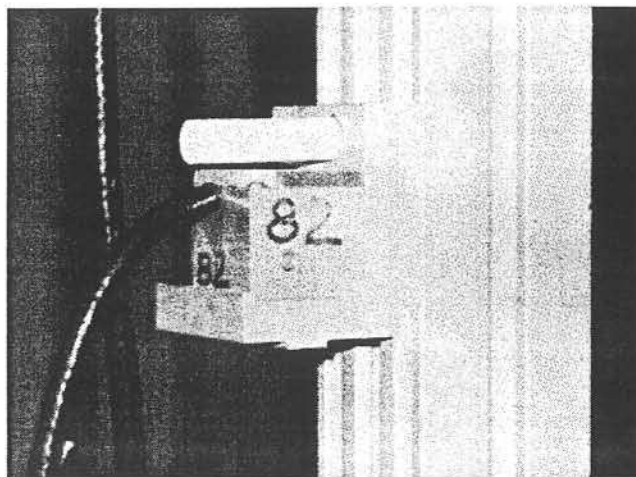


Figure 15 : Photographie d'un capteur radial

On pilote cette chaîne d'acquisition grâce au logiciel HP-Vetest [HPV] installé sur une station HP745, 64 MHz. Cette chaîne est suffisamment éloignée de l'ensemble {moteur+capteurs} pour ne pas perturber les mesures.

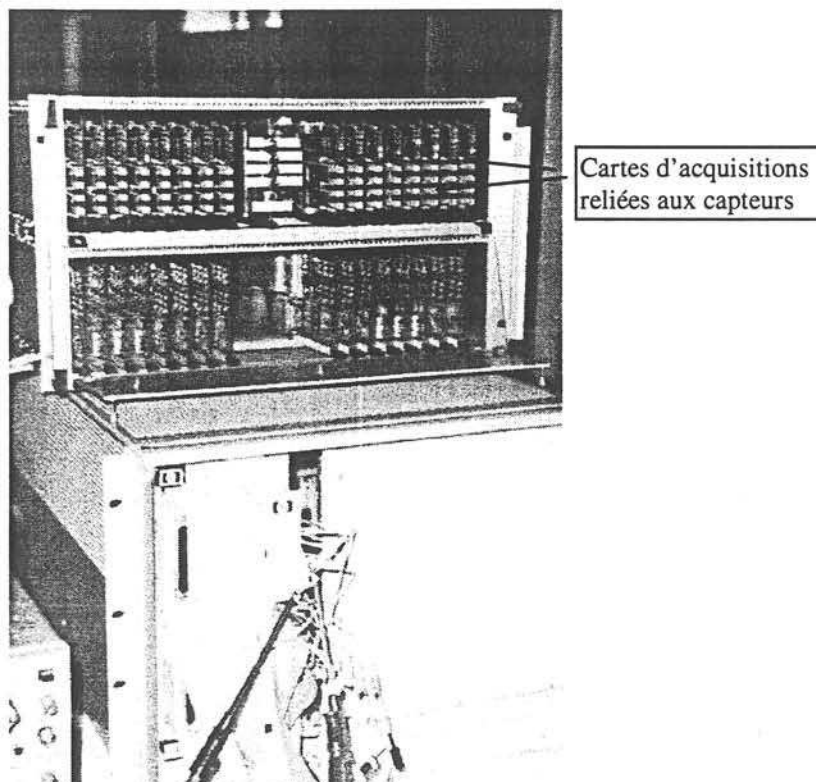
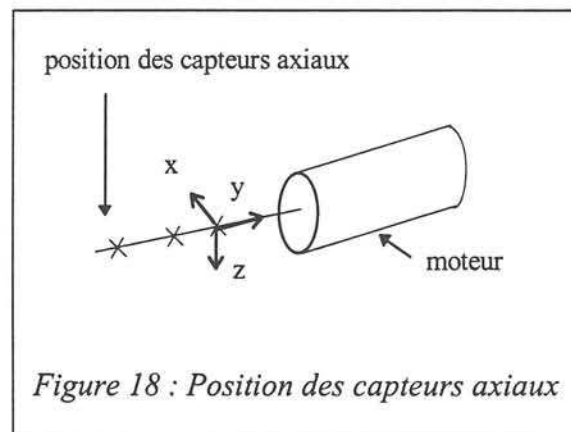
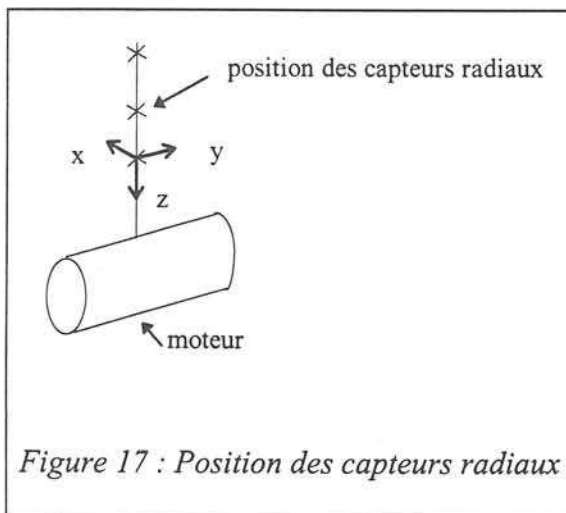


Figure 16 : Chaîne d'acquisition

2-2 Le protocole de mesures

2-2-1 Positionnement des capteurs

Les capteurs ont été placés suivant deux directions privilégiées : 7 axialement et 7 radialement. L'espacement entre les capteurs a été choisi de façon aléatoire. Cependant, après quelques tests, nous n'avons pas positionné de capteurs à moins de 400 mm du centre du moteur pour ne pas les saturer. Dans le même temps, nous avons choisi de ne pas les éloigner à plus de 2 m, pour ne pas avoir de mesures trop espacées qui nécessiteraient alors des extrapolations exagérées et afin d'obtenir des valeurs d'induction mesurables. Finalement, nous avons choisi d'espacer de plus en plus les capteurs au fur et à mesure que l'on s'éloignait du moteur. Ces positions ont été conservées pour les deux moteurs.



2-2-2 Type d'essais effectués

Deux séries d'essais ont été réalisées : la première sans rotor où nous avons cherché à mettre en évidence les fuites statoriques; enfin la seconde avec rotor où nous avons mesuré les fuites totales.

Ces essais ont été effectués en statique, à vide, le rotor étant fixe par rapport au stator. Avec ou sans rotor le moteur a été alimenté successivement de 3 manières différentes dont chacune

possède un intérêt particulier. La première alimentation présente un intérêt essentiellement pédagogique, c'est pourquoi nous la distinguerons des deux autres types d'alimentation qui représentent des points de fonctionnement réels du moteur.

◆ Une seule phase alimentée

Cet essai ne correspond pas à un point de fonctionnement réel du moteur. Il nous a été utile cependant pour mettre en place une méthodologie de mesure, pour repérer les bobinages et pour mettre en évidence d'éventuelles dissymétries entre phases.

◆ Trois phases alimentées

Considérons à présent un fonctionnement réel d'une machine asynchrone. L'allure des courants du bobinage triphasé statorique est donné Figure 19.

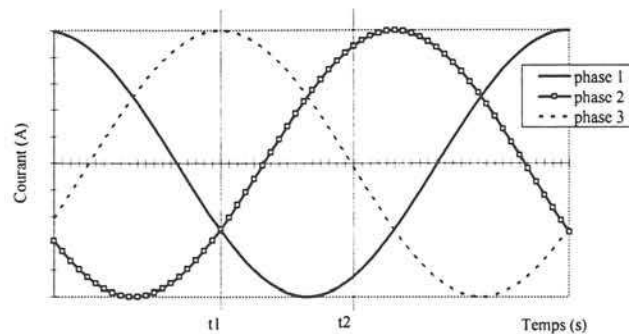


Figure 19 : Allure des courants triphasés

Si l'on fige ces courants aux instants t_1 et t_2 , alors cela revient à alimenter :

- pour t_1 : une phase à I_1 et les 2 autres phases à $-I_1/2$
- pour t_2 : une phase à I_2 , la deuxième à $-I_2$ et la troisième à 0.

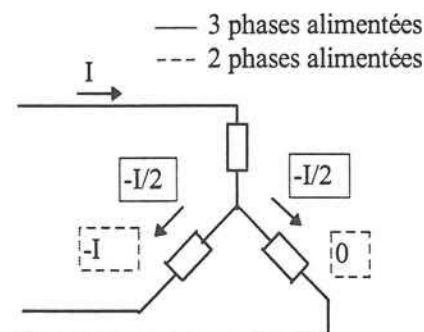


Figure 20 : Alimentation triphasée

Ces deux types de configurations statiques, appelées « trois phases en étoile » et « deux phases en série » ont été effectuées à Herbeys au LMMCF. Elles ont permis de tester la linéarité des matériaux du circuit magnétique en comparant l'induction résultant de ce type d'alimentation à la somme des inductions créées par les phases alimentées séparément.

Pour le bobinage triphasé, soient B_1 , B_2 , B_3 les champs créés dans l'entrefer par les courants circulant dans les phases 1, 2 et 3. On a alors, en présence du rotor :

$$\begin{aligned} B_1 &= KI\sqrt{2} \cos(\omega t) \cos(\theta) \\ B_2 &= KI\sqrt{2} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right) \cos\left(\theta - \frac{2\pi}{3}\right) \\ B_3 &= KI\sqrt{2} \cos\left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right) \cos\left(\theta - \frac{4\pi}{3}\right) \end{aligned} \quad (\text{II-1})$$

Le champ total dans l'entrefer est donc égal à $B(\theta) = \frac{3}{2} KI\sqrt{2} \cos(\omega t - \theta)$. (II-2)

En cas de non saturation, les champs obtenus à l'extérieur du moteur sont proportionnels à ceux obtenus dans l'entrefer. Donc les rapports, à un instant t donné, $\frac{|B \text{ total}|}{|B \text{ d' une phase}|}$ sont conservés. Nous le vérifierons plus loin.

Les équations II-1 à une distance donnée du moteur, sans le rotor, sont conservées dans un rapport de proportionnalité.

On travaille à courant relativement élevé pour avoir un rapport signal sur bruit le plus significatif possible et pour se placer le plus près possible de la saturation, comme pour un fonctionnement habituel des machines. En effet, pour un flux donné, plus l'induction augmente, plus le volume de matériau magnétique nécessaire à la création de ce flux diminue. Disposant au maximum de 40A à l'aide de nos alimentations, il a été décidé de travailler à un courant maximal légèrement plus faible, soit 38A.

2-2-3 Chemins d'exploitation

Pour relever la signature tout autour du moteur, nous avons choisi, pour une question de simplicité, d'immobiliser les capteurs et de tourner manuellement le moteur. Nous avons donc mesuré l'induction magnétique, pour chaque position des capteurs, tous les 15° . Pour analyser au mieux les résultats, nous avons tracé la signature, soit le long d'un arc de cercle, soit le

long d'un segment. Les exploitations des résultats ont été réalisées à l'aide du logiciel Matrix-x [MATRIX-X].

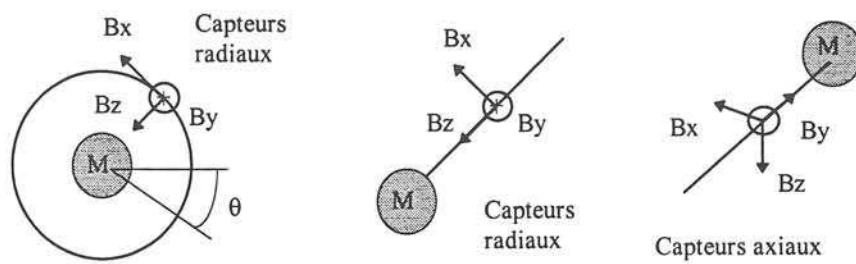


Figure 21 : Chemins d'exploitation

Nous avons ciblé notre étude sur les résultats des capteurs radiaux.

Devant chaque figure nous rappellerons, par une icône, le chemin choisi.

2-3 Signature et nombre de pôles

Ce paragraphe donne les lois générales déduites des études expérimentales issues des diverses alimentations présentées précédemment. Nous travaillons autour d'une section droite du moteur. Nous étudions les mesures des capteurs radiaux. Les résultats présentés étant très généraux, nous avons choisi dans cette partie de ne donner que des figures relatives aux fuites statoriques, sachant qu'une étude comparée concernant le rotor fera l'objet du paragraphe 2-4.

2-3-1 Décroissance de l'induction

La décroissance de l'induction le long d'un segment est directement proportionnelle au nombre de pôles de la machine (Figure 22).

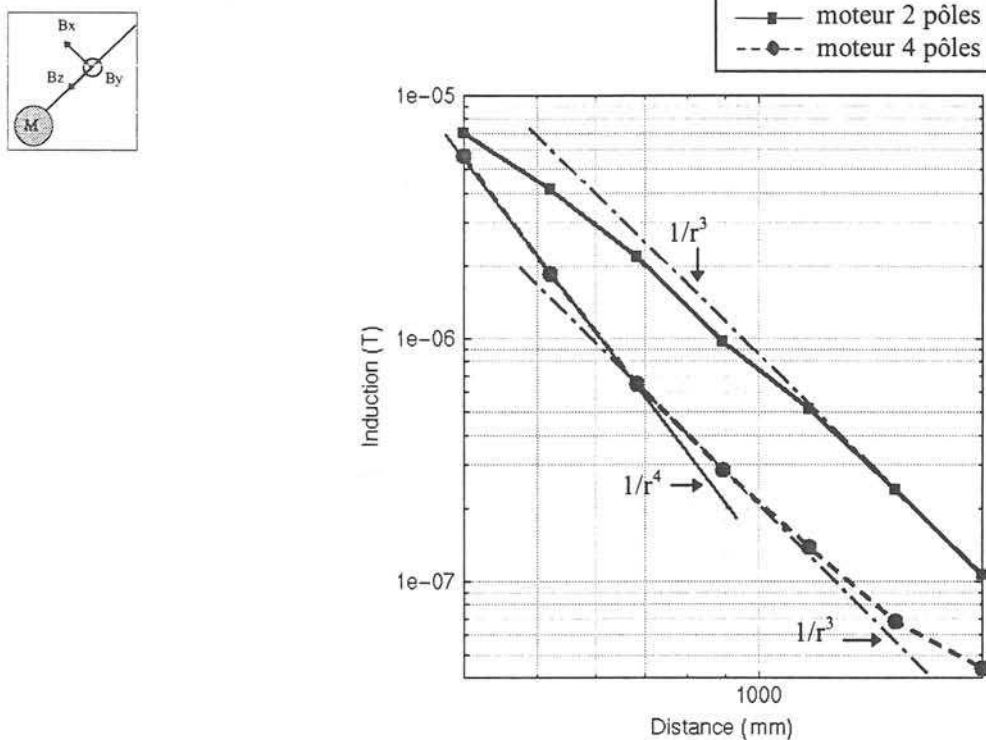


Figure 22 : Décroissance de l'induction, sans rotor, une phase alimentée

La machine 2 pôles a une décroissance dipolaire (en $1/r^3$) loin du moteur. La machine 4 pôles a une décroissance quadrupolaire (en $1/r^4$) près de la machine puis dipolaire dès que l'on s'éloigne. Nous observons donc une dégénérescence multipolaire due à un déséquilibre dans

le quadrupôle initial réel, par définition non parfait. A priori, dans un cas idéal, on aurait intérêt, pour minimiser les fuites, à avoir des moteurs à grand nombre de pôles : la décroissance du champ à l'extérieur serait alors plus rapide.

2-3-2 Evolution sur une section droite

↳ Représentation développée

Une autre façon de visualiser les résultats est de tracer l'induction le long de circonférences autour du moteur, de façon développée.

Sur la Figure 23, nous nous plaçons à 523 mm, une des positions des capteurs, dans un cas de fonctionnement réel du moteur, c'est à dire dans le cas où 2 phases sont alimentées en série.

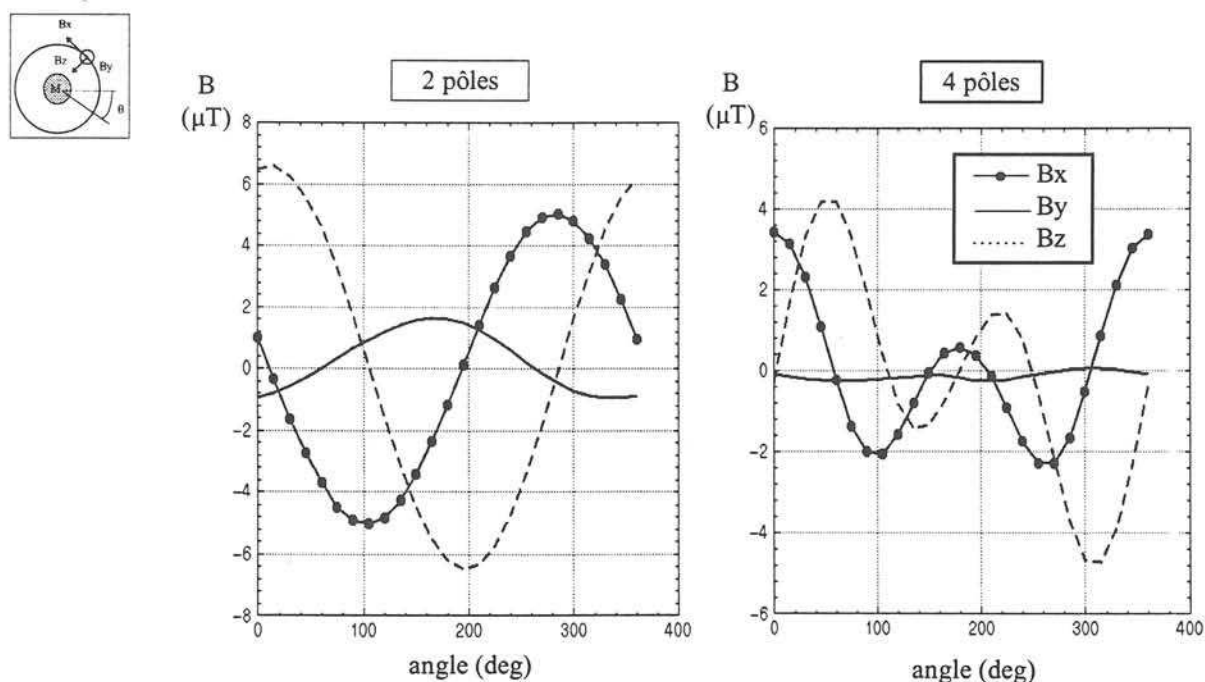


Figure 23 : Induction le long d'un cercle à 523 mm, 2 phases alimentées en série, sans rotor

Le moteur 2 pôles se comporte au loin comme un dipôle. En effet, quelque soit la distance au moteur, lorsque B_x est nulle, B_z est maximum et inversement, comme pour les positions de Gauss d'un dipôle. De plus, pour une distance donnée sur un arc de cercle autour du moteur, plus on s'éloigne du moteur, plus $B_{z_{max}}$ tend vers $2 \cdot B_{x_{max}}$, ce qui confirme l'hypothèse de la

dipolarité. La direction du moment magnétique équivalent est donnée par le bobinage. B_y devrait en toute rigueur être nulle, ce qui n'est pas le cas, mais son amplitude est plus faible que B_x et B_z et elle varie peu selon l'essai.

L'induction créée par le moteur 4 pôles a une double périodicité, conformément à celle créée par un quadrupôle. B_y est, pour ce moteur, négligeable par rapport à B_x et B_z . On retrouve les mêmes propriétés que pour le moteur 2 pôles, à savoir le long d'un arc de cercle autour du moteur, $B_x=0$ pour $B_{z_{\max}}$ et $B_z=0$ pour $B_{x_{\max}}$.

B_x et B_z varient selon les essais (1, 2, ou 3 phases alimentées) de façon attendue : quand on passe de l'essai où une phase est alimentée à celui où 2 phases sont branchées en série, les composantes sont multipliées par $\sqrt{3}$. Ceci était prévisible puisque, dans l'entrefer, l'induction créée par chaque phase est de la forme :

$$\begin{aligned} B_1 &= KI\sqrt{2}\cos\theta \\ B_2 &= -KI\sqrt{2}\cos(\theta-2\pi/3) \\ B_3 &= 0 \end{aligned} \quad (\text{II-3})$$

Sans le rotor, nous avons vu que ces expressions restent encore valables avec des valeurs de K différentes. Nous avons donc $B_{\text{série}} = KI\sqrt{3}\sqrt{2}\cos(\theta-\pi/6)$ dans l'entrefer. Ce coefficient multiplicateur $\sqrt{3}$ se retrouve sur les valeurs de champ à l'extérieur dans la mesure où les matériaux magnétiques ne saturent pas.

De même, quand les 3 phases sont connectées, les composantes B_x et B_z sont multipliées par $\frac{3}{2}$ par rapport à l'essai où une seule phase est alimentée, car $B_{\text{étoile}} = \frac{3}{2} KI\sqrt{2} \cos\theta$ dans l'entrefer puisque les matériaux sont linéaires.

↳ Représentation polaire

La représentation développée précédente peut-être remplacée par une représentation polaire. La Figure 24 donne l'allure idéale de la signature d'un moteur 4 pôles en développée et en polaire. Le nombre de lobes obtenu sur les courbes en polaire correspond au nombre de pôles du moteur.

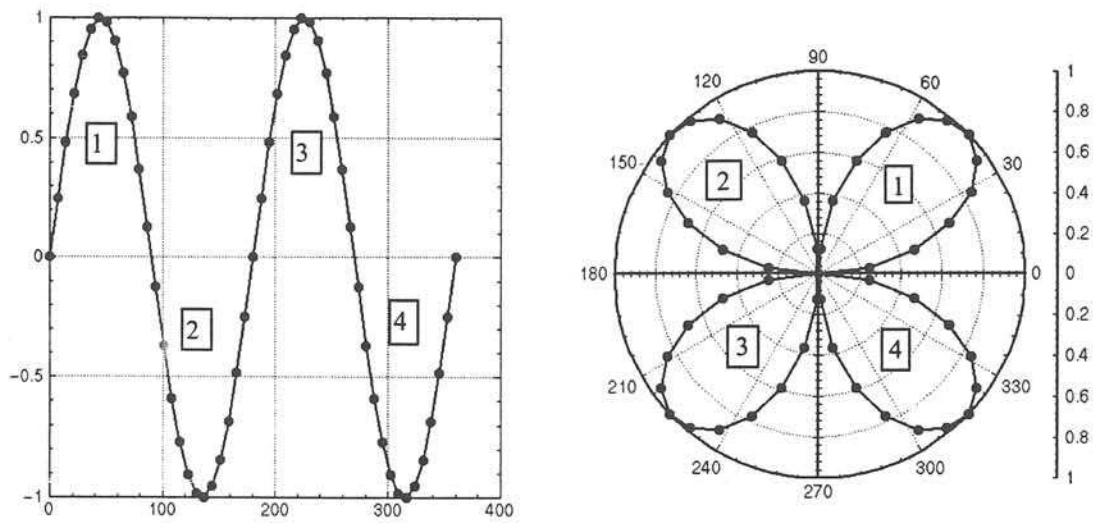


Figure 24 : Correspondance entre courbes développée et polaire

L'avantage d'une telle représentation est qu'elle permet de visualiser des dissymétries géométriques ou physiques de la machine. Sur la Figure 25, nous avons représenté les composantes de l'induction quand une phase est alimentée. Nous avons reproduit la même opération pour les 3 phases, c'est pourquoi pour chaque composante nous avons 3 courbes.

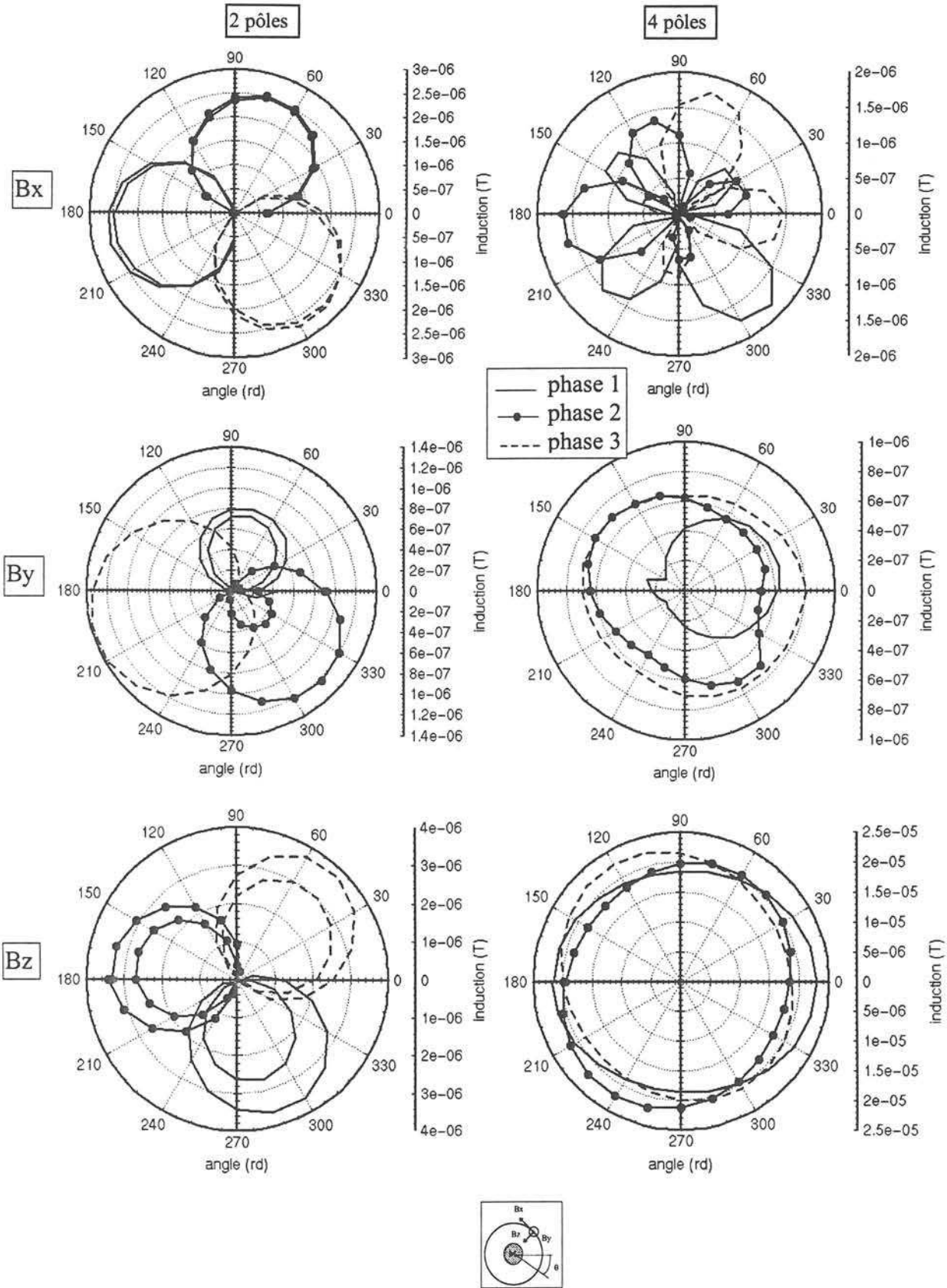


Figure 25 : Composantes de l'induction en coordonnées polaires, 523 mm, 1 phase alimentée, sans rotor

Pour le moteur 2 pôles, les 3 phases produisent la même composante B_x , symétrique (les 2 lobes sont de la même taille) avec un déphasage égal à $2\pi/3$. B_y , en revanche, est très différente selon la phase alimentée et très dissymétrique. Cependant, les valeurs crête à crête de B_y (environ $1.2 \mu\text{T}$) restent nettement inférieures à celles de B_x ou B_z (autour de $5 \mu\text{T}$). B_z , quant à elle, conserve le déphasage de $2\pi/3$ entre chaque phase, et ses valeurs sont sensiblement les mêmes d'une phase à l'autre. En revanche, ces lobes ne sont pas exactement de la même taille et traduisent une dissymétrie géométrique (de la machine) ou physique (des têtes de bobines).

Pour le moteur 4 pôles, au déséquilibre des lobes près, nous visualisons nettement, pour B_x , quatre lobes. Les phases sont bien déphasées de $2\pi/3$. Le quadropôle représentant le moteur n'est pas parfait et dégénère au fur et à mesure que l'on s'éloigne, pour finalement se transformer en un dipôle, ce qui se traduit en terme de représentation polaire par une évolution des quatre lobes vers deux lobes uniques.

B_y et B_z ont, quant à eux, une composante continue. Si pour B_y , ce décalage n'a que peu d'importance vu les faibles valeurs d'induction, pour B_z , il est en revanche prépondérant. Ceci s'explique par la présence d'un champ de fuites créé par les têtes de bobines (Figure 26).

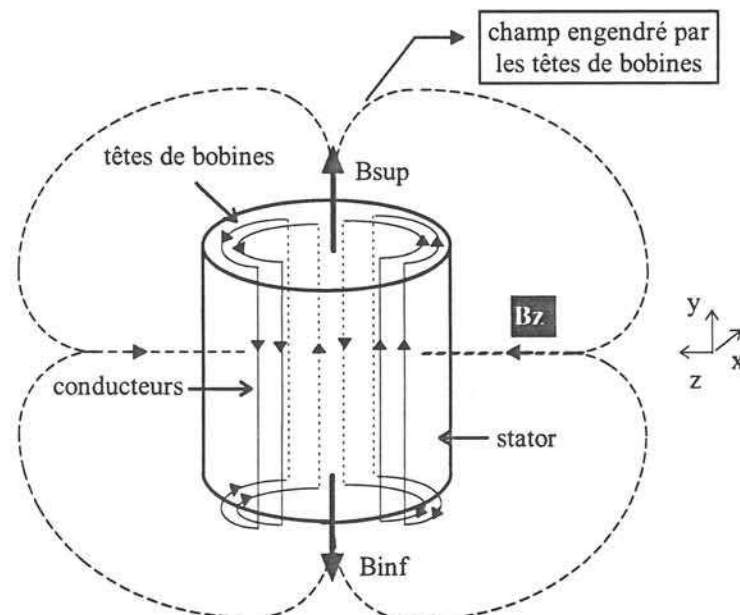


Figure 26 : Influence des têtes de bobines

Le champ de fuites supérieur B_{sup} est opposé à B_{inf} mais de même direction. Ils créent des fuites dans tout l'espace. En particulier sur une section droite médiane au moteur, le champ est principalement dans la direction radiale, donc suivant la direction z correspondant aux capteurs radiaux. Ce champ s'ajoute au champ de fuite s'échappant du circuit magnétique et par conséquent il est responsable de la composante continue visible sur les courbes en polaire (Figure 25).

Nous avons superposé ensuite, sur la Figure 27, les 3 composantes de l'induction relevées pour chaque moteur quand les 3 phases sont alimentées en étoile, à 684 mm du centre du moteur (bon compromis pour, d'une part éviter la saturation des capteurs et d'autre part, conserver un bon rapport signal / bruit).

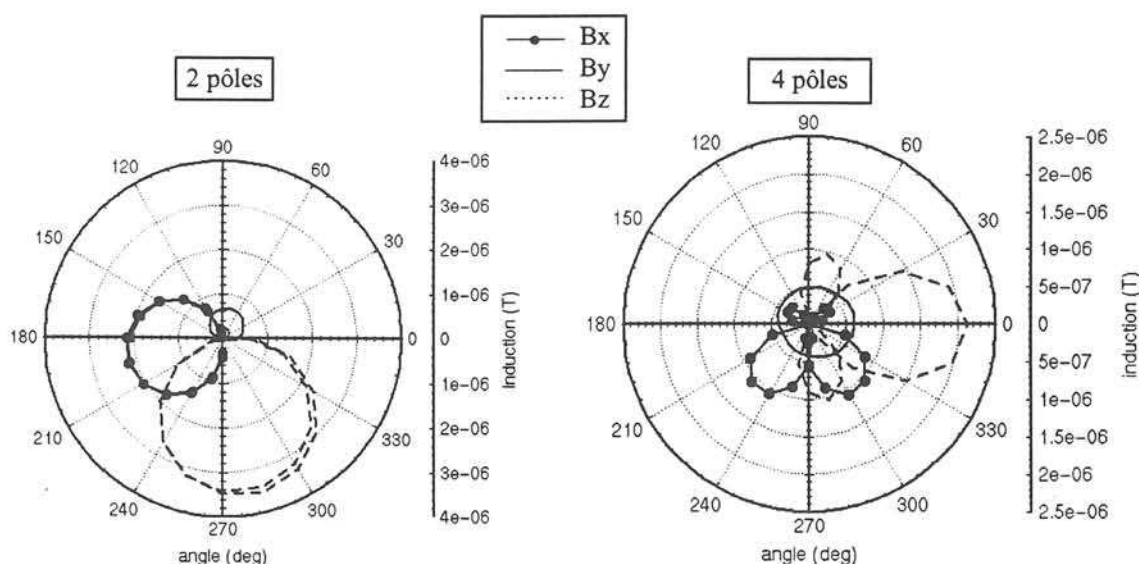


Figure 27 : Composantes de l'induction en coordonnées polaires, 684 mm, 3 phases alimentées, sans rotor

Nous avons vu précédemment que le moteur 2 pôles avait une décroissance dipolaire. Sur les courbes de la Figure 27, nous observons qu'en première position de Gauss (à 270°) l'induction du moteur 2 pôles est presque deux fois plus importante qu'en seconde position de Gauss, ce qui est compatible avec un dipôle. La composante B_y est beaucoup plus faible que B_x et B_z , pour les deux moteurs ce qui peut s'expliquer par des dissymétries liées à la conception, non parfaite, du moteur tant au niveau géométrique que physique.

Pour le moteur 4 pôles, quand les 3 phases sont alimentées, la composante continue de B_z est nulle. En effet, au niveau des têtes de bobines, une compensation s'opère entre les champs créés par chaque phase alimentée. De plus, comme une phase alimentée ne correspond pas à un point de fonctionnement réel, le décalage de B_z et de B_y n'a pas d'existence physique réelle.

2-3-3 Vecteurs induction

Enfin, une troisième représentation de la signature électromagnétique consiste à tracer les vecteurs induction dans un plan xoz . B_y est négligeable sur une section droite du moteur, nous n'en tiendrons donc pas compte. Dans notre représentation vectorielle, l'origine des vecteurs est représentée par des points reliés entre eux, alors que leurs extrémités forment une ligne continue (voir Figure 28 et Figure 29). L'origine des vecteurs est choisie arbitrairement de façon à avoir une vision la meilleure possible de l'allure des vecteurs.

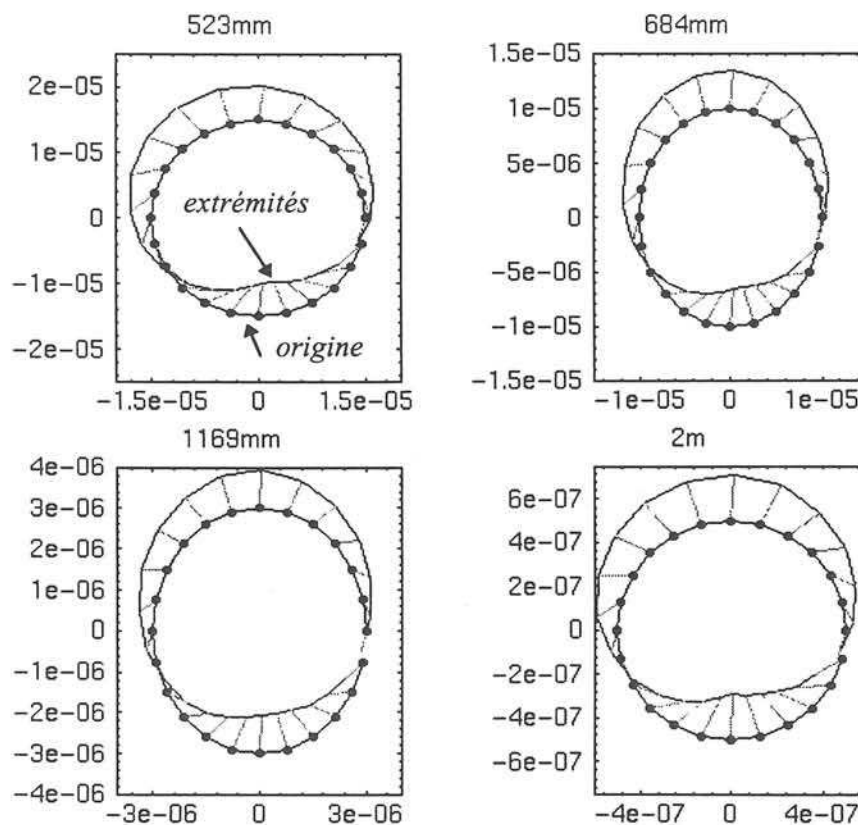


Figure 28 : Vecteurs induction, 2 pôles, 3 phases alimentées, sans rotor

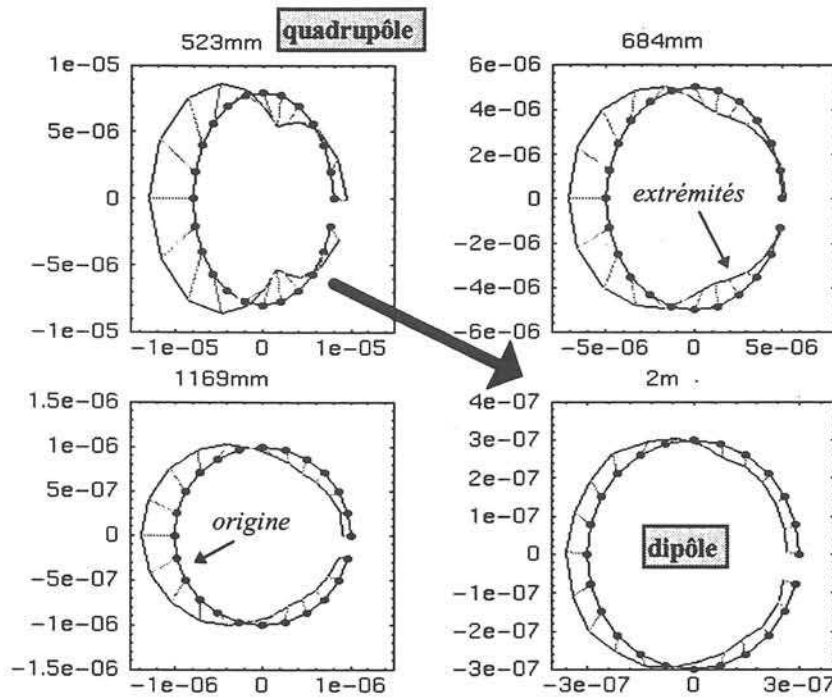


Figure 29 : Vecteurs induction, 4 pôles, 3 phases alimentées, sans rotor

Nous pouvons formuler à partir de ces tracés les mêmes conclusions que précédemment, seule la présentation des résultats diffère :

- le quadrupôle dégénère avec la distance en un dipôle
- les vecteurs induction tournent autour du moteur
- les composantes de l'induction sont, à 700 mm, de l'ordre du μT .

Nous avons ainsi listé les différents moyens de description des résultats expérimentaux, et nous avons pu nous faire une idée des ordres de grandeurs des champs à l'extérieur d'un moteur, très faibles pour un électrotechnicien mais très importants pour un marin ou un électronicien soucieux de discrétion magnétique.

2-4 Influence du rotor

Nous allons, dans ce paragraphe, essayer de quantifier de façon plus précise les fuites magnétiques. Les flasques sont magnétiques. Dans l'essai sans le rotor, nous mesurons les fuites statoriques. Après l'introduction du rotor, les inducteurs vont non seulement être responsables de l'aimantation statorique, mais aussi de l'aimantation rotorique. La masse magnétique étant plus importante, le moment magnétique équivalent au moteur au loin s'accroît et les fuites totales sont supérieures aux fuites statoriques.

Le Tableau 2 donne les valeurs crête à crête approximatives de l'induction à l'extérieur des moteurs. Il montre l'importance du rotor qui renforce les fuites. De plus, nous remarquons que le rapport des fuites de ces deux moteurs de puissances apparentes comparables (25 kVA pour le 2 pôles, et 21.5 kVA pour le 4 pôles) est égal à 5 environ. Cela confirme que le nombre de pôles des moteurs a une influence directe sur les fuites. Un moteur 4 pôles sera donc moins bruyant magnétiquement qu'un moteur 2 pôles.

Tableau 2 : Evaluation de l'influence du rotor, à 684 mm, alimentation en Y

	Sans rotor		Avec rotor	
	2 pôles	4 pôles	2 pôles	4 pôles
Bx (μT)	4	1.5	80	16
By (μT)	0.9	0.2	1	0.5
Bz (μT)	7	2	150	25

Le rapport des inductions crête à crête avec ou sans rotor tend vers 15 pour le moteur à 2 pôles et vers 10 pour le moteur à 4 pôles. Les moments magnétiques équivalents loin des moteurs évolueront donc avec le même rapport.

Sur la Figure 30 et la Figure 31, nous avons superposé les composantes de l'induction avec ou sans rotor. Bx et Bz sont bien très nettement inférieures en l'absence de rotor. Pour le moteur 2 pôles, les vecteurs induction sans le rotor sont en opposition de phase par rapport à ceux avec le rotor. Nous l'expliquerons dans le chapitre 4, dans lequel une étude analytique affinant la compréhension des phénomènes physiques liés à la présence du rotor sera détaillée.

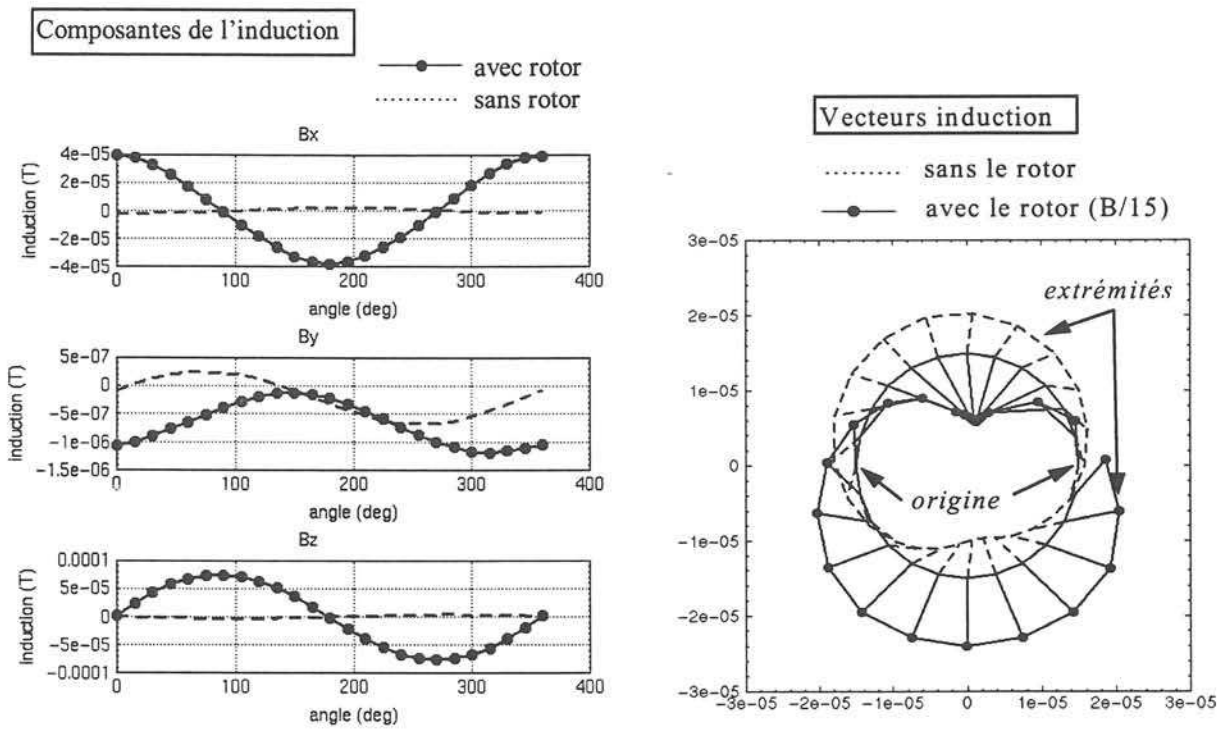


Figure 30 : moteur 2 pôles, avec ou sans rotor, 684 mm, phases en Y

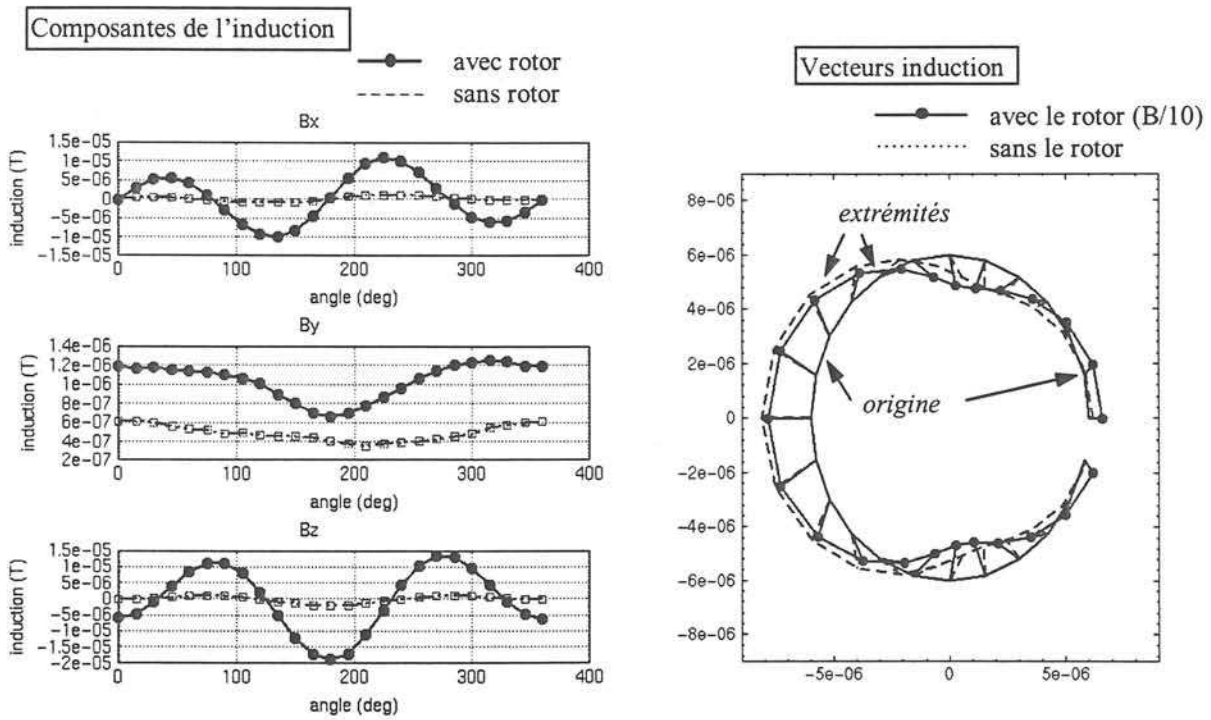


Figure 31 : moteur 4 pôles, avec ou sans rotor, 684 mm, phases en Y

2-5 Influence des flasques

Sur le moteur 4 pôles, avec le rotor, nous avons positionné successivement des flasques magnétiques et amagnétiques afin de déterminer leur influence.

Les composantes principales B_x et B_z sont peu affectées par ce changement (Figure 32), au niveau des amplitudes, en revanche nous observons un léger déphasage entre les courbes avec ou sans flasques, dont il faudrait tenir compte lors de la compensation s'il était très important. Mais nous n'observons pas de changement notable dans l'orientation des vecteurs nécessitant une prise en compte indispensable dans la minimisation des fuites. Globalement pourtant, la dégénérescence du quadrupôle est plus rapide avec des flasques magnétiques qu'avec des flasques amagnétiques. On n'a donc pas forcément intérêt à utiliser des écrans d'extrémités. Concernant B_y , dans les 2 cas, elle est négligeable par rapport à B_x et à B_z , et elle n'a pas une forme cohérente. Nous ne nous y intéresserons donc pas plus que dans les paragraphes précédents.

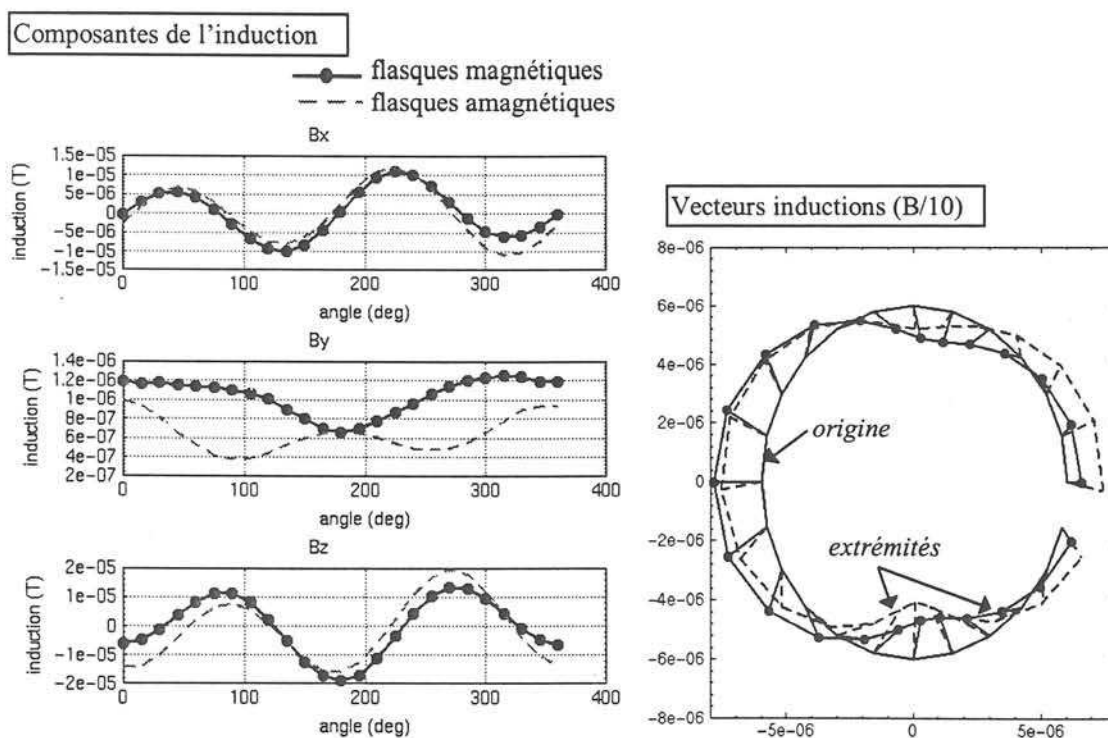


Figure 32 : Moteur 4 pôles, avec ou sans flasques, le long d'un cercle à 684 mm du centre, phases en Y

2-6 Influence de l'excentricité

L'excentricité est un phénomène qui fait l'objet de nombreuses publications [DEBORTOLI93], [CAMERON86] car elle est responsable de multiples dommages sur les machines électriques tournantes.

Il existe deux types d'excentricité (Figure 33) :

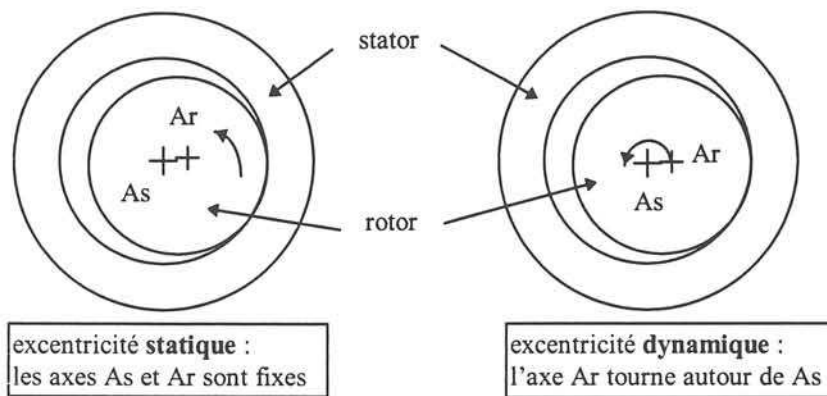


Figure 33 : Définition des excentricités

- une excentricité **statique** : l'axe du rotor A_r est décalé par rapport à l'axe du stator A_s , mais ces axes sont fixes l'un par rapport à l'autre, la position de l'entrefer minimum est fixe.
- une excentricité **dynamique** : l'axe du rotor A_r tourne autour de l'axe du stator A_s , l'entrefer minimum varie avec le déplacement du rotor. Cette excentricité est donc une fonction du temps et de l'espace.

Les causes d'une excentricité sont multiples : elle peut être due à un positionnement incorrect des paliers au moment de l'assemblage, à un phénomène d'usure, à une inclinaison de l'arbre du rotor, ou à un fonctionnement du moteur au delà d'une vitesse limite qui provoque des résonances. Ces risques sont encore accrus dans le cas des machines asynchrones pour lesquelles les entrefers, pour une meilleure efficacité, sont volontairement très faibles.

Quelqu'en soit la cause, l'excentricité doit être détectée pour une question de sécurité. Déterminer suffisamment tôt une excentricité permet d'en limiter les conséquences néfastes. En effet, elle génère des forces excessives localement sur la machine pouvant entraîner un

renforcement de l'usure des paliers, un contact rotor / stator, mais aussi une augmentation des vibrations hautes fréquences et par conséquent un accroissement du bruit acoustique. L'excentricité statique crée une force à valeur moyenne constante au cours du temps, alors que l'excentricité dynamique induit une force tournante.

Différentes méthodes de détection ont été expérimentées dont Hsu et Stein [HSU94] font une bonne description :

- La plus naturelle consiste à mesurer l'entrefer directement grâce à des capteurs placés dans la machine. Il est possible d'utiliser des fibres optiques, mais également des sondes capacitatives. Ces dernières sont placées dans les encoches. Leur capacité, inversement proportionnelle à l'entrefer, permet d'effectuer une cartographie de l'excentricité. Cette méthode présente l'inconvénient du positionnement indispensable d'appareillages supplémentaires à l'intérieur du moteur.

- La solution qui semble la plus répandue consiste à étudier les vibrations et les courants. Elle est surtout utilisée pour les machines à fortes puissances. Dorrell [DORRELL95] propose, par exemple, une méthode basée sur l'étude des résultats expérimentaux obtenus grâce à un banc d'essai piézo-électrique mesurant les forces de décentration entre le rotor et le stator. Il donne également une méthode analytique de calcul de ces forces. Thomson [THOMSON97], quant à lui, diagnostique une excentricité par la surveillance des courants en temps réel. L'analyse du spectre des courants permet, après un filtrage de la fréquence d'alimentation, de repérer les excentricités par certains harmoniques bien identifiés qui leur correspondent.

Parmi ces méthodes, les moins contraignantes sont celles qui ne nécessitent pas de modifications de la conception du moteur, c'est à dire celles qui repèrent l'excentricité à partir de mesures extérieures. Cependant, elles nécessitent un banc d'essai adapté à ces mesures. Nous proposons, dans ce paragraphe, une nouvelle approche pour la détection d'une excentricité basée sur nos travaux précédents, à savoir la bonne connaissance des signatures de machines tournantes : une modification de l'entrefer induit, en effet, une modification des lignes de flux et de la répartition de l'induction à l'intérieur comme à l'extérieur du moteur.

Nous nous sommes intéressés à l'excentricité statique et des essais ont été effectués sur les deux moteurs (2 pôles et 4 pôles) présentés précédemment. Deux phénomènes interviennent :

* d'une part l'entrefer n'est plus constant tout autour du rotor.

* d'autre part l'aimantation rotorique se déplace par rapport au cas où le rotor est centré. Or, le champ de fuite résulte de la différence entre l'aimantation rotorique et l'aimantation statorique.

Cette deuxième contribution sera négligeable dans le cas du moteur 4 pôles car l'excentricité effectuée est faible par rapport aux distances de travail.

Sur le moteur 2 pôles, avec un entrefer de 1.5 mm, nous avons décalé notre moteur de façon à ce que nos deux axes soient décalés de 1.5 mm. Le rotor est ensuite bloqué par rapport au stator et nous avons fait une nouvelle série de mesures identiques aux précédentes de façon à évaluer l'influence d'une excentricité (Figure 34).

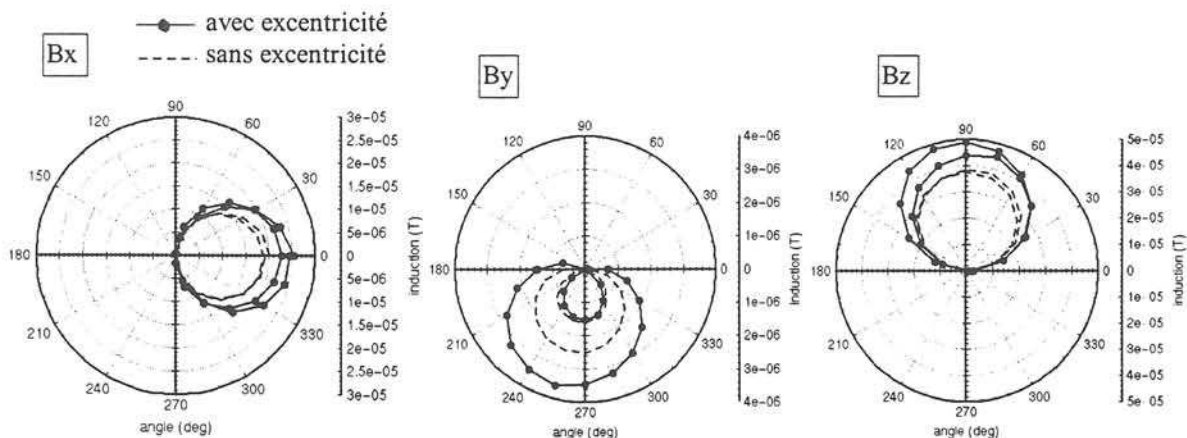


Figure 34 : Induction à 684 mm, moteur 2 pôles avec ou sans excentricité, alimentation en Y

L'excentricité induit des changements importants sur la signature électromagnétique. Les valeurs d'inductions, dans notre cas, sont plus élevées avec l'excentricité. De plus, nous remarquons une dissymétrie dans les lobes représentant les deux pôles de la machine. Même dans le cas où le rotor est, en principe, centré, nous ne sommes, en effet, pas à l'abri d'une excentricité légère du rotor par rapport au stator, due, soit à un défaut de centrage, soit à un défaut dans l'usinage des circuits magnétiques.

Cependant, quand nous effectuons volontairement ce décentrage, nous remarquons alors que la dissymétrie est nettement accentuée. Cet écart est d'autant plus marqué que nous nous plaçons près du moteur.

Nous avons tracé sur la Figure 35 la décroissance de l'écart maximum entre les deux lobes pour chaque composante de l'induction. Nous avons ainsi quantifié la dissymétrie des lobes de l'induction le long d'un cercle.

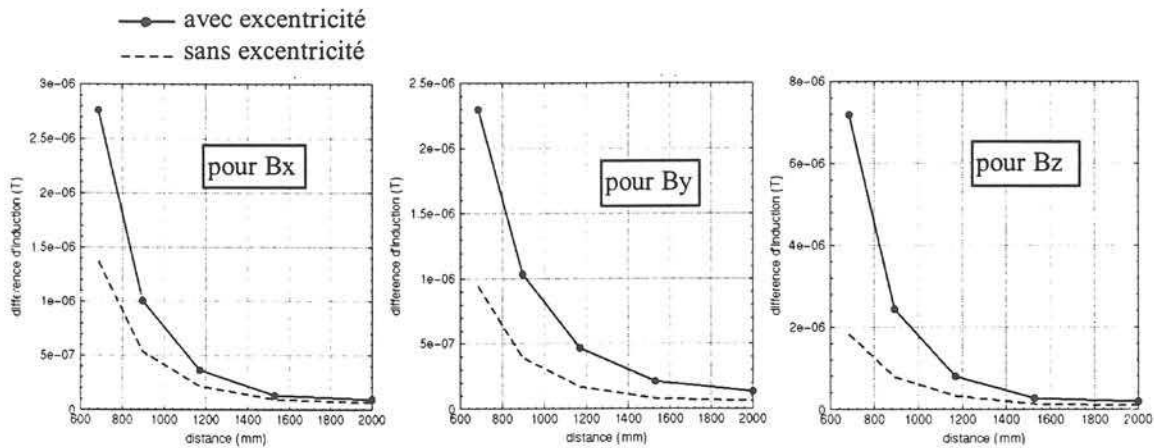


Figure 35 : Décroissance de l'écart maximum entre les 2 lobes

Nous nous plaçons ensuite à trois instants différents. La position de l'excentricité par rapport à l'axe du champ magnétique conditionne la déformation du champ. La Figure 36 nous montre ce phénomène : elle représente la composante z de l'induction le long d'un cercle autour du moteur à 684mm de son centre lorsque le champ tourne de $2\pi/3$. Nous observons que la dissymétrie des deux lobes n'est pas toujours la même.

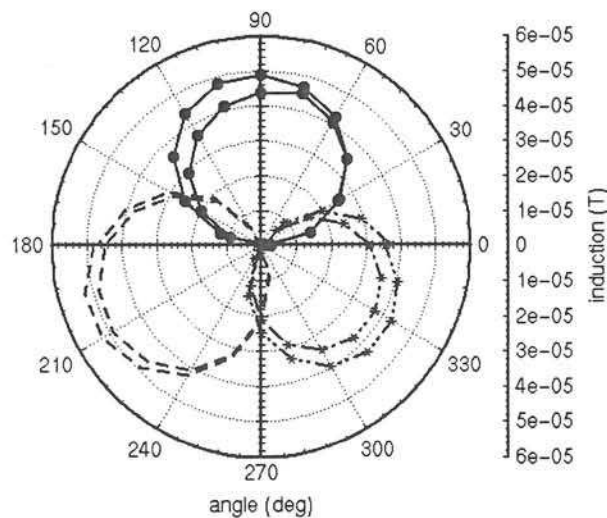


Figure 36 : Bz à 684 mm du centre du moteur, le long d'un cercle, à 3 instants différents

Sur le moteur 4 pôles, l'excentricité créée est de 4/10 mm sur un entrefer de 6/10 mm.

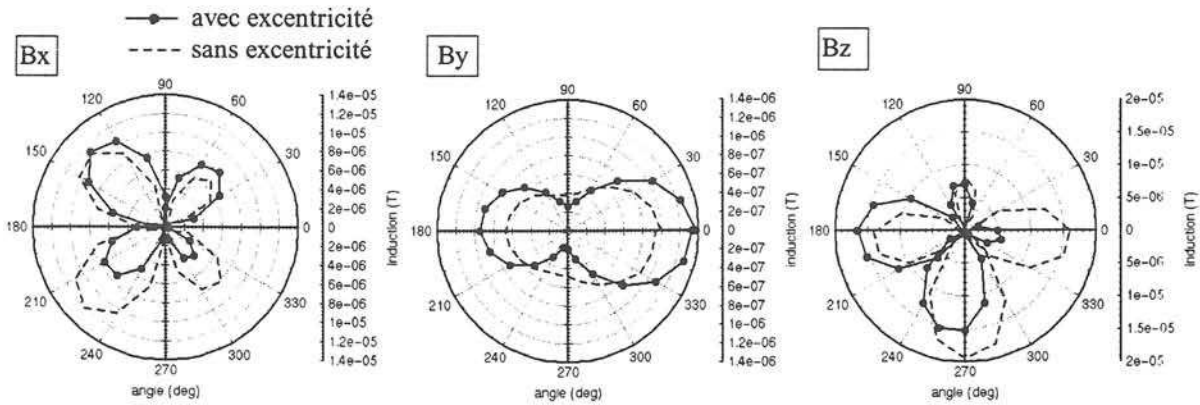


Figure 37 : Induction le long d'un cercle à 684 mm du centre, moteur 4 pôles avec ou sans excentricité, alimentation en Y

L'excentricité déforme très nettement les courbes d'induction, mesurées à l'extérieur du moteur.

Une étude plus approfondie dans ce domaine pourrait intéresser des électrotechniciens ayant en charge la maintenance de machines tournantes. En effet, il peut être difficile d'avoir accès au rotor de certaines machines et donc de mesurer une éventuelle excentricité directement. Par le placement judicieux de quelques capteurs près du moteur, nous avons montré que nous pouvons alors mettre en évidence une telle dissymétrie. Il pourrait être intéressant de connaître, par quelques mesures, l'induction à l'extérieur du moteur initialement, puis d'effectuer des contrôles réguliers afin de détecter une excentricité éventuelle.

Conclusion

Un protocole expérimental a été mis au point au Laboratoire de Métrologie Magnétique en Champ Faible. Il a été testé sur deux moteurs asynchrones de puissance comparable mais de nombre de pôles différents. Les valeurs de champ mesuré ont nécessité de prendre des précautions toutes particulières qui ont permis d'obtenir des courbes régulières et très précises. Nous avons obtenu des résultats très satisfaisants compte tenu des faibles valeurs d'induction attendues.

La démarche adoptée nous a semblé la plus méthodique. Tout d'abord, nous avons mis au point un banc d'essais et nous l'avons testé. Nous avons alors décrit plusieurs manières explicites de présenter les résultats : en développée, faisant apparaître la périodicité des champs magnétiques, sous forme polaire plus adaptée pour montrer les dissymétries éventuelles (géométriques ou physiques), ou vectoriellement, la meilleure représentation visuelle de l'induction. Nous sommes arrivés à la conclusion qu'un moteur est d'autant plus discret qu'il possède un grand nombre de pôles et que le rotor a une influence considérable sur les fuites totales du moteur. En revanche, la nature des flasques n'a que peu de conséquences sur l'ensemble des fuites, ce auquel nous ne nous attendions pas forcément a priori. Nous avons également montré qu'une étude concernant la signature électromagnétique pouvait permettre de déceler des dissymétries comme les excentricités par exemple. Toutes ces mesures ont constitué une base de données fiable pour notre recherche d'un modèle analytique ou numérique qui nous permet de tester des solutions de compensation de fuites électromagnétiques à moindre frais. Nous nous sommes donc orientés ensuite vers la recherche d'un modèle éléments finis numérique que nous présenterons au chapitre suivant.

Chapitre III :

Modèles numériques

Chapitre III :

Les modèles numériques

Un modèle numérique, pour quoi faire?

Dans le chapitre II, nous avons défini une méthodologie de mesures expérimentales des fuites électromagnétiques. Les résultats obtenus ont été très instructifs dans la mesure où ce domaine de mesures est en général inexploré. Cependant, on s'aperçoit que les moyens mis en oeuvre pour mettre en place le banc d'essais, ne pourront pas être reproduits pour un nombre indéfini de moteurs. Cette méthode serait trop coûteuse en temps et en moyens. Par conséquent, l'étude expérimentale nous sert de référence pour valider un modèle théorique : numérique ou analytique.

Nous nous sommes orientés vers un modèle numérique basé sur la méthode des éléments finis. Un modèle analytique rigoureux nous paraissait plus difficile à mettre en place pour prendre en compte la complexité de la géométrie et de la physique d'un moteur. De plus, nous disposons, au laboratoire, de logiciels éléments finis bidimensionnels et tridimensionnels : Flux2D et Flux3D. Disposer d'un tel modèle nous permet, de façon simple et rigoureuse d'obtenir la signature de tout type de moteur, et en particulier des nouveaux moteurs de propulsion que nous avons évoqués précédemment. Le modèle devra simplement subir quelques modifications selon le moteur étudié (géométrie du circuit magnétique et des têtes de bobines, propriétés physiques...).

Dans ce chapitre, nous présenterons tout d'abord la méthode des éléments finis qui permet de modéliser de manière très fine les phénomènes qui se produisent dans un système électromagnétique. Nous décrirons ensuite les outils originaux disponibles dans les logiciels utilisés. Enfin, nous donnerons les modèles 2D et 3D retenus ainsi que la démarche adoptée pour les obtenir. Nous terminerons ce chapitre par une comparaison des résultats numériques avec les mesures expérimentales.

3-1 Présentation de la méthode éléments finis

Nous disposons, pour la recherche d'un modèle numérique, de logiciels éléments finis bidimensionnels et tridimensionnels. Nous n'avons donc pas cherché à modifier ou à améliorer les logiciels existants. C'est pourquoi, nous nous contenterons d'énoncer les principes généraux de la méthode.

En électromagnétisme, les lois de la physique sont régies par les équations de Maxwell. Dans notre étude, nous avons négligé les courants de déplacements, puisque les fréquences mises en jeu sont faibles, et nous avons écarté les phénomènes électrostatiques inexistant en l'absence de diélectriques ou de charges. Nous rappelons brièvement ci-dessous les équations de Maxwell simplifiées qui suffisent à la description de notre problème. Il s'agit donc :

$$\text{- des équations de couplage magnétique : } \text{rot} \vec{H} = \vec{J} \quad \text{et} \quad \text{rot} \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt} \quad (\text{III-1})$$

$$\text{- des équations de conservation des flux : } \text{div} \vec{B} = 0 \quad \text{et} \quad \text{div} \vec{E} = 0 \quad (\text{III-2})$$

$$\text{- de la propriété des matériaux magnétiques : } \vec{B} = \mu \vec{H} + \vec{B}_r \quad (\text{III-3})$$

$$\text{- la loi d'Ohm : } \vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (\text{III-4})$$

avec \vec{H} : champ magnétique (A/m) \vec{E} : champ électrique (V/m)

\vec{B} : induction magnétique (T) \vec{J} : densité de courant totale (A/m²)

μ : perméabilité magnétique (H/m) σ : conductibilité électrique ($\Omega^{-1} \text{m}^{-1}$)

B_r : induction rémanente (T)

$B_r = 0$ pour un matériau isotrope, μ est une constante scalaire.

Soit \vec{A} le potentiel vecteur magnétique défini de façon à ce que $\vec{B} = \text{rot} \vec{A}$ (III-5)

\vec{A} est défini complètement par $\text{div} \vec{A} = 0$ (III-6) qui assure son unicité.

Alors les équations de Maxwell se transforment en

$$\text{rot} \left(\frac{1}{\mu} \text{rot} \vec{A} \right) + \sigma \frac{\delta \vec{A}}{\delta t} + \sigma \text{grad} \phi = 0 \quad (\text{III-7})$$

$$\vec{J} = -\sigma \frac{\delta \vec{A}}{\delta t} - \sigma \text{grad} \phi \quad (\text{III-8})$$

avec ϕ potentiel scalaire électrique.

La méthode des éléments finis est basée sur la résolution numérique d'équations aux dérivées partielles. Résoudre ces équations sur le domaine d'étude complet s'avère impossible dès que nous travaillons sur une géométrie complexe. La méthode des éléments finis consiste donc à minimiser la taille du problème en le discrétisant en sous-domaines (les éléments finis) de forme géométrique simple. Ces éléments forment les mailles du problème et chacune de leurs extrémités est appelée noeud. Les équations sont résolues sur tous les noeuds du maillage ainsi constitué. Si l'on considère que tout système magnétique a son point de fonctionnement qui correspond à un minimum d'énergie, alors en exprimant cette minimisation aux N noeuds, on obtient un système matriciel à N inconnues. Ensuite, à l'intérieur d'un élément, la valeur de la variable magnétique sera déterminée par une interpolation polynomiale des valeurs nodales. Une fois la résolution par la méthode éléments finis terminée, nous disposons d'une solution approchée donnée par :

$$A(x, y) = \sum_{i=1}^N A_i \alpha_i(x, y) \quad (\text{III-9})$$

A_i étant les valeurs du potentiel vecteur calculées numériquement en chaque noeud, et $\alpha_i(x, y)$ est une fonction d'interpolation.

Dans notre cas précis, nous désirons connaître l'induction à l'extérieur du moteur. Il faut donc créer un problème dans lequel figure le moteur et l'air environnant, puis mailler le domaine d'étude où le champ magnétique va être calculé. La méthode des éléments finis nécessite donc la connaissance de la géométrie, mais également des propriétés physiques des matériaux ainsi que des conditions aux limites. Elle a l'avantage d'être souple, de pouvoir traiter des problèmes 2D ou 3D et de savoir prendre en compte la non linéarité des matériaux. En revanche, elle nécessite un temps de calcul relativement long dès que la discrétisation du domaine d'étude devient fine. De plus, la précision des calculs est conditionnée par la finesse du maillage. Nous verrons dans les paragraphes suivants comment nous avons adapté ces avantages et ces inconvénients à notre problème, et les difficultés spécifiques auxquelles nous nous sommes heurtés dès lors que nous avons voulu travailler à l'extérieur du moteur.

3-2 Outils disponibles dans les logiciels éléments finis Flux2D et Flux3D

3-2-1 La boîte infinie

Notre travail consiste à étudier la signature électromagnétique loin des moteurs. C'est pourquoi, il nous importait de disposer d'un logiciel capable de modéliser le milieu extérieur, aussi loin de nos dispositifs que nous le désirions. La méthode des éléments finis consiste, comme nous l'avons vu précédemment, à subdiviser un domaine d'étude en un nombre fini de sous-domaines finis. Par conséquent, on comprend les difficultés à modéliser un domaine indéfiniment étendu, sachant qu'en électromagnétisme le champ ne s'annule rigoureusement qu'à l'infini.

Le travail de thèse de X. Brunotte [BRUNOTTE91] fait une synthèse de toutes les méthodes envisagées pour contrer cette limitation de la méthode des éléments finis. Il nous présente également la solution qui a été implantée dans les logiciels Flux2D et Flux3D. Il s'agit d'une technique utilisant des transformations ramenant un domaine extérieur infini en un domaine fermé. Il nous a paru intéressant d'exposer, même brièvement, le principe de la prise en compte de l'infini tel que nous l'avons utilisé.

Considérons donc l'espace E comme la somme d'un domaine intérieur fermé E_{int} et d'un domaine extérieur E_{ext} . E_{int} est alors facilement traité par la méthode des éléments finis. Quant à E_{ext} , on le relie à un domaine borné appelé E_{image} par le biais d'une transformation. Ce domaine image est alors maillé et la méthode des éléments finis peut lui être appliquée.

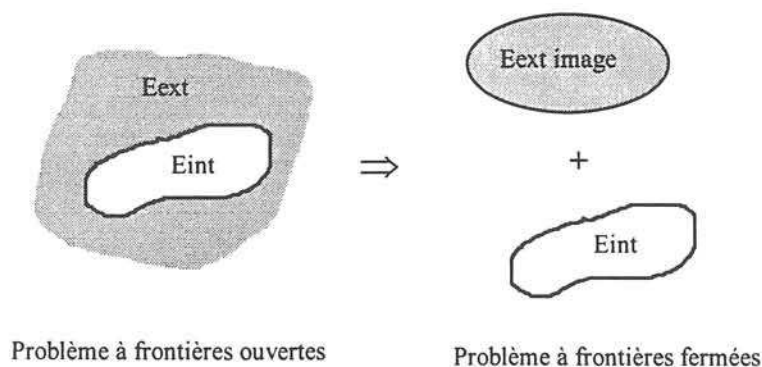


Figure 38 : Prise en compte de l'infini

Diverses transformations ont été testées pour créer ce domaine image . Deux d'entre elles ont été retenues :

↳ en 2D

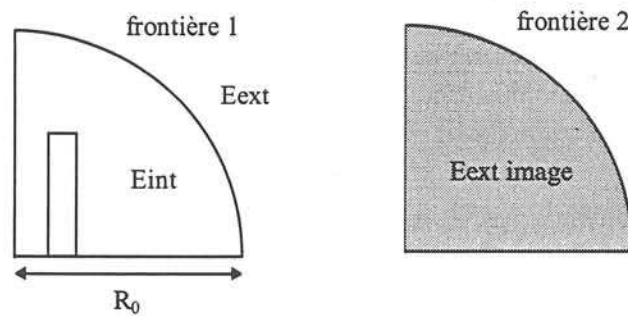


Figure 39 : Boite infinie 2D

La transformation implantée dans le logiciel Flux2D est la transformation inverse $R = \frac{R_0^2}{r} < R_0$, R étant le rayon des points images appartenant à $E_{\text{ext image}}$ et r le rayon des points réels appartenant à E_{ext} .

Elle ramène l'extérieur d'un cercle de rayon R_0 en son intérieur (Figure 39). La frontière 1 du domaine réel est couplée à la frontière 2 du domaine image par des conditions d'égalité sur le potentiel. Plus r augmente plus on se rapproche du centre du domaine image.

↳ en 3D

Cette transformation inverse n'a pas été implantée dans le logiciel Flux3D car les conditions d'égalité du potentiel sur les frontières seraient très compliquées à imposer si les maillages des 2 surfaces n'étaient pas strictement identique. Or le mailleur automatique de Delaunay dont nous disposons permet difficilement d'imposer cette similitude de maillage sur deux surfaces . La transformation retenue finalement en 3D est nommée transformation en couche parallélépipédique (Figure 40). Cette transformation s'est révélée en effet plus intéressante qu'une transformation en couche sphérique (où le domaine extérieur a la forme d'une sphère). En effet, une telle transformation n'est pas très bien adaptée à des dispositifs dont une des dimensions diffère des 2 autres. Quant à une transformation elliptique, il s'est avéré que l'étape de maillage associée est trop complexe pour poursuivre dans cette voie.

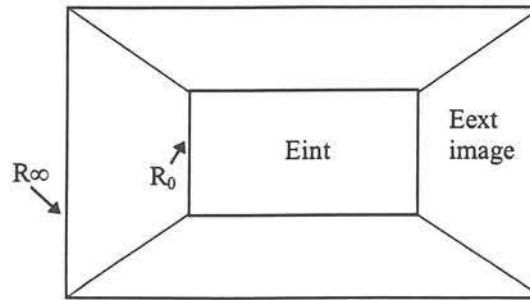


Figure 40 : Boite infinie 3D

$$\text{avec } R = R_{\infty} - \frac{R_0(R_{\infty} - R_0)}{r} \quad (\text{III-10})$$

Nous ne nous attarderons pas plus sur les détails de cette transformation qui ont fait l'objet d'études antérieures. Cependant, il nous a paru important de décrire l'outil le plus important dont nous avons eu besoin pour évaluer des champs externes, à savoir la boîte infinie. De nombreuses applications électrotechniques ont validé cette méthode [BRUNOTTE91], [TAIEB92]. Son rôle essentiel, dans la plupart des applications est d'éviter l'imposition d'une condition aux limites près du moteur qui déformerait les lignes de champs à l'intérieur du système magnétique, où sont effectués la majorité des calculs. Notre cas tire son originalité du fait que nous calculons le champ externe aux moteurs.

3-2-2 Les éléments coques

L'objet de notre étude porte sur des moteurs et leur signature électromagnétique. La représentation géométrique de ces machines n'est pas simple à cause de leur complexité et des différences de dimensions selon la direction. Si le stator et le rotor, vu leur taille, sont relativement faciles à représenter, il n'en est pas de même pour l'entrefer. Or, nous nous intéressons à des machines asynchrones dans lesquelles l'entrefer est très faible, et au vu de son importance dans le fonctionnement d'un moteur, il a fallu trouver un moyen de le représenter de la façon la plus réaliste possible.

Pour rappel, nous utilisons un mailleur automatique de Delaunay créant des éléments tétraédriques en 3D et triangulaires en 2D car seuls ces éléments sont capables de mailler des formes complexes comme l'air entourant un dispositif électromagnétique.

En 2D, nous pouvons nous permettre de créer un maillage très fin localement dans la mesure où cela ne demande pas de moyens informatiques trop importants.

En revanche, en 3D, les régions minces sont beaucoup plus complexes à mailler. Elles nécessitent soit un nombre très important d'éléments et par conséquent un temps de calcul très long, soit des éléments allongés ou plats qui induiraient des imprécisions de calculs voire des problèmes numériques. Pour pallier ces problèmes, une solution envisageable consiste à utiliser un mailleur manuel créant des éléments prismatiques ou parallélépipédiques qui supportent un fort allongement [ZGAINSKI96]. Malheureusement, ce type de maillage n'est pas encore automatisé et est donc fort compliqué à mettre en place. C'est pourquoi, nous avons décidé d'utiliser des éléments spéciaux déjà implantés dans le logiciel Flux3D : il s'agit d'éléments minces à saut de potentiels appelés « éléments coques ». Ils ont fait l'objet de la thèse de Christophe Guérin [GUERIN94]. Nous ne ferons dans ce paragraphe que les présenter brièvement.

Les régions minces sont décrites en 3D comme des surfaces (Figure 41).



Figure 41 : Maillage de l'entrefer par des éléments surfaciques

Le logiciel considère alors l'élément surfacique à saut de potentiel comme un élément prismatique. Le potentiel est considéré comme linéaire suivant l'épaisseur de l'élément. Pour obtenir l'élément coque, les noeuds en vis à vis sont confondus mais dédoublés (Figure 42).

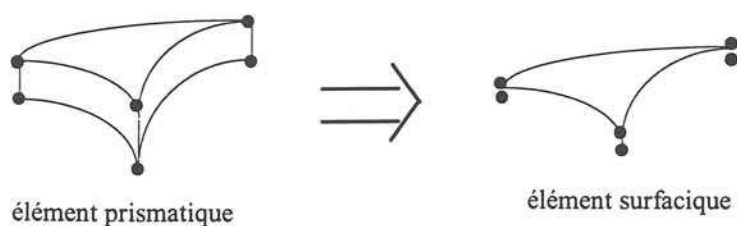


Figure 42 : Définition des éléments surfaciques

Au moment de l'intégration pendant la résolution ou l'exploitation, le logiciel tient compte de l'épaisseur de la région physique. De plus, ces éléments nous permettent de prendre en compte une variation de la variable d'état à savoir ici le potentiel scalaire, variable utilisée dans la formulation choisie pour la résolution de notre problème. Cette formulation a été préférée à toute autre en raison de son coût faible en temps de calcul. Nous avons ainsi résolu les problèmes de maillage dans l'entrefer. Nous verrons dans le quatrième paragraphe comment nous avons utilisé ces éléments pour modéliser nos moteurs.

3-2-3 Optimisation du maillage

Le problème de l'entrefer a donc été résolu. Dans les autres régions nous avons utilisé un maillage tétraédrique. Cependant, par soucis d'efficacité, la forme des éléments tétraédriques engendrés n'est pas contrôlée lors de la création du maillage et il apparaît alors des éléments dont les formes sont très éloignées de l'équilatéralité, ce qui les rend impropres à la résolution en éléments finis. En effet, il existe une forte corrélation entre la forme géométrique des éléments et le conditionnement du système matriciel : ce conditionnement est d'autant meilleur que les éléments sont proches de l'équilatéralité.

Il est donc nécessaire d'effectuer des corrections sur le maillage afin d'améliorer la qualité en forme des éléments, c'est-à-dire les rendre les plus équilatéraux possibles [SALUDJIAN97].

Dans le logiciel Flux3D, divers algorithmes d'amélioration du maillage sont disponibles. Nous avons employé un premier algorithme qui parcourt toutes les arêtes libres (donc non frontalières) du maillage en appliquant sur chacune un outil de suppression d'arêtes. Cet outil (Figure 43) consiste à supprimer une arête autour de laquelle s'appuient trois tétraèdres, si la qualité des deux éléments nouvellement formés améliore la qualité du maillage.

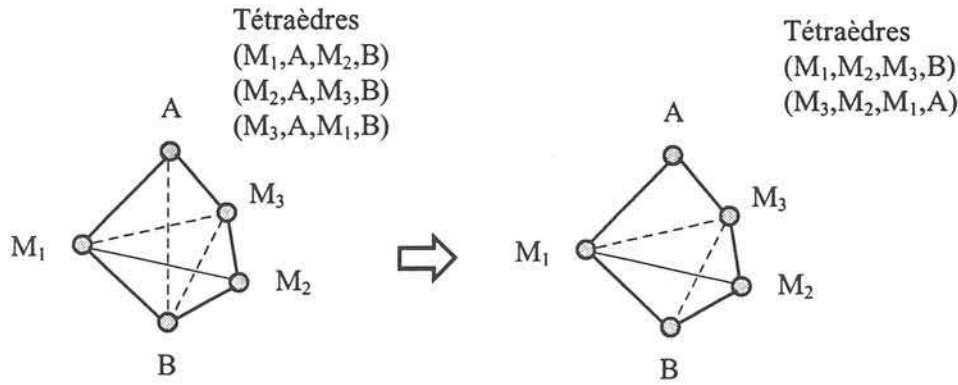


Figure 43 : Suppression d'arêtes

Un second algorithme dit « de bougé de points » modifie les coordonnées des noeuds dans le maillage sans toucher à sa topologie.

Soit un noeud P non frontalier, c'est-à-dire qui n'appartient à aucune face commune à 2 volumes, et la boule B de tétraèdres s'appuyant sur ce noeud. On désigne par P_j^{id} la position idéale de P pour la facette numéro j de B. P_j^{id} est donc une position de P qui donnerait un tétraèdre, de bonne qualité, s'appuyant sur la facette j. Il est choisi sur la normale partant du centre de gravité de la facette j (Figure 44).

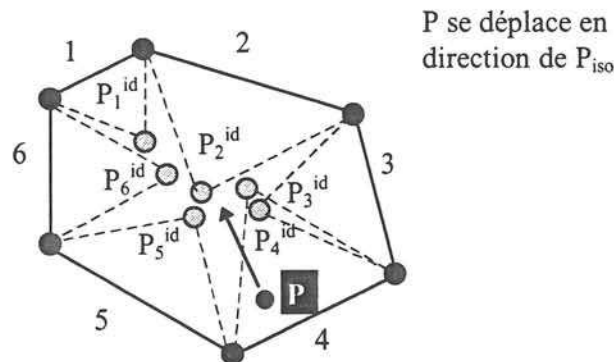


Figure 44 : Principe du "bougé de points" en 2D

Pour trouver la position idéale de P pour toute la boule B, on recherche alors l'isobarycentre de ces points P_j^{id} , nommé P_{iso} . P est alors déplacé de façon à ce que $P = P + aPP_{iso}$ où « a » représente le pas de déplacement dans la direction de P_{iso} , a est déterminé par une recherche dichotomique, c'est la valeur qui correspond à la position idéale de P.

3-2-4 Couplage éléments finis / théorie des moments

L'exploitation classique implantée dans Flux3D n'est pas forcément la mieux adaptée au calcul des champs lointains. C'est pourquoi, une autre méthode, basée sur les caractéristiques spécifiques des dipôles magnétiques a été mise au point au Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble de façon tout à fait originale.

Nous résolvons notre problème par la méthode des éléments finis présentée précédemment. Un volume aimanté V est donc discrétisé en N volumes v sur lesquels l'aimantation est supposée constante. Au moment de l'exploitation, sur chaque élément volumique de la matière ferromagnétique (le stator, le rotor et la carcasse), nous calculons l'aimantation $\vec{M} = \vec{B} - \mu_0 \vec{H}$. Chaque volume élémentaire est donc supposé équivalent à un dipôle du point de vue magnétique (Figure 45).

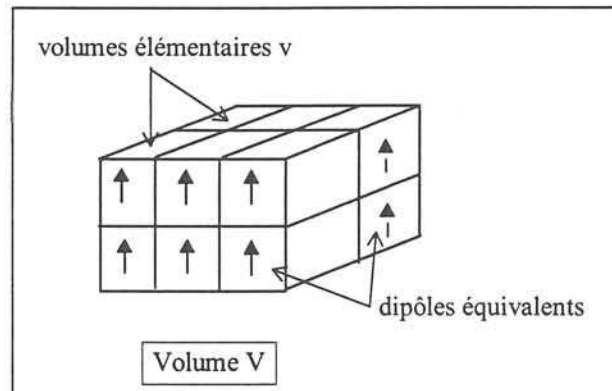


Figure 45 : Discrétisation par dipôles équivalents

Le champ dans l'air et à l'infini se déduit alors en faisant la somme des contributions des dipôles élémentaires [NGUYEN96]:

$$\vec{B}_{\text{air}} = \int_{\Omega} \left(\frac{(\vec{M} \cdot \vec{r}) \cdot \vec{r}}{r^5} - \frac{\vec{M}}{r^3} \right) d\Omega \quad (\text{III-11})$$

Cette méthode a l'avantage de lisser énormément les courbes au loin puisque l'on s'affranchit des problèmes de maillage loin du moteur. On pourrait imaginer d'appliquer un maillage extrêmement fin dans la machine quitte à relâcher un peu celui de la boîte infinie de façon à calculer \vec{M} avec le plus de précision possible. Néanmoins, un mauvais maillage dans la matière aimantée détériorera autant les résultats obtenus avec cette méthode qu'avec l'exploitation classique. Le problème de ce couplage éléments finis / théorie des moments

réside dans la durée non négligeable, liée à l'intégration, qu'elle requière. Nous présenterons les résultats très concluants obtenus grâce à cette méthode dans le paragraphe 3-4-2.

3-2-5 Maillage structuré

De nombreux progrès restent à faire dans le domaine du maillage. C'est en grande partie là que se situe la clef de notre problème. En effet, avec un maillage bien adapté et pas trop fin, les résultats pourraient être meilleurs qu'avec un maillage tétraédrique classique comportant un nombre démesuré d'éléments. Une solution à envisager est d'utiliser un maillage structuré dans les dents et les encoches et de conserver un maillage tétraédrique ailleurs. Pour cela, il faut utiliser les travaux de F.X. Zgainski [ZGAINSKI96]. Les mailleurs structurés génèrent des maillages réguliers. Ils sont de deux types :

- le mailleur **réglé** dont le principe est schématisé Figure 46 :

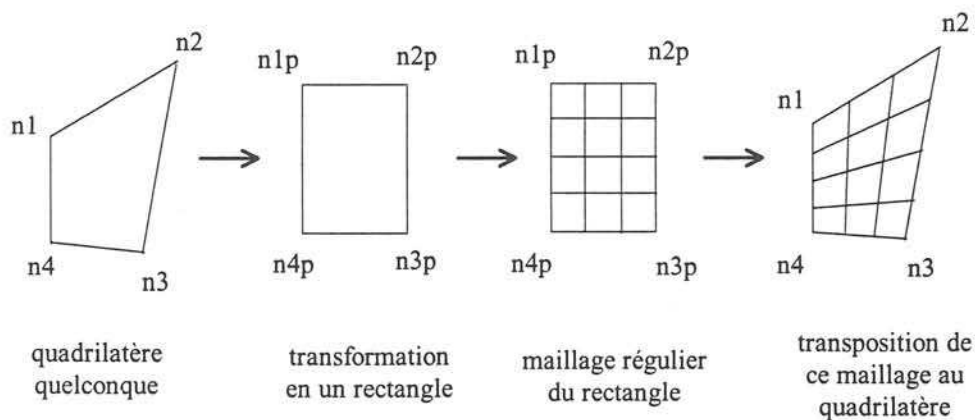


Figure 46 : Maillage réglé

Le problème est que ce mailleur n'est pour l'instant pas bien adapté aux formes non quadrilatérales comme c'est le cas des dents et des encoches.

- le mailleur **extrusif** : un maillage bidimensionnel, facile à contrôler, est transformé en un maillage tridimensionnel par extrusion.

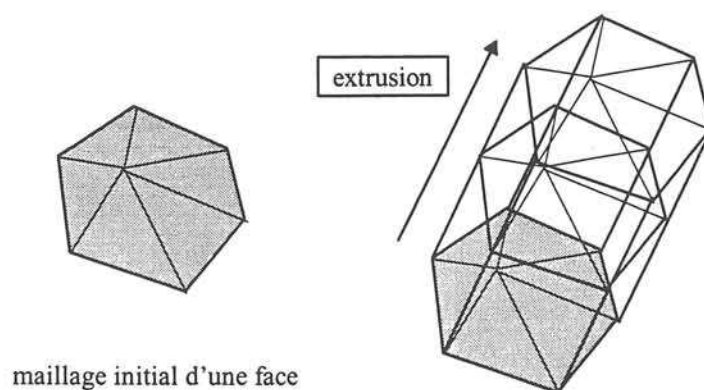


Figure 47 : Mailleur extrusif

L'idéal serait d'utiliser, pour le maillage des dents et des encoches, ces deux mailleurs simultanément, à savoir réaliser un mailleur réglé sur une face et l'extruder ensuite. Pour l'air et les autres formes complexes, il faut mailler en tétraèdres obligatoirement. L'interface entre le maillage structuré et le maillage de Delaunay se fait grâce à des éléments pyramidaux. Nous n'avons pas pu utiliser cet outil dans le cadre de notre thèse pour des problèmes techniques, mais il nous apparaît comme une des priorités pour la suite de cette étude.

3-2-6 Conclusion

Le logiciel disponible au laboratoire, Flux3D, présente de nombreux avantages. Cependant, nous avons dû pour notre problème, utiliser les compétences de chercheurs spécialisés en modélisation numérique pour adapter ce logiciel à nos besoins. Nous avons présenté les principaux outils originaux que nous avons utilisés dans notre recherche d'un modèle numérique, ceux qui sont en cours de développement, ou ceux qui viennent juste d'être mis au point, et que nous n'avons donc pas pu utiliser au maximum de leur possibilité.

L'idéal serait donc de réunir en une seule version tridimensionnelle tous les outils correspondant à nos besoins spécifiques :

- une boîte infinie permettant d'imposer des conditions périodiques. Le problème serait alors réduit à l'étude d'un pôle d'une machine et donc serait grandement simplifié. Le

maillage pourrait être très fin sans que l'on ait à craindre une taille mémoire trop importante et un temps de résolution trop long,

- les éléments coques pour la modélisation de l'entrefer,
- l'utilisation de mailleurs structurés dans les dents et les encoches,
- l'exploitation utilisant la théorie des moments, malgré sa lenteur, car elle ne peut, au loin, qu'améliorer la solution,
- l'optimisation du maillage par les algorithmes de bougé de points et de suppression des arêtes.

Nous allons, à présent, décrire les modèles bidimensionnels et tridimensionnels que ces outils nous ont aidé à créer.

3-3 Modèle bidimensionnel

3-3-1 Généralités

L'objet à étudier est un moteur asynchrone. Nous l'avons supposé suffisamment long pour que l'on puisse négliger les effets d'extrémités et l'influence des têtes de bobines sur la section droite. La première étape consiste donc, avec le logiciel bidimensionnel Flux2D, à décrire la géométrie d'une section droite du moteur, à l'aide de points rejoins par des lignes. Nous affectons ensuite à ces lignes une certaine discrétisation qui permet au mailleur automatique de Delaunay de découper notre géométrie en éléments finis triangulaires. Nous pouvons ainsi affiner localement le maillage en modifiant la discrétisation de telle ou telle ligne.

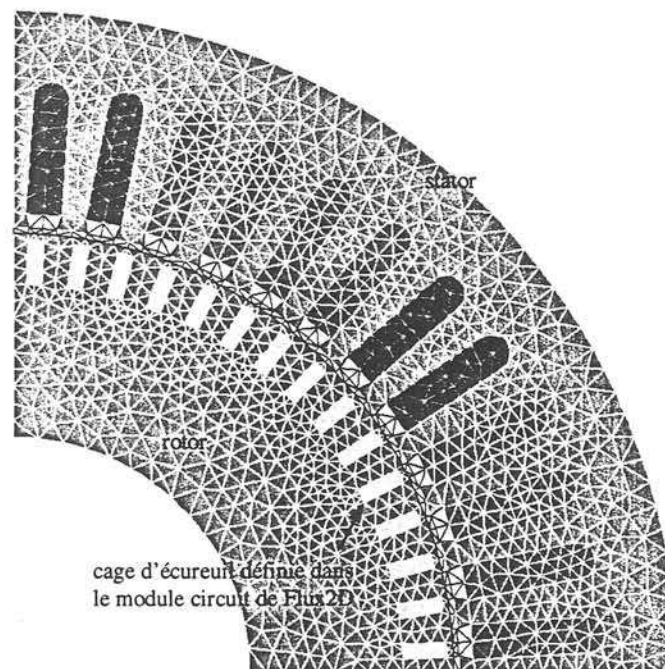


Figure 48 : Maillage et région surfaciques

Les lignes définissent les contours de régions élémentaires auxquelles vont être attribuées des propriétés physiques. Celles-ci comportent le matériau (préalablement défini dans un autre module du logiciel), les sources de courant et les circuits éventuellement connectés aux régions décrivant ainsi l'alimentation du moteur. L'ensemble de ces informations permet de décrire, à l'intérieur de chaque élément, la fonction qui modélise le phénomène électromagnétique.

Nous avons choisi de travailler en magnétostatique la plupart du temps, pour être cohérents avec les mesures expérimentales. Le logiciel se charge alors de la formulation : la variable d'état est le potentiel vecteur \vec{A} normal au plan étudié. Il n'a donc qu'une seule composante.

$$\text{L'équation résolue est : } \text{rot} \left(\frac{1}{\mu_r} \text{rot} \vec{A} \right) = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \text{rot}(\vec{H}_c) \quad (\text{III-12})$$

avec μ_r = perméabilité relative

μ_0 = perméabilité du vide = $4\pi \cdot 10^{-7}$

J = densité de courant normale au plan

H_c = champ coercitif

Seules quelques applications précises ont nécessité l'utilisation de la magnétodynamique. Celle-ci permet de prendre en compte les courants de Foucault. La variable d'état est alors le potentiel vecteur complexe. Ceci implique que toutes les grandeurs physiques sont sinusoïdales en fonction du temps. L'équation à résoudre est alors :

$$j\omega\sigma A + \text{rot} \left(\frac{1}{\mu} \text{rot} A \right) = -\sigma \text{grad} \Phi \quad (\text{III-13})$$

avec σ = conductibilité électrique et $j = \sqrt{-1}$

Nous pouvons avec Flux2D tenir compte des symétries physiques et géométriques du moteur, ce qui nous évite sa représentation complète et permet de limiter le temps à la fois de la description géométrique, mais surtout du calcul lors de la résolution du système matriciel.

La relative simplicité de description des moteurs et la rapidité de résolution des problèmes magnétostatiques nous ont permis de tester plusieurs moteurs. Nous nous sommes bien sûr tout d'abord penchés sur le moteur de chasseur de mines tripartites que nous avons décrit dans le premier chapitre. Mais n'ayant pas de référence expérimentale le concernant, nous avons choisi de nous intéresser ensuite aux moteurs 2 et 4 pôles sur lesquels ont été faites les mesures à Herbeys, afin de pouvoir valider nos modèles.

Flux2D nous permet par exemple de décrire les phénomènes internes aux moteurs de façon réaliste. Quelques résultats généraux donnés par Flux2D ont confirmé nos attentes : l'allure des lignes d'induction à vide, l'apparition du flux zigzag à haute fréquence quand le moteur est en charge (Figure 49).

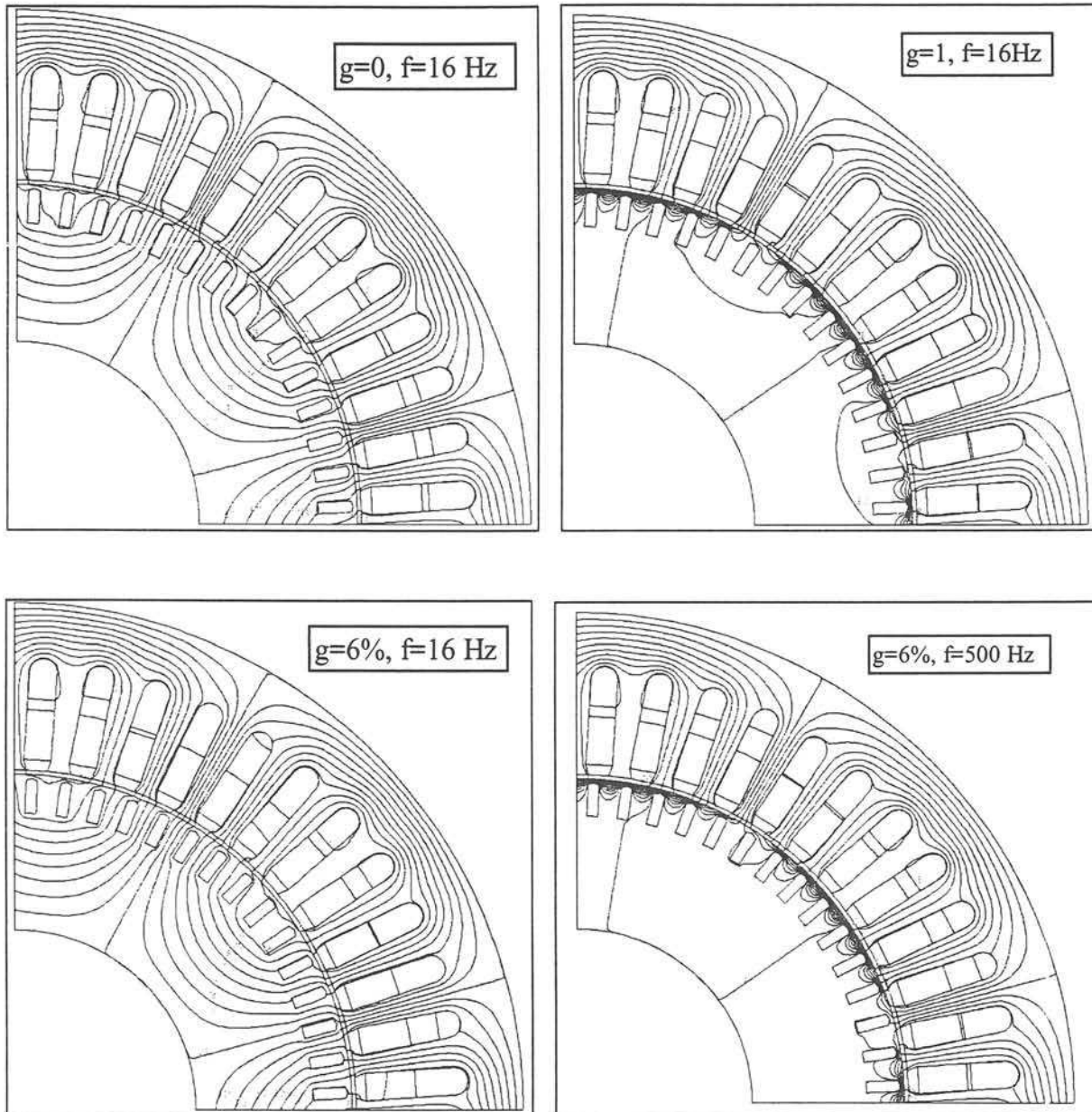


Figure 49 : Lignes d'induction (équi-flux)

3-3-2 Signature

En ce qui concerne la signature magnétique d'un moteur, la décroissance de l'induction à l'extérieur du moteur est fonction du nombre de pôles du moteur. Quelque soit l'angle d'observation de cette décroissance, la pente reste identique.

Il nous a paru judicieux de travailler en échelle logarithmique. Ainsi, nous visualisons très facilement les décroissances du module du champ en $\frac{1}{r^k}$, si elles existent. En effet, la courbe $\log(B)=f(\log(r))$ est alors une droite dont la pente est égale à k .

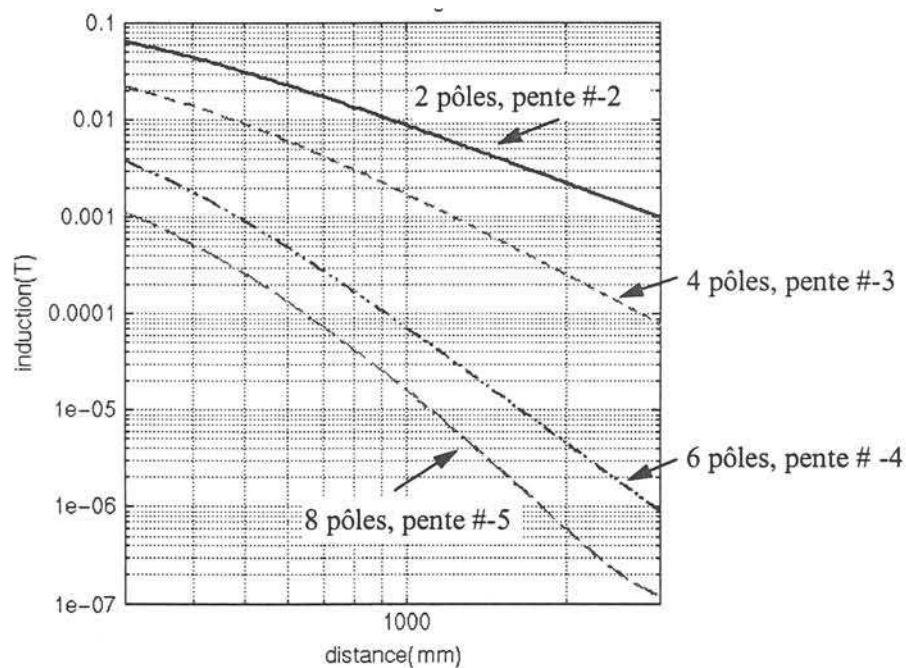
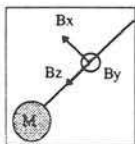


Figure 50 : Décroissance de B pour des machines d'ordres polaires différents

La Figure 50 montre que la décroissance est bien propre à un ordre polaire. En revanche, la valeur de cette pente ne peut pas être obtenue, loin du moteur, par un logiciel bidimensionnel. En effet, un logiciel bidimensionnel considère les courants statoriques comme des lignes infinies parallèles.

Le calcul de l'induction créée par des distributions de courants linéaires dans l'air se fait analytiquement en utilisant le potentiel complexe défini dans [DURAND68B] par : $\tau = F + i V^*$

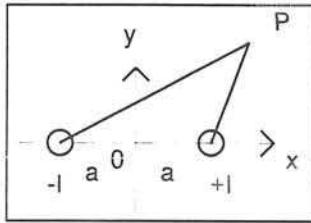
avec $F =$ fonction flux, définie par $\frac{A}{\mu_0}$ (A étant le potentiel vecteur magnétique) pour une distribution de courant linéaire et $V^* =$ potentiel scalaire magnétique défini par $\vec{B} = -\mu_0 \text{grad} V^*$.

On pose $z = x + iy$. Pour k distributions de courants linéaires positionnées aux points de coordonnées complexes z_k , le potentiel complexe en un point P quelconque vaut alors :

$$\tau(z) = \frac{-1}{2\pi} \sum_k I_k \ln(z - z_k). \quad (\text{III-14})$$

L'induction varie alors comme $\frac{d\tau(z)}{dz}$.

☞ 2 fils infinis

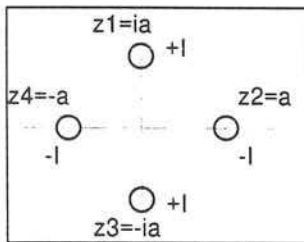


$$\tau(z) = \frac{-I}{2\pi} [\ln(z + a) - \ln(z - a)] \quad (\text{III-15})$$

$$\frac{d\tau(z)}{dz} = -\frac{2a}{z^2 - a^2} \quad (\text{III-16})$$

La décroissance de l'induction est en $1/z^2$

☞ 4 fils infinis

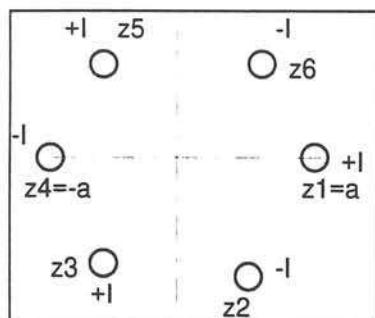


$$\tau(z) = \frac{-I}{2\pi} \ln \frac{z^2 + a^2}{z^2 - a^2} \quad (\text{III-17})$$

$$\frac{d\tau(z)}{dz} = -\frac{I}{2\pi} \frac{4a^2 z}{z^4 - a^4} \quad (\text{III-18})$$

La décroissance de l'induction est en $1/z^3$.

☞ 6 fils infinis



$$\tau(z) = \frac{-I}{2\pi} \left[\frac{(z - a)(z^2 + a^2 + az)}{(z + a)(z^2 + a^2 - az)^2} \right] \quad (\text{III-19})$$

$$\frac{d\tau(z)}{dz} = -\frac{I}{2\pi} \frac{6a^3 z^2}{(z + a)^2 (z^2 - az + a^2)} \quad (\text{III-20})$$

La décroissance de l'induction est en $1/z^4$.

Les décroissances obtenues par Flux2D correspondent bien à celles créées par des fils infinis, même si ce calcul analytique est très simpliste puisqu'il ne prend pas en compte le circuit magnétique : il ne peut donc servir qu'à expliquer les valeurs des pentes obtenues avec le logiciel en cas de non saturation des matériaux. Le calcul effectué par Flux2D ne correspond donc pas à la signature réelle de moteurs.

En toute rigueur, au loin, chaque moteur peut être assimilé à une combinaison de dipôles :

- le moteur **2 pôles** se comporte comme un **dipôle** :

⇒ décroissance de l'induction en $1/r^3$.

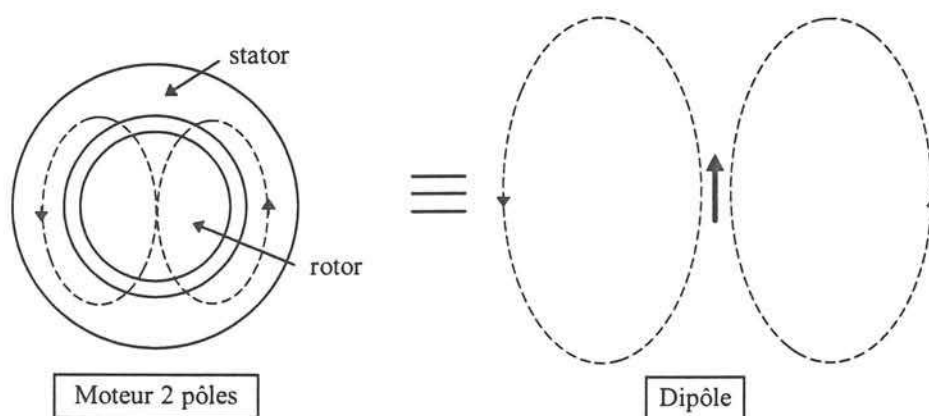


Figure 51 : Equivalence moteur 2 pôles = dipôle, loin du moteur

- le moteur **4 pôles** se comporte comme un **quadripôle** :

⇒ décroissance de l'induction en $1/r^4$.

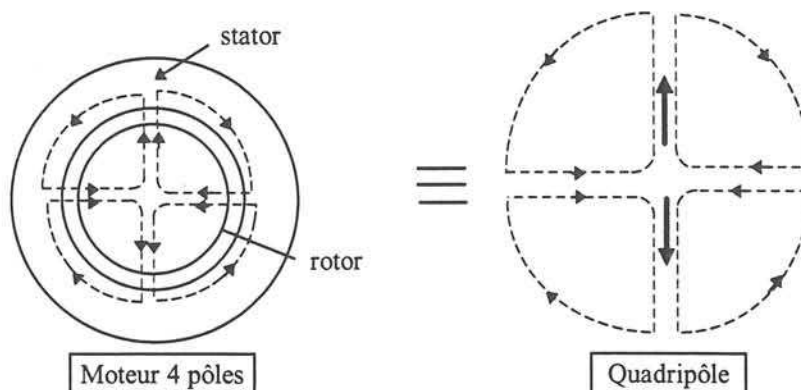


Figure 52 : Equivalence moteur 4 pôles = quadripôle, loin du moteur

Pour les moteurs 2 pôles et 4 pôles, nous pouvons donc comparer qualitativement les résultats expérimentaux aux résultats de Flux2D en admettant qu'un degré supplémentaire dans la décroissance de l'induction permet de prendre en compte la longueur finie des conducteurs.

- le moteur **6 pôles** se comporte comme l'association de dipôles élémentaires présentée Figure 53.

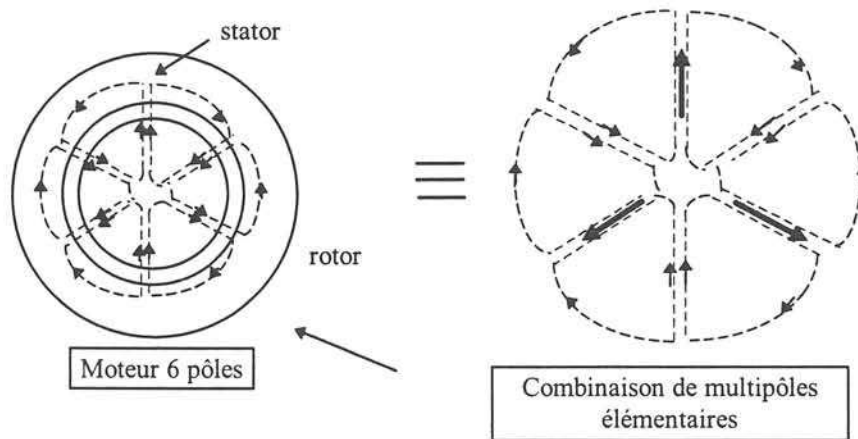


Figure 53 : Identification multipolaire d'un moteur 6 pôles, loin du moteur

Cette étude a donc montré que l'hypothèse bidimensionnelle n'est pas adaptée aux calculs loin des moteurs. Les résultats obtenus ne sont valables que dans une proximité immédiate des machines, où effectivement les conducteurs peuvent être considérés comme infinis. Néanmoins, ils confirment que discrétion va de paire avec grand nombre de pôles.

Toute personne utilisant les outils informatiques se trouve confrontée à des problèmes numériques quand on approche des valeurs très faibles que l'on désire obtenir avec une grande précision. Au delà d'une certaine distance, nous avons remarqué, dans les résultats donnés par le logiciel Flux2D, une rupture de pente de la décroissance de l'induction, inexplicable physiquement : un dipôle parfait n'a aucune raison de ne plus décroître au delà d'une certaine distance en $1/r^3$. Ceci est d'autant plus visible que, pour mieux visualiser les pentes, nous travaillons en échelle logarithmique (Figure 54). Nous attribuons donc ces résultats à des problèmes numériques liés à la méthode de calculs.

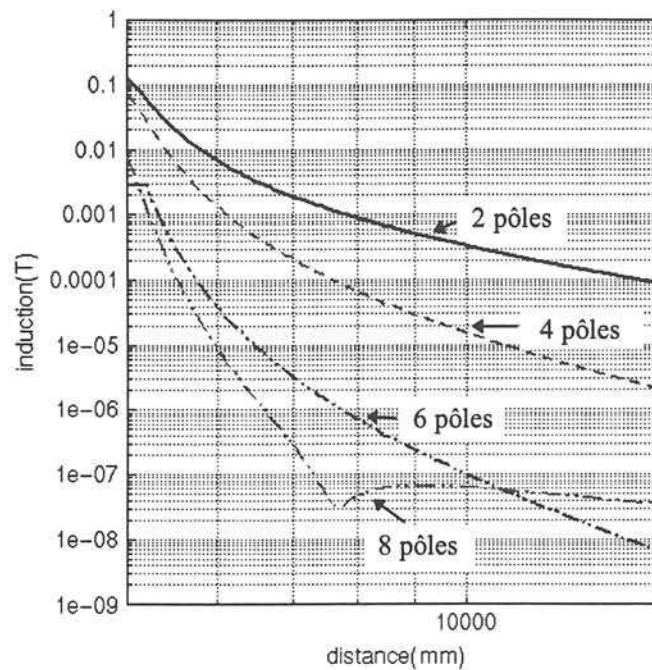


Figure 54 : Zoom sur la décroissance de B le long de segments de droites, loin du moteur, visualisation de l'erreur numérique

Cette rupture de pente est de plus très dépendante de la finesse du maillage, ce qui confirme l'aspect numérique du phénomène.

L'étude bidimensionnelle nous donne d'autres résultats qualitatifs importants : par exemple, quelque soit le matériau du circuit magnétique, la pente de la décroissance du module de l'induction le long d'un segment, pour un moteur donné, est conservée et seules les valeurs de ce module vont être plus ou moins importantes.

Afin d'évaluer grossièrement l'influence du mode de bobinage (avec ou sans pas raccourci), de la nature de la carcasse et de l'arbre, et de la présence du rotor, nous avons représenté, avec Flux2D, le moteur 2 pôles sur lequel ont été faites les mesures expérimentales. Les matériaux sont supposés linéaires.

Il est apparu qu'un bobinage à pas raccourci est préférable à un bobinage sans pas raccourci pour la minimisation des fuites. La carcasse, vu sa faible épaisseur et sa faible perméabilité équivalente, n'a que peu d'influence sur les fuites (Figure 55). De même, la nature de l'arbre (magnétique ou non) ne semble pas influencer notablement sur la signature (Figure 56).

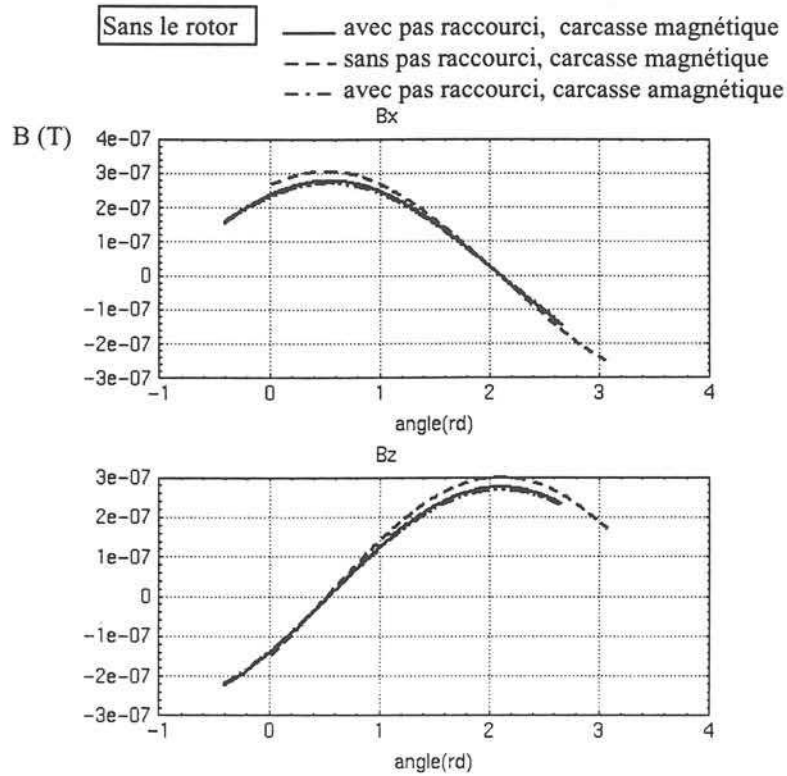


Figure 55 : Influence de la carcasse et du mode de bobinage à 523 mm du centre du moteur, arbre amagnétique, une phase alimentée

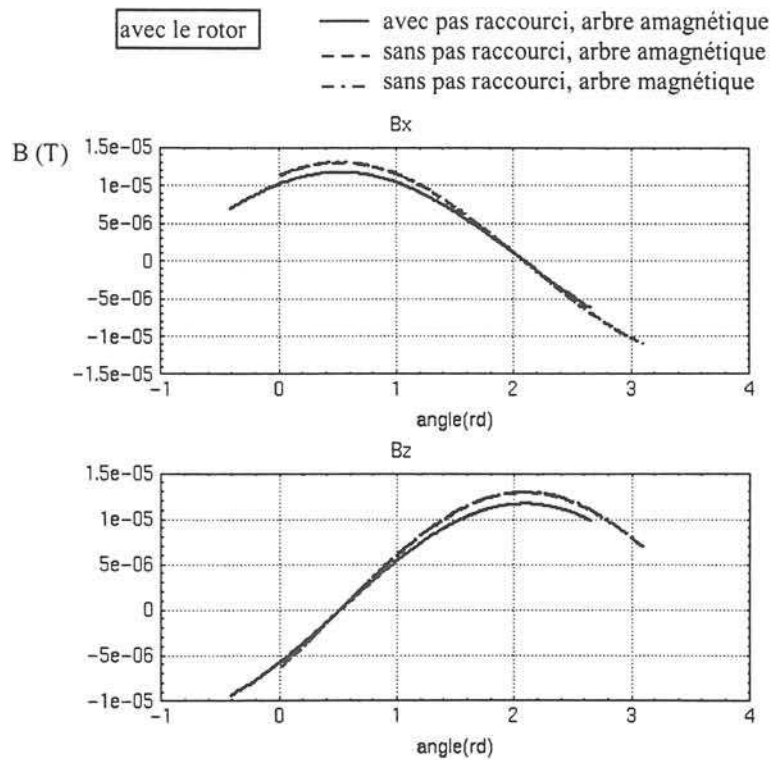


Figure 56 : Influence de l'arbre et du mode de bobinage à 523 mm du centre du moteur, carcasse magnétique, une phase alimentée

Sans rotor, aucune saturation du circuit magnétique n'est décelable (Figure 57). Avec le rotor en revanche, au niveau des dents, on observe des effets de pointe avec des inductions très élevées (Figure 58, Figure 59). Cette induction est mieux répartie quand le bobinage est à pas raccourci (Figure 58).

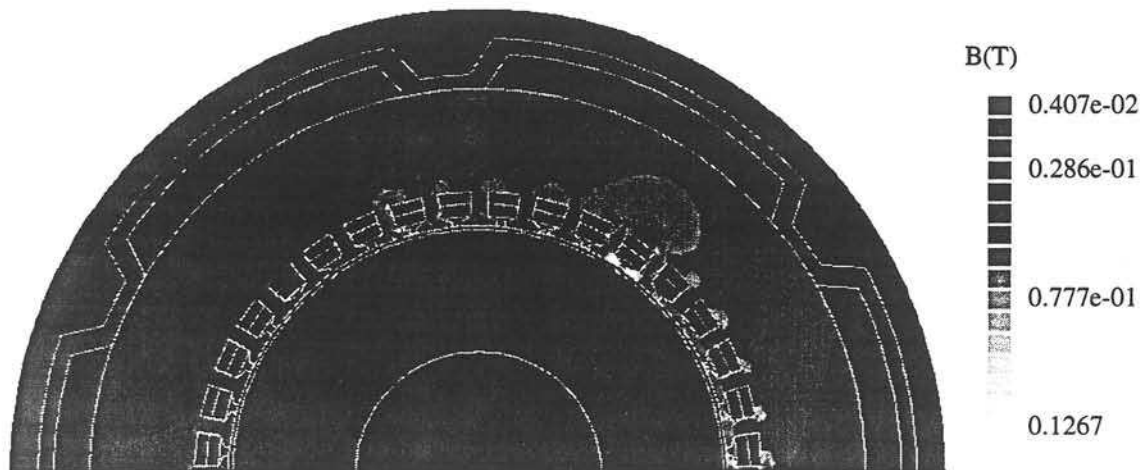


Figure 57 : Avec pas raccourci, sans rotor, carcasse magnétique, arbre amagnétique, une phase alimentée

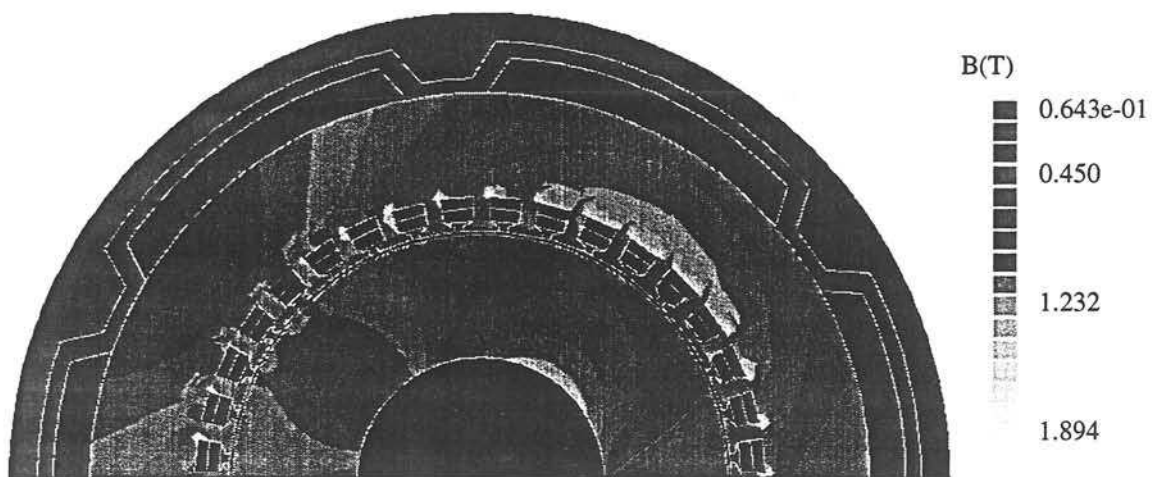


Figure 58 : Avec pas raccourci, avec rotor, carcasse magnétique, arbre amagnétique, une phase alimentée

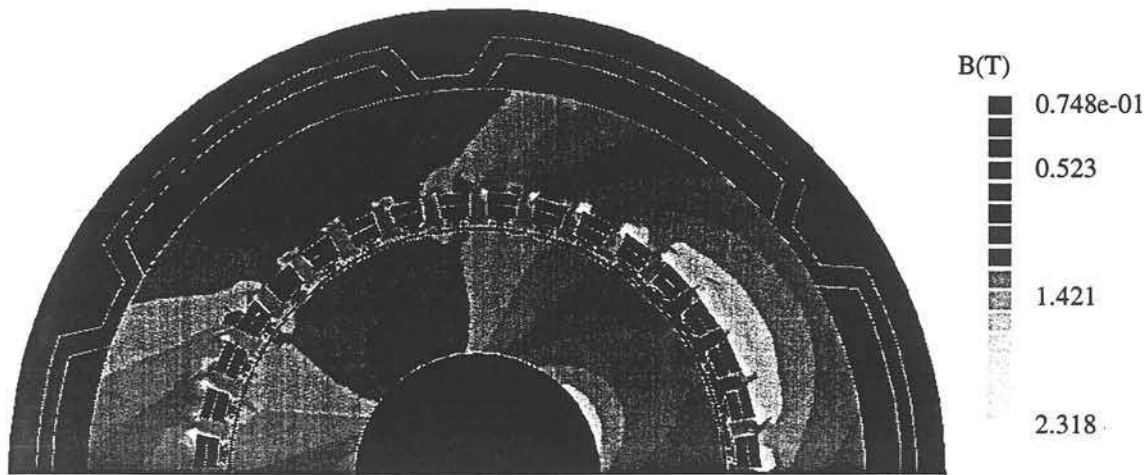


Figure 59 : Sans pas raccourci, avec rotor, carcasse magnétique, arbre amagnétique, une phase alimentée

Un autre aspect qualitatif important de l'étude bidimensionnelle est la représentation vectorielle de l'induction. En effet, la compensation des champs rayonnés devra prendre en compte le déphasage de l'induction et pas seulement son module. Flux2D permet donc à un instant donné de tracer les vecteurs inductions le long d'arcs de cercles autour du moteur. La formulation magnétodynamique permet d'étudier le moteur asynchrone en régime permanent et alimenté en ondes sinusoïdales par la résolution en potentiel vecteur complexe. Ainsi, en imposant une certaine fréquence aux phénomènes sinusoïdaux, nous pouvons superposer les vecteurs inductions à différents instants. Nous observons alors leur déplacement semblable à celui d'une onde plane (Figure 60, Figure 61).

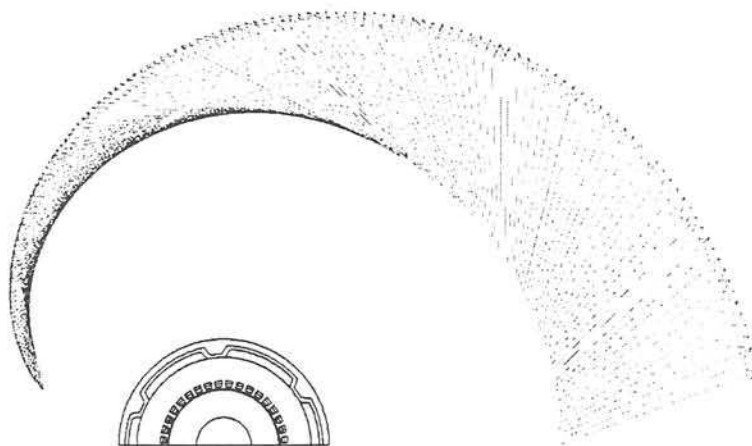


Figure 60 : Vecteurs inductions à 523 mm du centre du moteur à un instant t

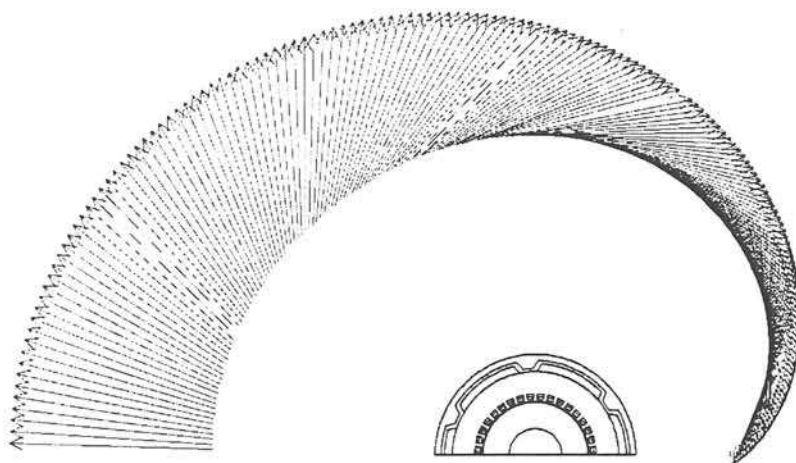


Figure 61 : Vecteurs inductions à 523 mm du centre du moteur, à un instant t' différent de t

Nous avons donc passé en revue toutes les exploitations bidimensionnelles possibles. Pour en faire une étude la plus complète possible, il nous reste donc à comparer nos résultats expérimentaux aux simulations numériques.

3-3-3 Comparaison avec les résultats expérimentaux

Nous avons superposé sur la Figure 62 les composantes de l'induction, le long d'un arc de cercle à 523mm du centre du moteur, issues des résultats expérimentaux du moteur 2 pôles et des simulations 2D effectuées dans les mêmes conditions : carcasse magnétique, bobinage à pas raccourci, alimentation en étoile. A titre de rappel, le moteur 2 pôles a un rayon extérieur de 153.5 mm pour une longueur totale de 290 mm. Nous n'avons représenté en 2D qu'un demi moteur 2 pôles. C'est la raison pour laquelle sur la Figure 62 nous n'avons pas une période complète de la courbe.

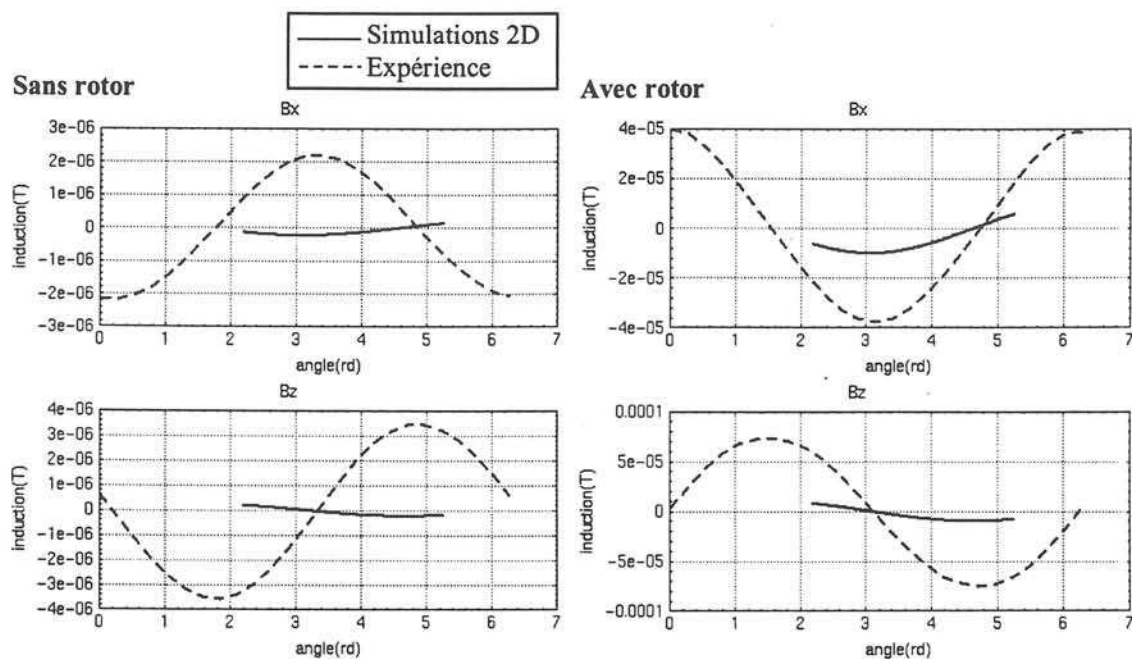


Figure 62 : Comparaison expérience / simulation 2D, alimentation en Y, moteur 2 pôles

Les résultats simulés sont bien en dessous des résultats expérimentaux. Ils confirment que les simulations bidimensionnelles ne permettent pas de rendre compte des fuites réelles de la machine, dans la mesure où les effets tridimensionnels de notre problème sont prépondérants.

3-3-4 Conclusion

Nous avons donc présenté les modèles bidimensionnels, aisés à mettre en oeuvre et à exploiter. Ils permettent de savoir par des moyens rapides si telle ou telle partie du moteur a une influence sur la signature. Cependant, pour avoir des renseignements quantitatifs sur le rayonnement, nous sommes limités par le domaine de validité du modèle bidimensionnel : les hypothèses (influence des têtes de bobines négligeables et effet 3D inopérant sur une section droite du moteur) ne sont pas valables pour notre problème. C'est pourquoi, nous nous sommes orientés vers la recherche d'un modèle tridimensionnel.

3-4 Modèle tridimensionnel

3-4-1 Généralités

Un modèle tridimensionnel est certes plus complexe à élaborer qu'un modèle bidimensionnel, comme nous le verrons dans ce paragraphe, mais il a l'avantage de prendre en compte les effets d'extrémités dus à la présence des têtes de bobines, et la longueur finie du moteur et des conducteurs.

Nous avons cherché des modèles numériques représentant les moteurs 2 pôles et 4 pôles étudiés expérimentalement. Ces modèles sont très proches car la même méthodologie a été appliquée aux deux moteurs. Elle sera ainsi facilement transposable à des machines de configurations différentes. La première étape, comme en 2D, consiste à décrire notre problème géométriquement (Figure 63).

Nous pouvons imposer une symétrie ($x0y$) et diviser par deux la taille de notre problème. En revanche, il n'est pas possible de prendre en compte les symétries dues au nombre de pôles de la machine. Il aurait fallu utiliser des conditions de périodicités comme en 2D. Or celles-ci ne sont actuellement pas compatibles avec une boîte infinie parallélépipédique. Une solution pour pouvoir symétriser ce type de problème est en cours de développement.

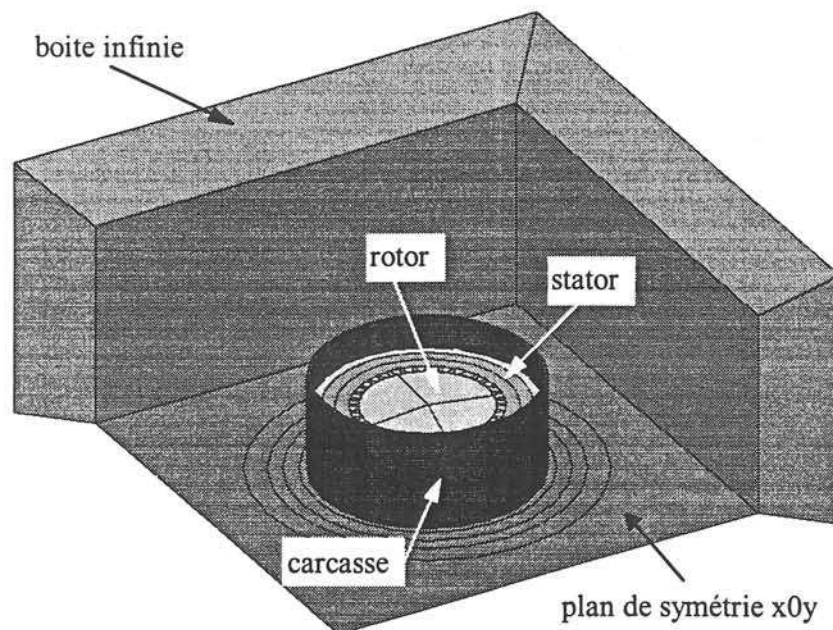


Figure 63 : Modèle tridimensionnel

Après avoir construit les faces et les volumes de notre problème, nous définissons le maillage. Le rotor est massif (nous ne représentons pas la cage d'écureuil éventuelle dans la mesure où nous travaillons en quasi-statique). L'entrefer n'est pas représenté par un volume mais par une surface puisque, comme nous l'avons vu précédemment, il est décrit à l'aide d'éléments coques.

Il s'agit de trouver un bon compromis entre un maillage très fin mais qui engendre des fichiers de grande taille (> 40Mo) et un maillage grossier créant des fichiers de petite taille mais qui risque d'entacher d'erreurs numériques les résultats.

Il semble essentiel, surtout, de mailler très finement les lieux de passage des conducteurs. Un test simple a consisté à créer deux fichiers pour lesquels le maillage est identique partout sauf dans deux encoches. Nous avons alimenté alors, dans chaque problème, un seul des deux conducteurs traversant ces encoches. Les résultats sont alors très différents selon la finesse du maillage de l'encoche. Il est donc essentiel d'introduire la même discrétisation fine dans chaque encoche. Ce maillage, complexe, a nécessité une optimisation mettant en jeu des algorithmes de suppression d'arêtes ou de bougé de points que nous avons déjà détaillés précédemment.

De plus, les éléments finis engendrés par Flux3D peuvent être de 2 types :

- des éléments de Lagrange du premier ordre : chaque tétraèdre contient 4 noeuds situés sur ses sommets et une approximation linéaire est faite pour calculer la variable d'état.

- des éléments de Lagrange du second ordre : sur chaque sommet et en chaque milieu des arêtes se trouve un noeud, et la variable d'état est calculée par une approximation quadratique.

Afin d'avoir une grande précision dans nos résultats, nous avons donc utilisé des éléments du second ordre.

De la même manière qu'en 2D, il faut, après avoir défini le maillage, introduire les propriétés physiques. Les conducteurs sont parcourus par les mêmes courants que dans l'alimentation quasi-statique expérimentale. Les spires sont dans un premier temps construites très simplement avec une forme rectangulaire (Figure 64).

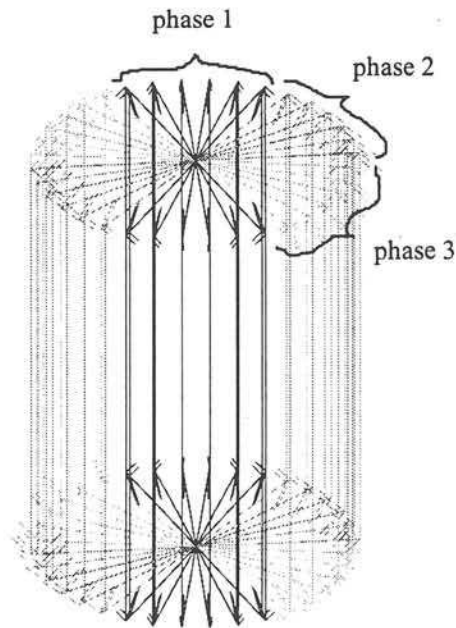


Figure 64 : Inducteurs rectangulaires

Dans une deuxième période, nous avons testé des spires qui permettent de mieux rendre compte de la forme réelle des têtes de bobines et d'un pas raccourci éventuel (Figure 65).

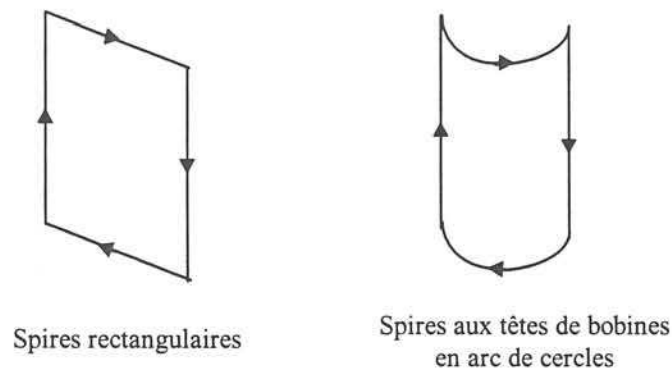


Figure 65 : Deux types de spires

Nous n'avons travaillé qu'avec des matériaux linéaires, l'expérience nous ayant montré que nous nous situons en dessous de la saturation.

La différence majeure par rapport à l'étude bidimensionnelle réside dans le choix de la formulation, utilisée lors de la résolution. En effet, nous avons vu que choisir une formulation magnétostatique en 2D imposait d'utiliser comme variable d'état le potentiel vecteur \vec{A}

normal au plan de figure. En 3D, en revanche, le logiciel nous offre plusieurs possibilités pour la variable d'état. Nous avons opté pour la formulation en potentiel scalaire, la plus économique en terme de degrés de libertés et la plus stable. En effet, elle n'induit qu'une seule variable par noeud alors que la formulation en potentiel vecteur crée trois inconnues par noeuds, et donc est beaucoup plus coûteuse en mémoire et en temps de calcul.

Dans les régions où il n'existe aucune source de courant, on a $\text{rot}\vec{H} = \vec{0}$. Donc $\vec{H} = -\text{grad}\phi$ où ϕ est le potentiel scalaire total. L'équation à résoudre se déduit de (2) :

$$\text{div}(\mu\text{grad}\phi) = 0 \quad (\text{III-21})$$

Cette formulation est donc très économique, mais ne prend pas en compte les sources de courants.

Pour l'appliquer aux régions de passage de courant, on décompose le champ magnétique en deux champs : H_j et H_r où :

- H_j est le champ source c'est-à-dire le champ magnétique dû aux courants des bobines inductrices dans le vide en l'absence de matériaux ferromagnétiques. H_j est alors calculé par la loi de Biot et Savart. $\text{rot}\vec{H}_j = \vec{J}_s$ avec J_s densité de courant source.

- et H_r est le champ réduit c'est-à-dire le champ de réaction dû aux régions ferromagnétiques. $\text{rot}\vec{H}_r = \vec{0}$ donc $\vec{H}_r = -\text{grad}\phi_r$.

On a donc : $\vec{H} = \vec{H}_j + \vec{H}_r = \vec{H}_j - \text{grad}\phi_r$ et l'équation à résoudre devient :

$$\text{div}(\mu\vec{H}_j - \mu\text{grad}\phi_r) = 0 \quad (\text{III-22})$$

Une fois le problème ainsi décrit, il est résolu.

Ces généralités sont applicables à tous les modèles. Cependant, nous avons dû distinguer deux voies dans la recherche numérique : tout d'abord, nous avons décidé de nous préoccuper uniquement des fuites statoriques. Ainsi nous avons pu tester la validité du logiciel et de notre modèle en s'affranchissant des difficultés numériques liées à la présence du rotor. Ensuite, nous avons cherché un modèle avec rotor, certes plus complexe mais qui permet de rendre compte du fonctionnement réel du moteur. Les résultats de modélisation sont comparés avec l'expérience.

3-4-2 Etude sans rotor

Nous avons procédé par étapes :

Dans un premier temps, le moteur, hormis les quelques simplifications présentées précédemment n'a pas été modifié. Nous avons maillé très finement notre problème (boîte infinie comprise). Nous avons insisté sur les parties étroites comme les encoches dans lesquelles le courant circule. Le temps de maillage est alors relativement long car il faut être très précis dans la discrétisation des lignes, et de plus, pour avoir de bons résultats, on doit avoir un nombre important d'éléments tétraédriques. A ce temps de maillage s'ajoute le temps de son optimisation. Sur une machine HP, 64MHz, on peut évaluer le coût global à 7h pour 157010 éléments volumiques. Concernant les matériaux choisis, nous avons opté pour imposer une perméabilité magnétique équivalente arbitraire à chaque région, n'ayant pas les moyens matériels pour la mesurer. Nous avons alors effectué une étude de sensibilité paramétrique de cette perméabilité dans le circuit magnétique statorique, de façon à trouver celle qui correspond le mieux à notre problème (Figure 66). La perméabilité de la carcasse est maintenue constante.

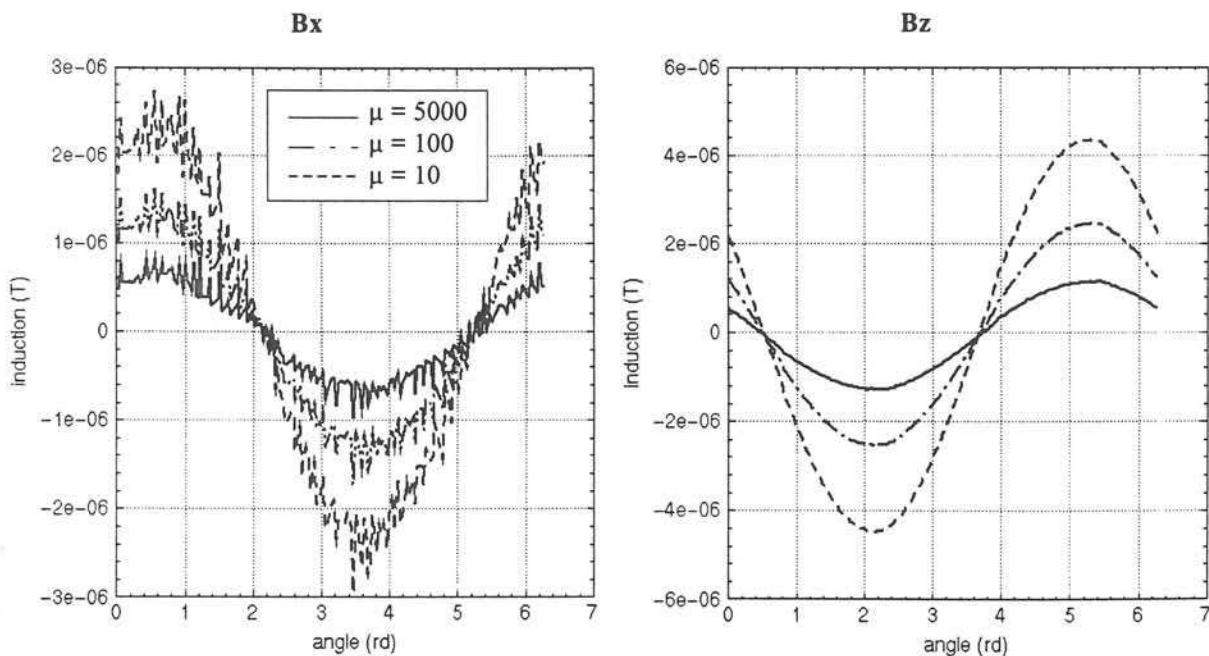


Figure 66 : Evolution de la signature avec la perméabilité à 684 mm du centre du moteur

Pour améliorer le couplage magnétique entre les enroulements, les bobines sont habituellement logées dans les encoches des armatures. Ceci permet, d'une part, grâce à un faible entrefer, de ne pas nécessiter de trop forts courants pour obtenir les champs magnétiques désirés. D'autre part, les conducteurs sont ainsi maintenus suffisamment fortement pour résister à la force centrifuge à laquelle ils sont soumis.

Cependant, sans rotor, aucune saturation ne se produit, même localement autour des dents et des encoches. Nous avons donc imaginé un nouveau modèle 3D, sans dents ni encoches, où les bobines sont logées dans l'entrefer et où le circuit magnétique du stator est lisse (Figure 67).

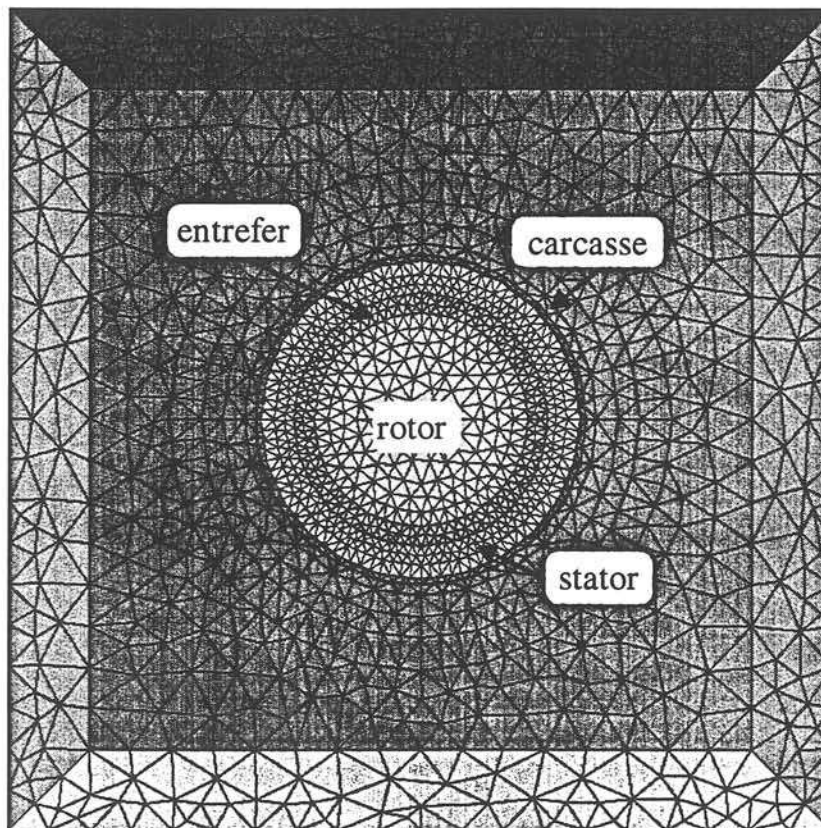


Figure 67 : Coupe du modèle lisse, maillage fin

Nous conservons alors les valeurs de perméabilités équivalentes obtenues précédemment. Nous effectuons ensuite une étude paramétrique sur l'épaisseur équivalente de l'entrefer et du circuit magnétique statorique. Les résultats obtenus sont très satisfaisants comme le montre la Figure 68. Cette méthode nous permet de ne faire varier qu'un seul paramètre à la fois (d'abord la perméabilité, puis l'entrefer équivalent), chose impossible si nous avons choisi comme modèle initial, le modèle sans dents ni encoches.

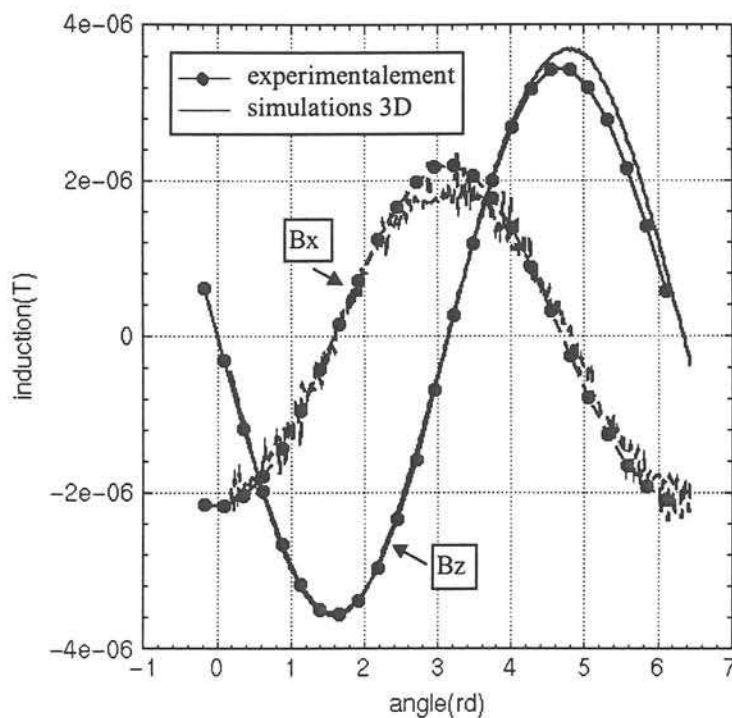


Figure 68 : Comparaison simulations 3D / expérience, 684 mm du centre, le long d'un cercle

Après une étude paramétrique sur l'épaisseur équivalente à donner au stator, nous avons conclu que lisser le stator autour de la moitié de l'épaisseur d'une dent semble être cohérent. L'avantage majeur de ce modèle simplifié par rapport au précédent réside dans le maillage. En effet, dans la mesure où nous éliminons les dents et les encoches, nous nous affranchissons du problème lié au maillage des parties étroites. Le problème ne nécessite plus, non plus, d'optimisation du maillage. Et le gain en temps et en espace mémoire est très important : nous avons 107300 éléments volumiques pour un temps de résolution de 3h.

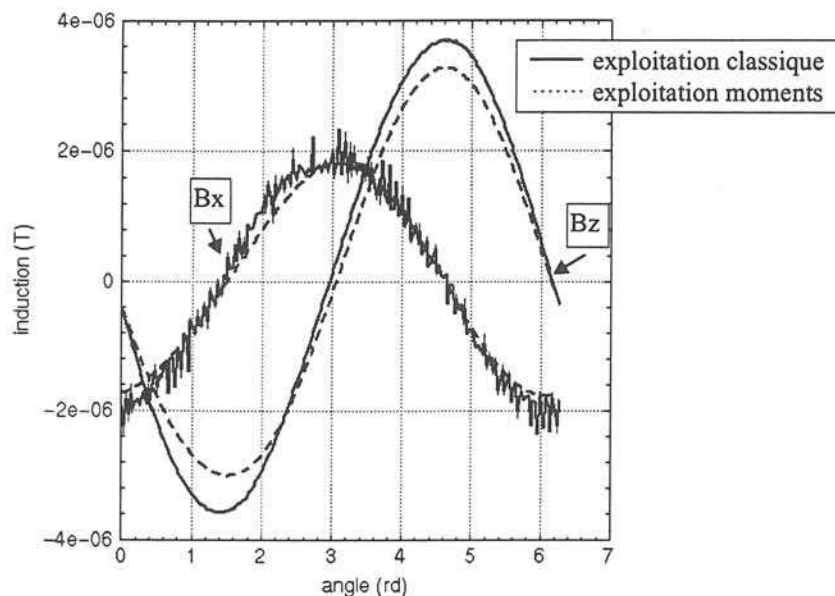


Figure 69 : Comparaison des exploitations, à 684 mm du centre du moteur, le long d'un cercle

Les résultats sont sensiblement équivalents. Cependant, les courbes obtenues par cette nouvelle méthode semblent plus lisses et les résultats s'améliorent avec l'éloignement, puisque l'approximation dipolaire est de mieux en mieux vérifiée. Elle est donc à privilégier même si elle est extrêmement lente. L'intégration en chaque point de calcul ralentit considérablement l'exploitation : pour un même nombre de points de calcul, le tracé d'une courbe est passé de une minute environ à une heure.

Nous avons donc trouvé une méthode pour obtenir un modèle des fuites statoriques. Quelques mesures sont nécessaires pour le valider et trouver la perméabilité équivalente, mais elles n'ont pas besoin d'être exhaustives.

3-4-3 Etude avec rotor

Quand on place le rotor dans l'alésage du stator, les niveaux d'induction augmentent considérablement et l'on observe des saturations locales au niveau des dents et des encoches. La perméabilité équivalente des matériaux s'en trouve alors modifiée. Nous avons tout d'abord testé le modèle sans dents ni encoches. L'entrefer est alors représenté réellement, il n'est plus possible de lui substituer des éléments surfaciques dans la mesure où les

conducteurs sont situés justement entre le rotor et le stator. Nous avons alors effectué une étude paramétrique sur l'épaisseur de l'entrefer.

Nous avons ensuite repris notre modèle complet avec dents et encoches et en utilisant les éléments coques afin de comparer les résultats des deux méthodes.

Nous disposons de tous les outils pour calculer l'induction à l'extérieur du moteur, mais faute de temps, nous n'avons pas pu les assembler. En présence des éléments coques, nous n'avons donc pas pu exploiter nos résultats à l'aide de la méthode des moments. Or, au delà d'une certaine distance les résultats sont trop bruités pour être exploités uniquement par la méthode classique. Donc nous présentons sur la Figure 70 les résultats à 250 mm de centre du moteur uniquement, distance à laquelle les relevés expérimentaux n'ont pas été possible pour cause de saturation des capteurs.

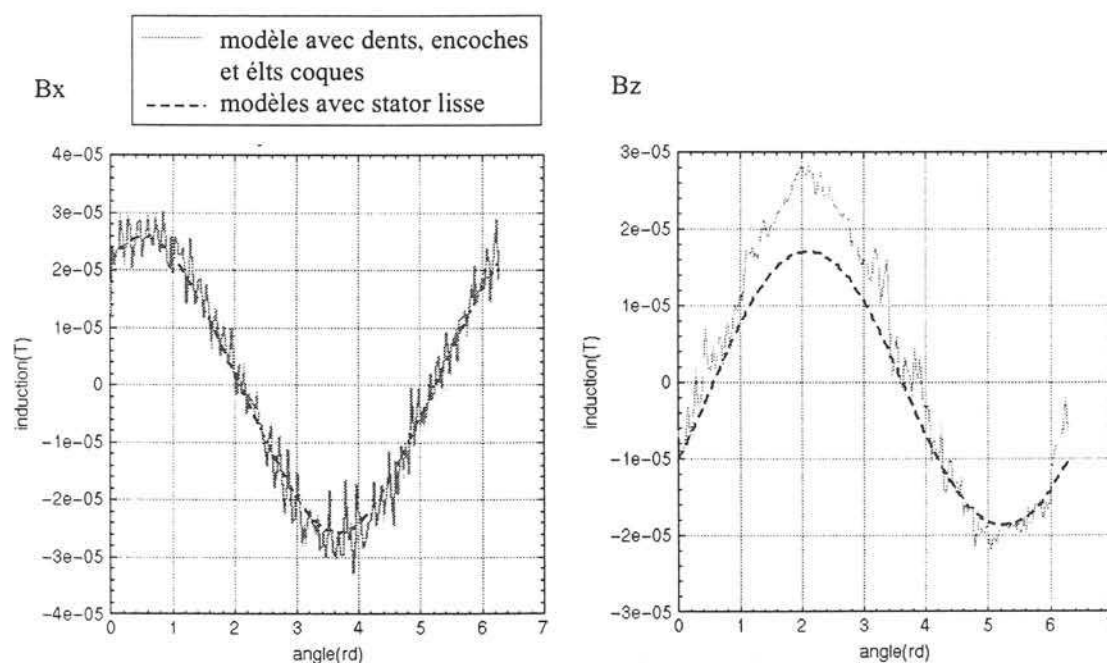


Figure 70 : Induction le long d'un cercle à 250 mm du centre du moteur, par Flux3D, une phase alimentée

3-4-3 Conclusion

Les résultats sont très concluants concernant la représentation des fuites statoriques grâce au logiciel éléments finis Flux3D. Nous avons trouvé deux modèles : l'un complexe qui tient compte des dents et des encoches, le plus proche de la géométrie réelle; l'autre beaucoup plus simple avec le stator et le rotor lisse. Concernant les fuites totales, l'étude doit se poursuivre.

Conclusion

Le but ultime de cette étude est, en connaissant théoriquement les valeurs géométriques et physiques d'un moteur, d'être capable de trouver un modèle numérique qui donne directement la signature magnétique de cette machine sans avoir besoin de faire la moindre mesure expérimentale. Ceci fera, sans doute, l'objet d'une autre thèse. Nous avons voulu, par ce travail, montrer que nous étions capables de trouver un modèle numérique simple représentatif des fuites en s'appuyant sur les mesures expérimentales. Notre but a donc été de faire correspondre des modèles numériques à des résultats expérimentaux mais en ayant une connaissance a priori de ceux-ci. Nous nous sommes basés pour cela sur des logiciels dont nous disposions. Nous avons très vite été limités avec le logiciel bidimensionnel, ce qui était prévisible, néanmoins il nous a apporté des résultats intéressants au niveau qualitatif. En revanche, le logiciel tridimensionnel nous permet, via certaines hypothèses et simplifications, de trouver un modèle numérique qui correspond bien à la réalité. Cependant, nous avons trouvé quelques limitations à la méthode des éléments finis, et c'est pourquoi, il nous semble important d'envisager d'autres solutions pour calculer ces champs de fuites. Nous présenterons donc dans le chapitre suivant quelques méthodes analytiques envisageables pour la résolution de notre problème.

Chapitre IV :

Modèle analytique

Chapitre IV :

Modèle analytique

Modéliser numériquement notre problème semble être, à première vue, la solution qui approche au mieux les phénomènes physiques réels car elle permet de prendre en compte la complexité de la géométrie du circuit magnétique et des têtes de bobines du moteur. De plus, nous avons vu l'étendue des perspectives d'une modélisation numérique en perpétuelle évolution. Cependant, notre problème se situe aux limites des possibilités de calcul par logiciel. En effet, les fortes dynamiques observées entre les valeurs de champ dans le stator (autour de 1T) et à l'extérieur (très vite en dessous de 10^{-6} T) engendrent des risques d'erreurs numériques importants. C'est la raison pour laquelle nous nous sommes penchés sur une approche analytique très simplifiée basée sur une identification multipolaire de la machine.

4-1 Théorie des moments : généralités

Le but était de trouver un modèle simple du moteur basé sur une représentation par un nombre réduit de dipôles. Analysons donc brièvement le magnétisme d'un moteur : le champ inducteur, résultant de l'alimentation du bobinage statorique, engendre une aimantation rotorique (en cas de présence du rotor) et une aimantation statorique. Nous pouvons donc représenter ces aimantations par des moments magnétiques dipolaires judicieusement placés.

Chaque dipôle crée une induction : $\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(3 \frac{\vec{m} \cdot \vec{r}}{r^5} \cdot \vec{r} - \frac{\vec{m}}{r^3} \right)$ (IV-1).

Représentons-le dans un espace à 2 dimensions xOz :

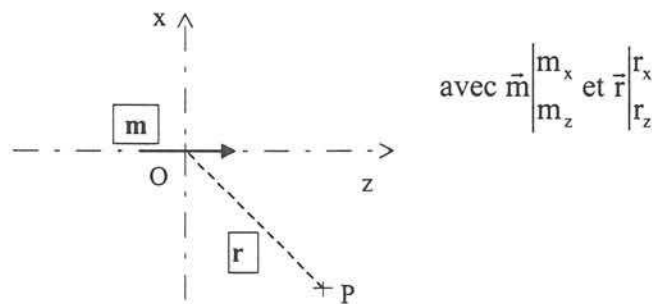


Figure 71 : Définition d'un dipôle

Donc, en coordonnées cartésiennes, l'induction créée au point P vaut :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi r^5} \begin{bmatrix} 2r_x^2 - r_z^2 & 3r_x r_z \\ 3r_x r_z & 2r_z^2 - r_x^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m_x \\ m_z \end{bmatrix} \quad (\text{IV-2}) \quad \text{avec } r^2 = r_x^2 + r_z^2$$

Pour illustrer nos propos, nous allons présenter deux exemples correspondant aux moteurs 2 pôles et 4 pôles étudiés expérimentalement.

4-2 Applications

4-2-1 Moteur 2 pôles

Schématisons le moteur 2 pôles sur la Figure 72 :

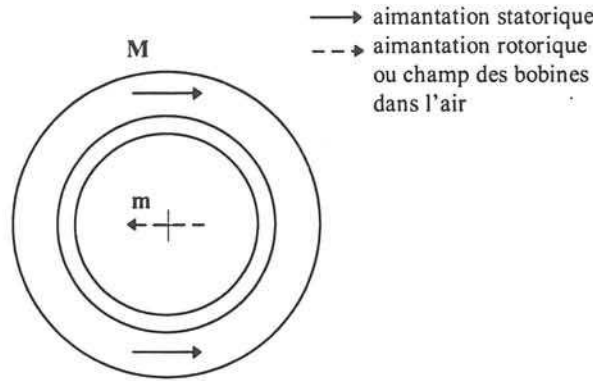


Figure 72 : Représentation des moments équivalents au moteur 2 pôles

Il se décompose donc en trois moments :

- un moment \vec{m} positionné au centre du moteur, orienté dans le sens du champ inducteur. Ce moment est responsable de fuites. En l'absence de rotor, il correspond essentiellement au champ du bobinage dans l'air à l'intérieur de la machine, et pour le moteur complet, il représente l'aimantation rotorique.

- deux moments \vec{M} symétriques correspondant à l'aimantation statorique. Nous les avons arbitrairement situés au milieu du circuit magnétique du stator.

Chaque moment crée un champ dipolaire. La résultante sur un axe k se calcule en faisant la somme des contributions de chaque dipôle.

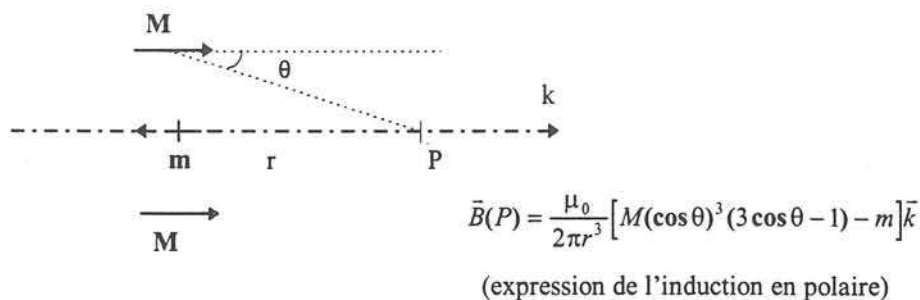


Figure 73 : Schéma illustrant le calcul analytique de B pour le moteur 2 pôles

L'avantage d'une telle représentation est qu'elle ne prend pas en compte seulement le dipôle équivalent lointain, mais qu'elle représente aussi les phénomènes près du moteur. Prenons alors deux points expérimentaux situés sur cet axe. Connaissant B (mesuré), r et θ (imposés par les points de mesures), il nous est alors facile d'en déduire m et M . Nous pouvons alors tracer une courbe de l'induction en fonction du point de calcul sur l'axe. Si l'on dispose de plus de mesures expérimentales, il est même préférable d'appliquer une méthode des moindres carrés sur l'ensemble des mesures expérimentales, permettant de calculer plus justement les moments magnétiques.

Nous pouvons généraliser les calculs précédents à tout l'espace en calculant la matrice source par la sommation des différents champs créés au point P . Le calcul s'effectue en coordonnées cartésiennes en utilisant (IV-2).

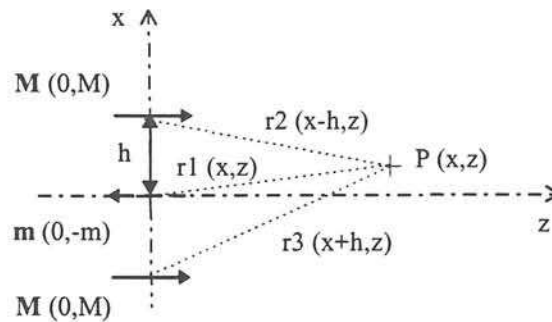


Figure 74 : Contribution de chaque dipôle en coordonnées cartésiennes

$$\text{On en déduit : } \vec{B}_{\text{tot}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \begin{bmatrix} \frac{-3xz}{(x^2+z^2)^{\frac{5}{2}}} & 3 \left[\frac{(x-h)z}{[(x-h)^2+z^2]^{\frac{5}{2}}} + \frac{(x+h)z}{[(x+h)^2+z^2]^{\frac{5}{2}}} \right] \\ \frac{-2z^2+x^2}{(x^2+z^2)^{\frac{5}{2}}} & \frac{2z^2-(x-h)^2}{[(x-h)^2+z^2]^{\frac{5}{2}}} + \frac{2z^2-(x+h)^2}{[(x+h)^2+z^2]^{\frac{5}{2}}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m \\ M \end{bmatrix} \quad (\text{IV-3})$$

Connaissant m et M , il est alors facile de calculer l'induction en tout point de l'espace.

Il est intéressant de comparer ces résultats à ceux obtenus avec un seul dipôle équivalent loin de la machine. Pour le déterminer, il suffit, à partir des mesures expérimentales au delà de 1 m du centre du moteur, de calculer le moment dipolaire résiduel équivalent; puis nous calculons de façon classique le champ créé par ce dipôle. Nous comparons ensuite nos résultats analytiques aux résultats expérimentaux.

↳ sans le rotor

Nous avons représenté le cas où le moteur est alimenté en étoile. En utilisant la méthode exposée précédemment, nous avons alors obtenu $m = 29.5 \text{ Am}^2$ et $M = 19 \text{ Am}^2$. La Figure 75, donnent les décroissances obtenues en première position de Gauss pour :

- la mesure expérimentale
- le dipôle équivalent lointain
- la simulation tridimensionnelle
- le modèle analytique.

Concernant la simulation tridimensionnelle, nous avons exploité nos fichiers par la méthode des moments magnétiques développée dans le paragraphe 3-5-2.

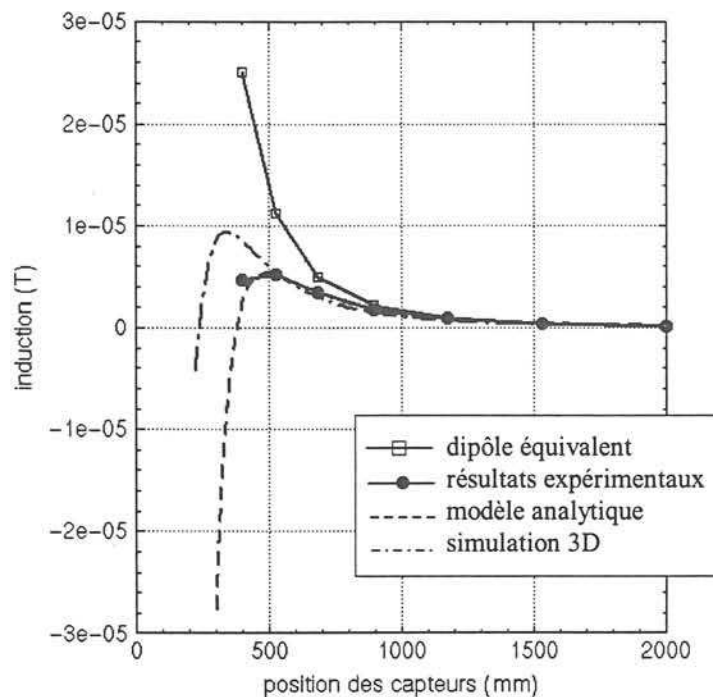


Figure 75 : Décroissance de l'induction le long d'un segment, en 1ère position de Gauss, alimentation en Y, sans le rotor

A grande distance, le dipôle résiduel équivalent vaut 8 Am^2 .

On s'aperçoit que l'induction s'inverse quand on s'approche du moteur. Or expérimentalement, nous avons vérifié qu'autour de 300 mm du centre du moteur, le champ change de sens progressivement. Ceci s'explique physiquement par une prépondérance du champ dû aux

conducteurs près du moteur puis par une prédominance de l'aimantation statorique (Figure 76).

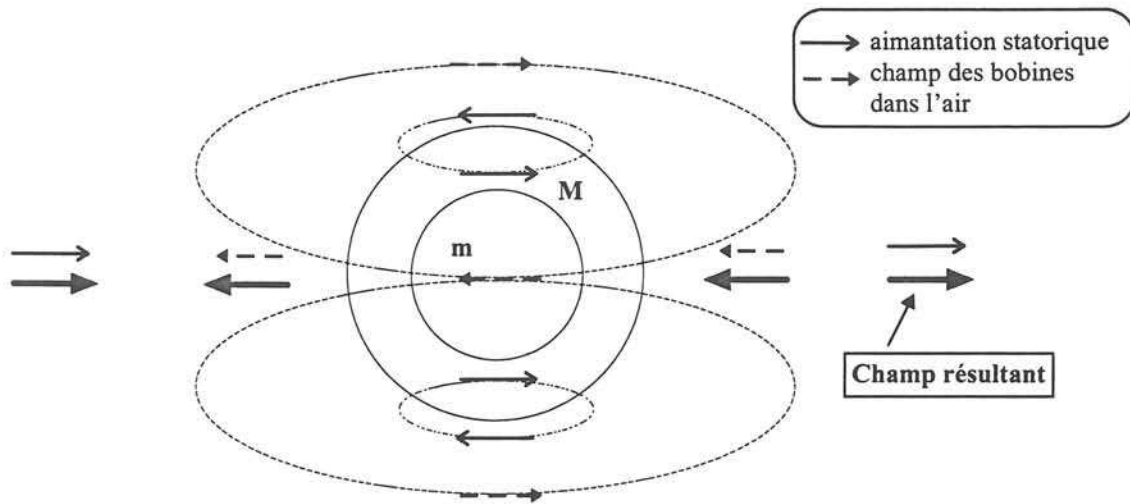


Figure 76 : Analyse du champ à l'extérieur du moteur à l'aide de dipôles

Avec les valeurs de moments m et M précédemment obtenues (grâce aux mesures en première position de Gauss), nous pouvons tracer le champ en deuxième position de Gauss et le comparer par rapport aux résultats expérimentaux et aux résultats obtenus en recalculant des moments m et M à partir des mesures en deuxième position de Gauss.

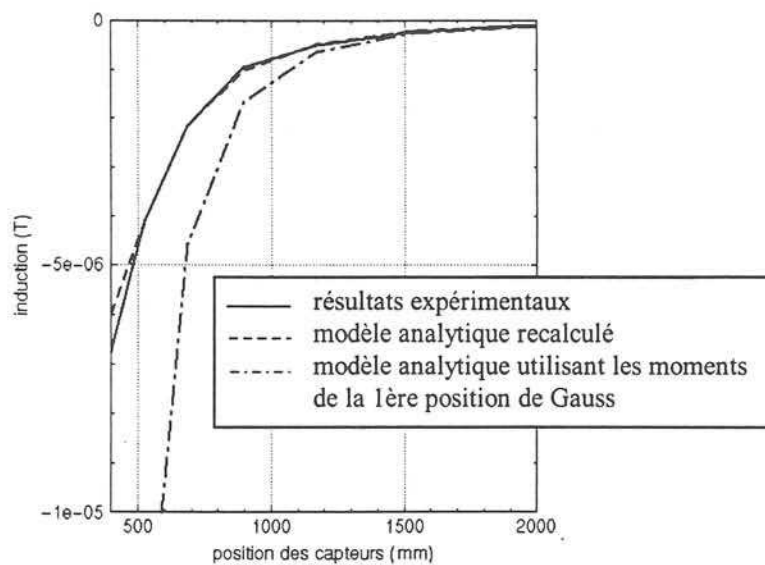


Figure 77 : Décroissance du champ le long d'un segment en seconde position de Gauss, sans rotor, alimentation en Y

Il est clair que ce modèle devra être affiné pour être valable dans tout l'espace. En utilisant des méthodes d'approximation, il faudrait donc trouver une valeur moyenne des moments qui représente correctement l'induction dans tout l'espace, même si ce n'est pas aussi parfait suivant quelques directions privilégiées

↪ avec le rotor

L'alimentation est toujours en étoile. Les conducteurs alimentés vont créer une forte aimantation rotorique qui est alors prépondérante (Figure 78). Le champ résultant est donc dans le même sens que \vec{m} , quelque soit la distance. Le moment équivalent lointain vaut :

$$m_{eq} = -124Am^2.$$

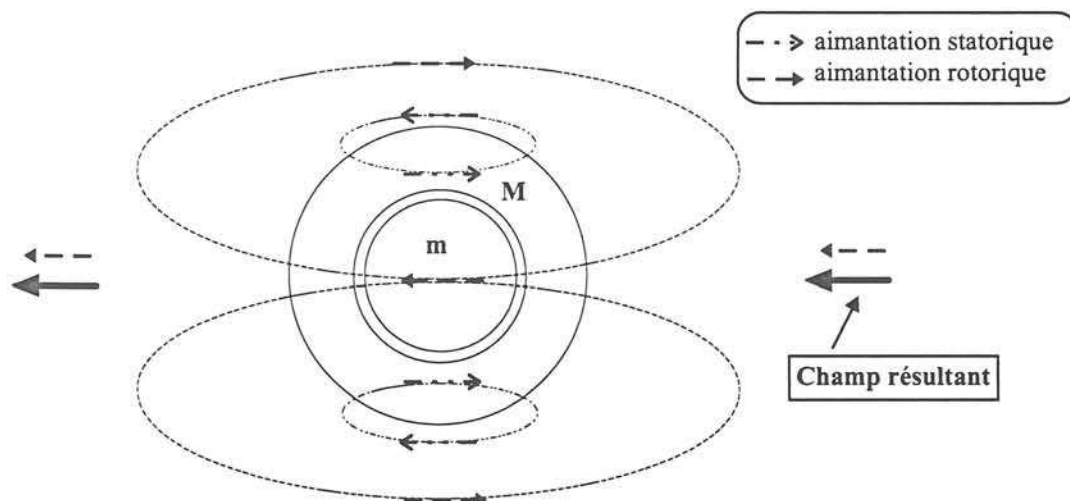


Figure 78 : Analyse du champ à l'extérieur du moteur à l'aide de dipôles

De la même façon que précédemment, nous traçons la décroissance du champ en fonction de la position des capteurs, par différentes méthodes (Figure 79). Les mesures expérimentales en dessous de 500 mm du centre du moteur ne sont pas exploitables puisque les capteurs saturent.

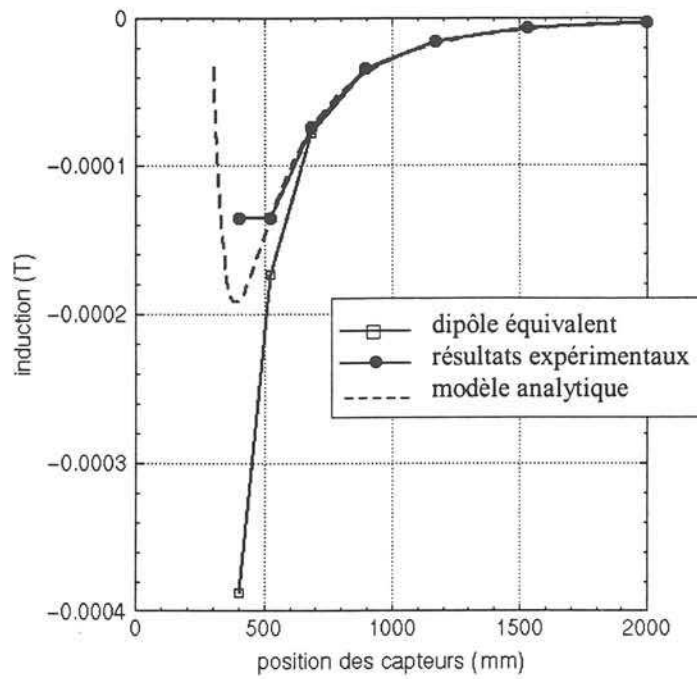


Figure 79 : Décroissance du champ le long d'une segment, en première position de Gauss, avec rotor, alimentation en Y

Le modèle analytique reflète avec une bonne concordance les résultats expérimentaux. Nous pouvons donc l'utiliser pour calculer le champ dans tout l'espace, tant que nous ne sommes pas trop près du moteur ($d > 1.5 \cdot \text{diamètre du moteur}$)

4-2-2 Moteur 4 pôles

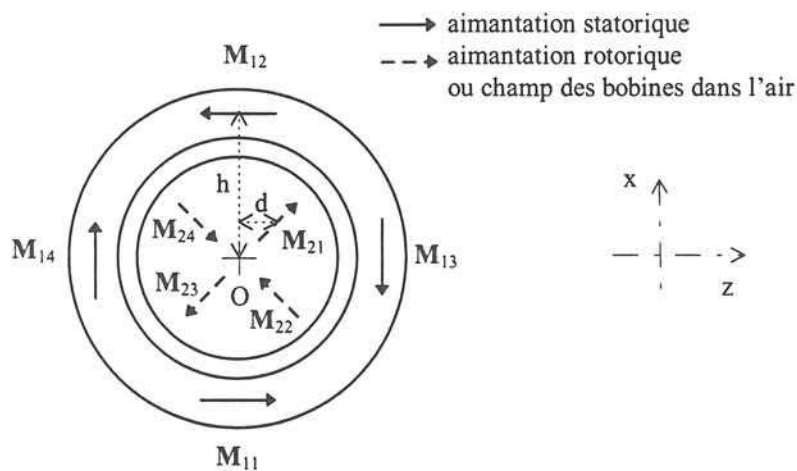


Figure 80 : Positionnement des moments équivalents au moteur 4 pôles

$$\begin{array}{cccc} \bar{\mathbf{M}}_{11} \begin{vmatrix} 0 \\ M_1 \end{vmatrix} & \bar{\mathbf{M}}_{12} \begin{vmatrix} 0 \\ -M_1 \end{vmatrix} & \bar{\mathbf{M}}_{13} \begin{vmatrix} -M_1 \\ 0 \end{vmatrix} & \bar{\mathbf{M}}_{14} \begin{vmatrix} M_1 \\ 0 \end{vmatrix} \\ \bar{\mathbf{M}}_{21} \begin{vmatrix} M_d \\ M_d \end{vmatrix} & \bar{\mathbf{M}}_{22} \begin{vmatrix} M_d \\ -M_d \end{vmatrix} & \bar{\mathbf{M}}_{23} \begin{vmatrix} -M_d \\ -M_d \end{vmatrix} & \bar{\mathbf{M}}_{24} \begin{vmatrix} -M_d \\ M_d \end{vmatrix} \end{array} \quad \text{avec } M_d = M_2 \frac{\sqrt{2}}{2} \quad \text{sont les coordonnées}$$

cartésiennes des moments magnétiques représentant le moteur dans la décomposition, M_1 est le module de \mathbf{M}_{11} , \mathbf{M}_{12} , \mathbf{M}_{13} , et \mathbf{M}_{14} ; M_2 est le module de \mathbf{M}_{21} , \mathbf{M}_{22} , \mathbf{M}_{23} , et \mathbf{M}_{24} .

$$\begin{array}{cccc} \bar{\mathbf{r}}_{11} \begin{vmatrix} x+h \\ z \end{vmatrix} & \bar{\mathbf{r}}_{12} \begin{vmatrix} x-h \\ z \end{vmatrix} & \bar{\mathbf{r}}_{13} \begin{vmatrix} x \\ z-h \end{vmatrix} & \bar{\mathbf{r}}_{14} \begin{vmatrix} x \\ z+h \end{vmatrix} \\ \bar{\mathbf{r}}_{21} \begin{vmatrix} x-d \\ z-d \end{vmatrix} & \bar{\mathbf{r}}_{22} \begin{vmatrix} x+d \\ z-d \end{vmatrix} & \bar{\mathbf{r}}_{23} \begin{vmatrix} x+d \\ z+d \end{vmatrix} & \bar{\mathbf{r}}_{24} \begin{vmatrix} x-d \\ z+d \end{vmatrix} \end{array} \quad \text{sont les vecteurs partant du centre de}$$

chaque moment magnétique vers le point P où le champ est calculé.

Il suffit pour chaque moment de calculer sa contribution en un point P de l'espace grâce à (IV-2), puis pour obtenir le champ résultant de faire la somme de ces contributions. Ceci a été effectué grâce au logiciel de calcul Mathematica [MATHEMATICA].

A partir de deux points expérimentaux (ou par la méthode des moindres carrés si l'on dispose de plus de points de mesure), on en déduit M_1 et M_2 .

On les inclut alors dans l'expression de \mathbf{B} , ce qui nous permet de visualiser l'induction dans tout l'espace.

↳ sans le rotor

Nous visualisons sur la Figure 81 la décroissance de l'induction en fonction de la distance obtenue à partir des résultats analytiques et des calculs analytiques. La concordance entre les résultats est très bonne. Le modèle, au moins sur l'axe, peut être validé.

Avec notre moteur 4 pôles, nous obtenons : $M_1 = 24 \text{ Am}^2$ et $M_2 = 110 \text{ Am}^2$.

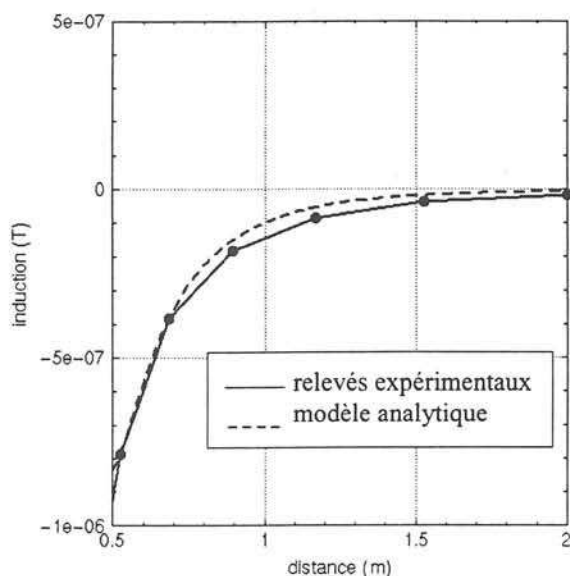


Figure 81 : Décroissance de l'induction le long d'un segment suivant la direction z , sans rotor, alimentation en Y

↳ avec le rotor

La même méthode est appliquée quand le rotor est présent. Les résultats sont alors satisfaisants. On obtient $M_1 = 113 \text{ Am}^2$ et $M_2 = 478 \text{ Am}^2$.

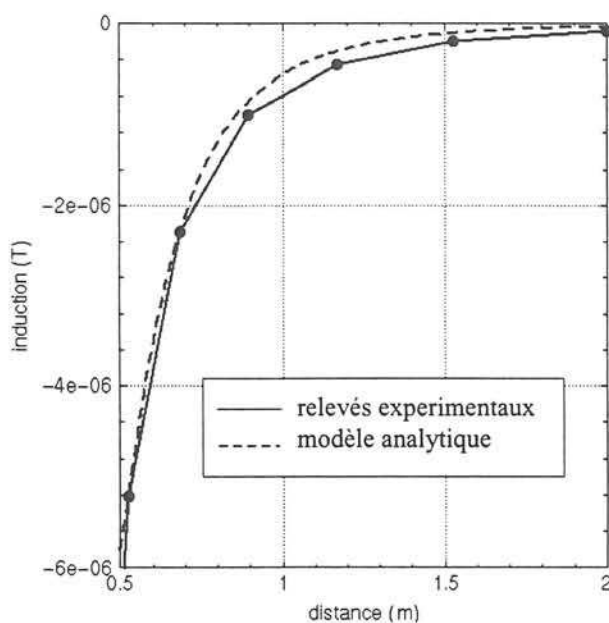


Figure 82 : Décroissance de l'induction le long d'un segment suivant la direction z , avec rotor, alimentation en Y

Nous avons montré que nous pouvions appliquer facilement aux moteurs 2 pôles et 4 pôles cette méthode, généralisable à toutes les machines.

Conclusion

Nous avons choisi de baser notre étude analytique sur l'utilisation des moments qui nous semble représentative du comportement physique des fuites d'un moteur. Cette première étude semble prometteuse, même si elle n'a pas été entièrement explorée. La méthode que nous venons de présenter peut être qualifiée de « semi-analytique » car elle utilise malgré tout au minimum deux points expérimentaux. Elle n'est donc pas complètement autonome. Elle nécessite la connaissance d'au moins deux points de mesures, ce qui est néanmoins facilement réalisable. De plus, elle nous semble particulièrement attractive dans la mesure où elle permet de comprendre physiquement comment se comporte les moteurs. Enfin, une décomposition en plusieurs dipôles représentant globalement les moteurs aidera à compenser les champs rayonnés.

Nous avons aussi envisagé d'utiliser la théorie des images pour trouver un modèle cohérent des moteurs électriques tournants. Il s'agirait alors, par analogie avec l'optique, de remplacer les conducteurs positionnés dans le circuit magnétique par des charges équivalentes obtenues par une suite de réflexions et de transmission entre les trois milieux concernés (Figure 83) et ainsi d'en déduire le potentiel complexe défini dans le paragraphe 3-3-2.

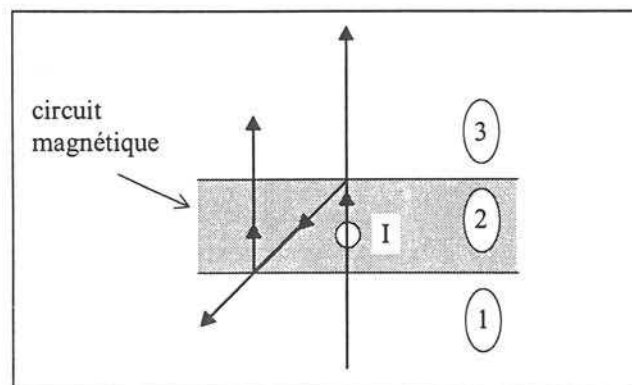


Figure 83 : Principe de la théorie des images appliquée à notre problème

Cette théorie, comme l'étude bidimensionnelle, considère que les courants sont des fils infinis. Il serait donc intéressant de calculer les valeurs de ce champ proche du circuit magnétique statorique et de l'extrapoler ensuite au loin par une approximation dipolaire (pour

le moteur 2 pôles) ou quadrupolaire (pour le moteur 4 pôles). Nous n'avons pas pu aller plus loin dans cette voie, privilégiant la théorie des moments, mais cette piste semble également intéressante.

Toutes ces méthodes sont également intéressantes car elles permettront d'optimiser les moyens de compensation.

Chapitre V :

Compensations

Chapitre V :

Compensations

La finalité de cette étude est la compensation des champs de fuites parasites produits par un moteur asynchrone. Cependant, toute réduction du rayonnement doit être précédée par une étude détaillée de la signature magnétique; c'est la raison pour laquelle nous y avons consacré la plus grande partie de ce mémoire. Pour la représenter, nous avons trouvé des modèles analytiques et numériques qui fournissent des possibilités importantes pour tester des solutions de compensation.

Nous présentons dans ce chapitre les méthodes utilisées à ce jour pour réduire ces fuites. Ces solutions et surtout les résultats obtenus sont le plus souvent confidentiels et par conséquent nous ne pouvons fournir que peu d'informations les concernant.

Ensuite, nous donnerons un exemple de blindage actif simulé et les résultats obtenus grâce aux modèles 2D et 3D présentés dans le chapitre III.

Enfin, nous montrerons comment mettre ce blindage en application expérimentalement.

5-1 Etat de l'art des compensations

5-1-1 Blindage passif

Les navires font actuellement l'objet de nombreuses études dont le but est de réduire leur signature globale par l'addition de boucles d'immunisation [BRUNOTTE91]. Par la mesure du champ à bord du bateau, grâce à des capteurs judicieusement placés, des algorithmes prévisionnels ajustent le courant délivré dans ces boucles de façon à diminuer les valeurs de champ à l'extérieur.

Dans certains cas, comme celui du chasseur de mines par exemple, les moteurs électriques ne sont pas inclus dans ces compensations. Il faut donc les étudier de façon indépendante. La première étape consiste à installer des boucles statiques d'immunisation compensant le ferromagnétisme du moteur. Cependant, ces boucles ne compensent pas les champs magnétiques alternatifs créés lors du fonctionnement des machines.

C'est pourquoi, dans une seconde étape, pour atténuer ces fuites, un blindage de protection est installé directement sur les moteurs de propulsion. Néanmoins, il est défini de façon essentiellement empirique. Quelques études ont été menées sur les moteurs immergés de chasseurs de mines (présentés dans le chapitre I) par leur constructeur. La solution retenue a été l'implantation d'écrans tubulaires, en acier ferromagnétique, positionnés entre le stator et la carcasse. Ils permettent de diminuer les champs magnétiques alternatifs qui sortent radialement de la machine. En effet, cet écran étant conducteur, il est le siège de courants induits qui vont s'opposer à la cause qui leur donne naissance et freinent le passage du flux statorique, canalisé par l'écran. Cet effet permet de réduire le champ à l'extérieur de la machine. Une étude paramétrique sur ces écrans a été effectuée par simulation sur logiciel afin de déterminer ses caractéristiques intrinsèques. Les tests sur un écran en cuivre, dans lequel circule uniquement des courants induits, ou sur un écran en acier feuilleté, dans lequel le flux seul est canalisé, sont bien moins concluants que sur un écran en acier massif qui cumule les deux effets. Le gain $G = 20 \log \frac{B \text{ sans blindage}}{B \text{ avec blindage}}$ alors obtenu est d'environ 20 dB aux

fréquences d'alimentation. Les fortes perméabilités sont les plus conseillées pour les matériaux constituant l'écran, comme c'était déjà le cas pour le circuit magnétique statorique (3-4-2). Ces écrans ne modifient ni la tenue mécanique du moteur (résistance au choc), ni son comportement thermique (échauffement), ni ses performances électriques. Cependant, l'augmentation de la masse magnétique impose un nouveau réglage des courants des boucles d'immunisation statique.

En revanche, les champs axiaux, comme celui dû à la fréquence de glissement ne sont pas réduits par ce système. Afin de les compenser, des écrans d'extrémités ont été testés. Légèrement plus épais, ils sont positionnés perpendiculairement à l'axe du moteur, en bout d'arbre. Ces écrans n'ont pas été implantés industriellement.

D'autres constructeurs de moteurs ont également été impliqués dans la réduction des champs de fuites [HASPER91]. Au niveau théorique, ils ont adopté la méthode des éléments finis fonctions du temps. Pour leurs expériences, ils ont choisi comme capteurs, des bobines. Enfin, ils ont étudié des écrans passifs ou actifs. Leur étude a porté sur des moteurs 6 pôles de puissance 100kW.

Concernant le blindage passif, ils ont adopté un écran ferromagnétique de 5mm d'épaisseur placé à l'extérieur du stator. Une étude paramétrique a alors été faite sur la distance entre le stator et l'écran variant de 0 mm à 20 mm. Il semblerait que plus cet écart est grand, plus l'atténuation du champ est grande. Mais on ne peut pas toujours positionner un écran à n'importe quelle distance. Des limitations mécaniques sont bien souvent imposées.

Une autre solution semble donner les résultats les meilleurs : il s'agit de positionner deux écrans de 2.5 mm d'épaisseur comme sur la Figure 84. Ils obtiennent alors une atténuation de -34 dB pour une masse ferromagnétique supplémentaire de 10%.

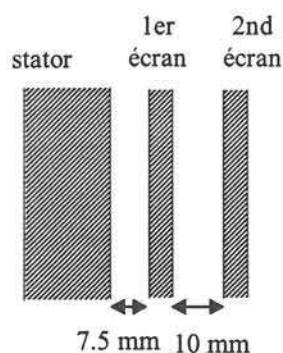


Figure 84 : Blindage passif

Leur modèle théorique, qui tient compte des non-linéarités des matériaux, a également permis de tracer l'évolution des champs de fuites en fonction de l'induction maximale dans le stator. Cette courbe est de forme parabolique; en effet, lorsque le matériau magnétique sature, les fuites ne sont plus canalisées et par conséquent les champs rayonnés deviennent bien plus importants.

Un banc d'essai a également été mis au point, comportant des capteurs bobinés, des amplificateurs et une chaîne d'acquisition. Nous ne connaissons pas les conditions exactes de mise au point du banc d'essai (environnement...) ni les résultats expérimentaux obtenus. Les tests ont visiblement été faits dans les conditions normales de fonctionnement, et, en régime transitoire, les champs de fuites obtenus sont très importants.

5-1-2 Blindage actif

Cette même société a mis au point un blindage actif [COMBIMAC87/88] sur un moteur de plus faible puissance (4.5 kW, 4 pôles). Nous n'avons pu obtenir que très peu d'informations sur ces configurations. Un brevet a été déposé en Hollande concernant la structure de leur blindage. Il s'agit de conducteurs rigides logés soit dans le circuit magnétique statorique, soit dans une structure placée sur le stator et pouvant tourner par rapport à lui. Ils sont parcourus par un courant proportionnel au courant statorique. Par rotation mécanique, on peut choisir la meilleure position de blindage et ainsi affiner la compensation. Cette méthode leur a paru coûteuse pour une atténuation pas nécessairement meilleure de l'induction magnétique (de l'ordre de 20dB). La position des conducteurs de compensation semble avoir une grande importance sur les réductions obtenus. A notre connaissance, aucun autre blindage actif n'a fait l'objet de publications à ce jour.

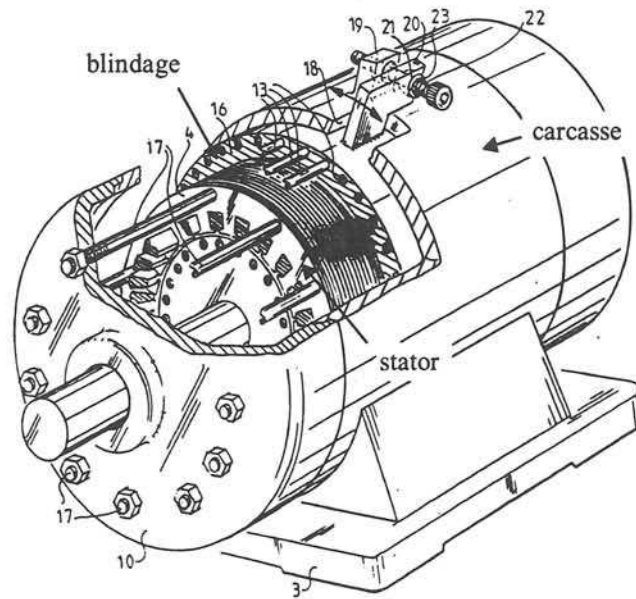


Figure 85 : Schéma du blindage actif breveté en Hollande

5-1-3 Conclusion

Un blindage passif est implanté sur les moteurs de chasseurs de mines. Cette solution, si elle est le plus souvent réalisable, présente l'inconvénient d'alourdir sensiblement le poids total du moteur. De plus, les écrans passifs et les boucles d'immunisation engendrent une compensation uniquement statique. Une compensation dynamique ne sera possible qu'avec un blindage actif, solution plus coûteuse certes, mais moins lourde et plus efficace. Nous nous sommes donc orientés, grâce à nos modèles numériques vers ce type de compensation.

5-2 Blindage obtenu à partir de nos modèles

L'idée directrice initiale consiste à placer à l'extérieur du moteur des enroulements de compensation, symétriques des enroulements statoriques et en opposition de phase par rapport à eux.

5-2-1 Modèle numérique bidimensionnel

La première étape a consisté à utiliser le modèle bidimensionnel pour tester différentes configurations. En effet, même si nous avons vu qu'une erreur importante est faite au niveau quantitatif pour l'étude 2D par rapport aux résultats expérimentaux, il n'en demeure pas moins que cette étude permet de déterminer l'influence des bobinages de compensation, au moins qualitativement. Nous avons alors étudié plusieurs blindages : des enroulements positionnés à l'extérieur du stator dans une gaine amagnétique ou magnétique, placés face aux enroulements statoriques ou décalés. Nous avons basé nos simulations sur la géométrie d'un moteur classique à 4 pôles (Figure 86).

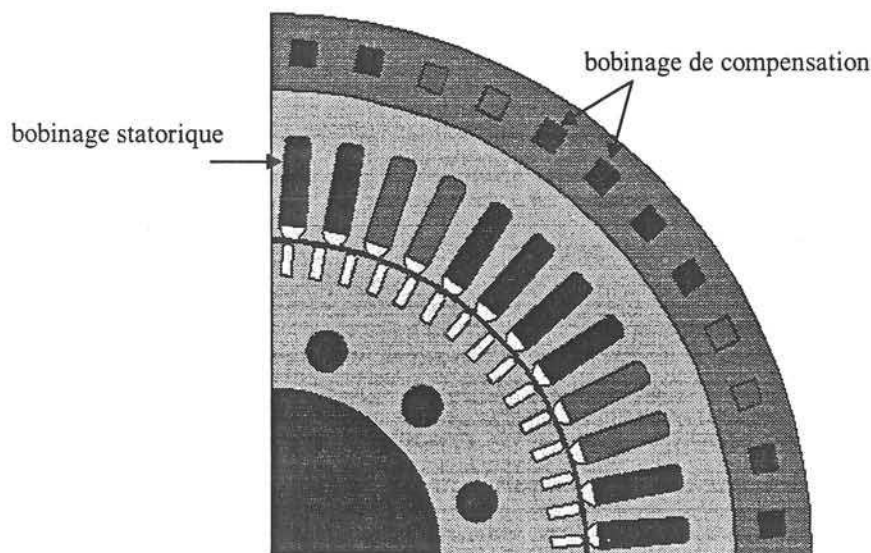


Figure 86 : Géométrie 2D du moteur 4 pôles testant la compensation

↳ Type de blindage

☞ Enroulements placés dans une gaine magnétique

Nous avons imposé des densités de courants tout à fait arbitraires dans ce cas d'école bidimensionnel. Dans le stator, nous avons mis 1.5 A/mm² maximum, valeur réaliste dans ce type de conducteurs, l'alimentation étant en étoile. Nous avons obtenu les atténuations du module du champ le long d'un cercle autour du moteur présentées sur le Tableau 3 pour une densité de courant dans les enroulements de compensation de 0.4 A/mm².

Tableau 3 : Atténuation du module de l'induction

	500 mm	1000 mm	1200 mm	1500 mm
Stator seul alimenté	82.5 μT	2.6 μT	1 μT	340 nT
Blindage seul alimenté	86.7 μT	2.7 μT	μT	356 nT
Stator alimenté et blindage actif	1.7 μT	59 nT	32.2 nT	23 nT
A (dB)	34	27	30	24

La compensation obtenue pourrait être optimisée en s'intéressant au champ, composante par composante. En effet, en ne s'intéressant qu'au module, on perd de l'information concernant la phase. C'est pourquoi, par la suite nous avons raisonné sur les composantes.

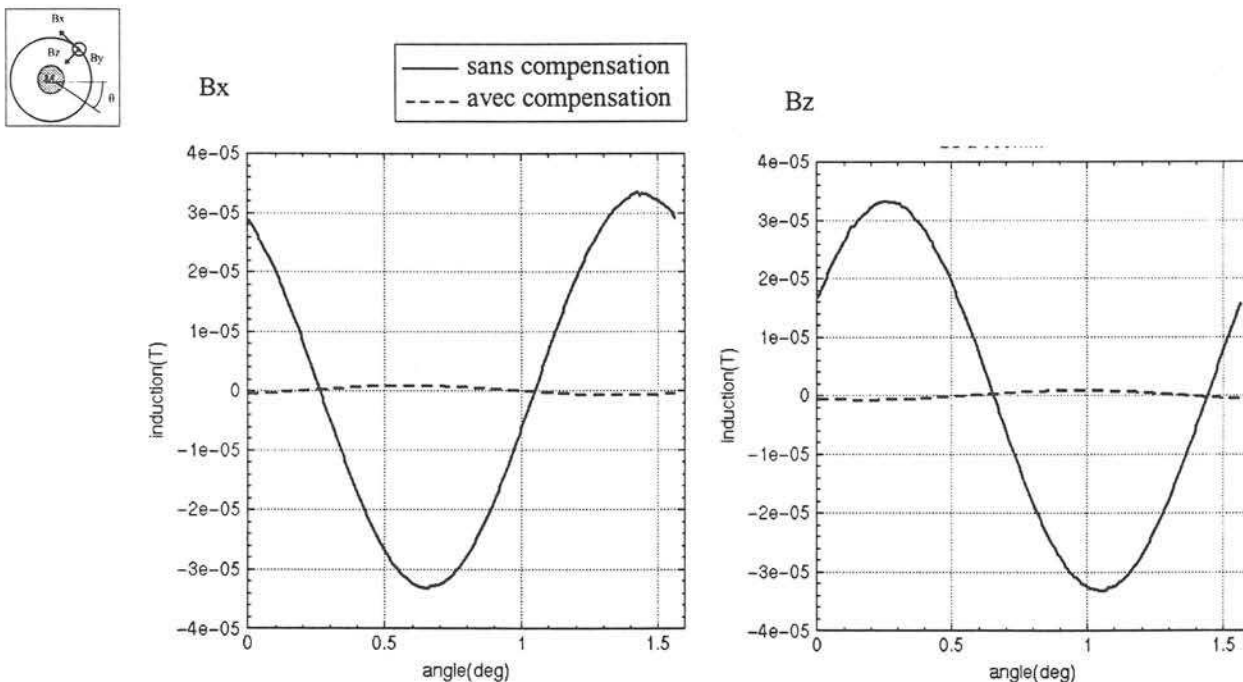


Figure 87 : Bx et Bz le long d'un arc de cercle à 600 mm du centre du moteur 4 pôles

La compensation réalisée semble donc efficace.

☞ Enroulements placés dans une gaine magnétique

Nous avons pensé placer ces conducteurs au sein d'une gaine magnétique, mêlant ainsi blindage actif et blindage passif. Cette solution n'est pas la plus efficace (Tableau 4). En effet, les enroulements de compensation viennent renforcer l'aimantation du circuit magnétique. D'après nos simulations 2D, un blindage passif seul, constitué de cette gaine serait plus efficace que la combinaison des deux solutions, la meilleure restant le blindage actif dans l'air ou supporté par une gaine amagnétique.

Tableau 4 : Atténuation du module de l'induction : gaine magnétique ou amagnétique

	500 mm	1000 mm
A (dB) gaine magnétique	27	14.7
A (dB) gaine amagnétique	34	27

☞ Déplacement du blindage

Nous conservons l'idée d'un blindage actif dans l'air à l'extérieur de la machine. Nous avons alors testé deux nouvelles positions de ce blindage afin de confirmer que le déphasage entre les deux types d'enroulements a bien un rôle majeur sur l'atténuation obtenue. Les enroulements du blindage restent le long du même arc de cercle, mais la position relative du blindage par rapport aux conducteurs statoriques change et il se déplace soit dans le sens direct (droite), soit dans le sens inverse (gauche). Les enroulements statoriques et ceux du blindage conservent les caractéristiques précédentes.

Les deux nouvelles positions testées semblent moins favorables à une bonne compensation du champ que la position initialement adoptée (Figure 88). La signature est donc très sensible à la phase de l'enroulement de contre-réaction par rapport à celle de l'enroulement statorique.

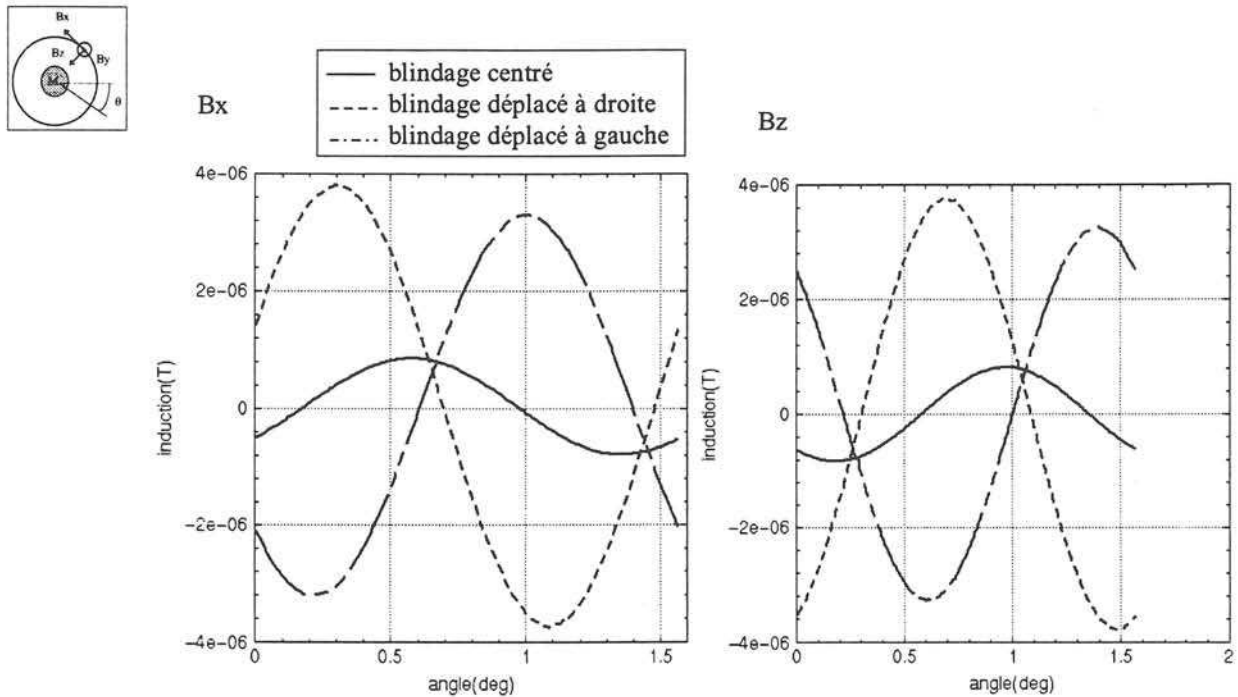


Figure 88 : Induction le long d'un arc de cercle à 600 mm du centre du moteur blindé

L'intérêt de cette étude bidimensionnelle est de montrer que certaines techniques de compensations présentent des avantages plus marquant que d'autres. Cependant, nous savons qu'au niveau quantitatif, les hypothèses tridimensionnelles sont indispensables dans le calcul des champs de fuites. C'est pourquoi, nous avons préféré poursuivre cette étude en utilisant le modèle tridimensionnel.

5-2-2 Modèle numérique tridimensionnel

Nous avons cherché à réduire l'induction du moteur 2 pôles sur lequel nous avons déjà fait nos expériences et qui a été utilisé comme référence pour la recherche d'un modèle numérique. De la même façon qu'en 2D, nous avons placé des bobinages de compensation en dehors du moteur, autour de la carcasse, face aux bobinages statoriques et en opposition de phase par rapport à eux (Figure 89).

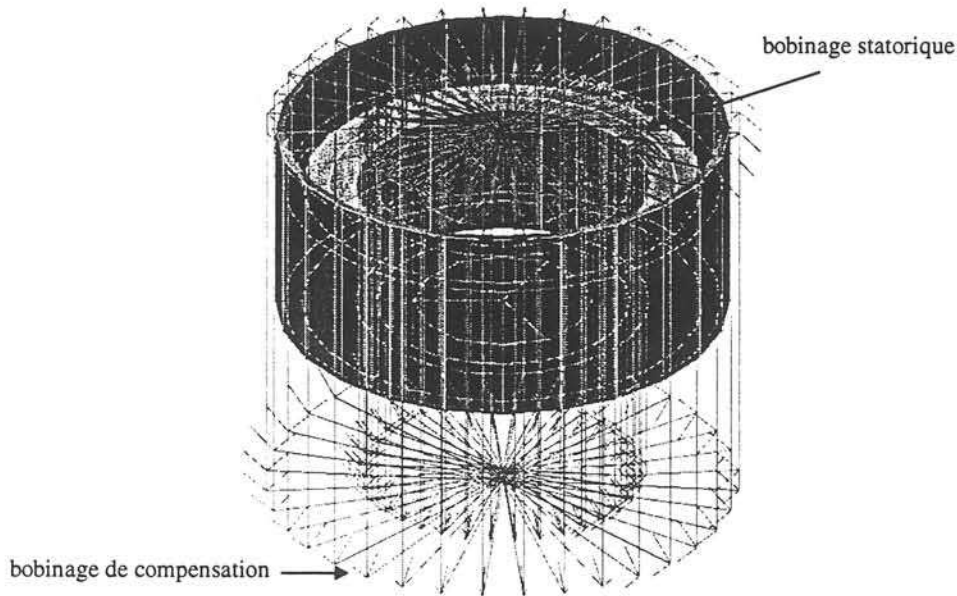


Figure 89 : Bobinages (statoriques et de compensation)

Il a ensuite fallu calculer le courant à introduire dans ce bobinage, de façon à compenser au mieux le champ de fuite. Nous cherchons un modèle qui réduit essentiellement les champs lointains, les plus nuisibles à la sécurité des navires. Nous nous sommes basés sur le fait que loin du moteur, le champ est dipolaire et nous avons calculé le moment équivalent. Pour cela, nous utilisons à la fois les résultats expérimentaux en première position de gauss, et les simulations. Nous avons vu en effet que ces résultats concordaient bien. Sans le rotor, pour une alimentation en étoile, qui simule un cas de fonctionnement réel, nous obtenons un moment équivalent lointain $M = 8 \text{ Am}^2$. Nous avons ensuite imposé de façon arbitraire la section des bobines. Ainsi, nous avons choisi, pour notre modèle, des bobines diamétrales (comme dans la recherche de la signature) images des bobines statoriques.

Dans notre bobinage de compensation, 18 spires, positionnées face aux encoches statoriques, doivent créer ce moment. Nous cherchons donc à avoir approximativement dans chaque bobine $I = 5\text{A}$. Le bobinage est triphasé équilibré. Nous nous sommes placés dans le cas de l'alimentation statorique à l'instant t où le courant circulant dans la phase 1 est deux fois plus grand que le courant circulant dans les phases 2 et 3 et de sens opposé. Les moments créés par les phases 2 et 3 viennent renforcer le moment magnétique dû à la phase 1.

Dans l'exemple du moteur 2 pôles, nous avons choisi de positionner des bobines de hauteur $l = 300 \text{ mm}$ et de largeur $\Phi = 320 \text{ mm}$. La surface de chacune de ces bobines vaut donc $S = 844,8\text{cm}^2$. Pour qu'une spire crée ce moment, elle devra donc être parcourue par

$NI = \frac{M}{S} = 95A \cdot tr$. Par conséquent, nous avons testé une première compensation dans les mêmes conditions mais où les courants sont en opposition de phase, dans laquelle $I_1 = 3.4 A$, $I_2 = I_3 = -1.7 A$. Le champ de fuites est alors surcompensé puisque, comme le montre la Figure 90, les composantes x et z de l'induction, le long d'un cercle sur une section droite du moteur, sont inversées par rapport au cas non compensé. Ceci est probablement dû en grande partie au fait que les bobines sont proches du circuit magnétique de la carcasse et que par conséquent l'aimantation de la carcasse s'en trouve renforcée. Nous avons donc testé d'autres valeurs de courants, encadrant les valeurs précédentes.

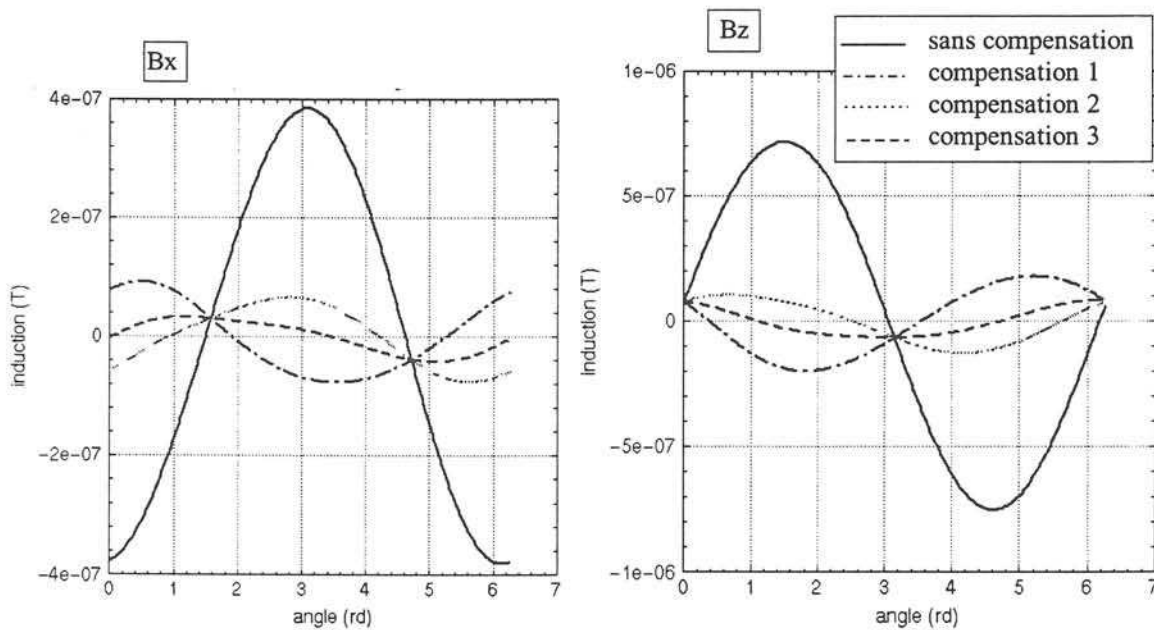


Figure 90 : Induction le long d'un cercle à 1200 mm du centre du moteur, avec ou sans compensation

Nous observons alors, pour toutes les compensations, un déphasage entre les courbes avant et après compensation. Une solution consisterait à régler le déphasage des courants de compensation par l'intermédiaire d'une alimentation adaptée. Ainsi, il ne serait pas nécessaire de procéder comme les publications précédentes le proposaient à savoir disposer d'un blindage actif mobile, ajustable mécaniquement. Un enroulement de compensation fixe mais avec une alimentation alternative à phase variable serait plus efficace et moins complexe au niveau mécanique. L'induction est très réduite par la simple adjonction des conducteurs actifs. Pour la quantifier nous avons tracé le gain en dB (Figure 91) :

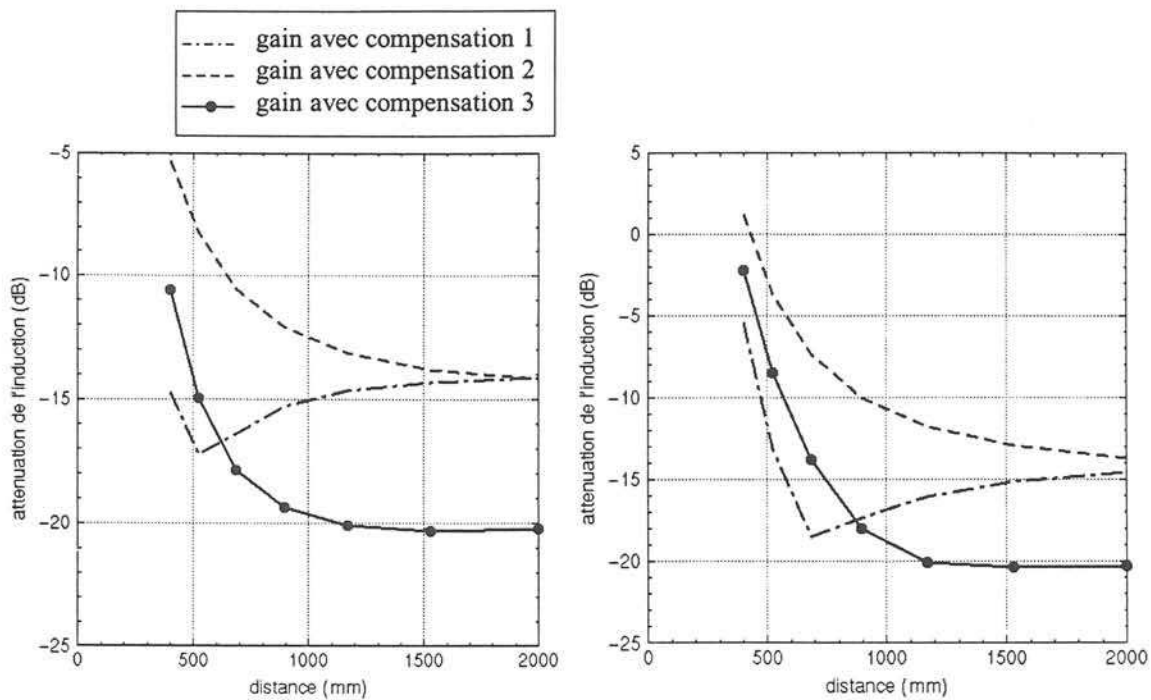


Figure 91 : Atténuation des composantes de l'induction (dB) en fonction de la distance en 1ère position de Gauss

Nous atteignons -20 dB par ces premières simulations, ce qui est aussi bien que les résultats donnés par les blindages passifs. De plus ces résultats de modélisation pourraient être améliorés par une étude plus approfondie.

Dans le cas d'un moteur à 4 pôles, nous avons montré qu'au loin, il était équivalent à un quadripôle. Il faudra donc procéder de la même façon, à savoir : retrouver l'expression du champ créé par un quadripôle, en déduire la valeur des moments quadripolaires équivalents et donc la valeur du courant à injecter dans les bobines de compensation. Dans le cas des moteurs à plus grand nombre de pôles, la méthode reste la même, il suffit juste d'identifier initialement correctement la décomposition multipolaire équivalente lointaine, comme nous l'avons fait dans le paragraphe 3-3-2. Une autre solution toujours envisageable est d'approximer au mieux la solution par tâtonnements successifs. Cette solution est plus longue à tester. Enfin, comme dans la décomposition multipolaire, les termes qui décroissent le moins vite sont le dipôle et le quadripôle, nous pourrions commencer par identifier ces termes, les compenser, puis continuer de la même façon avec les multipôles suivants.

Une étude paramétrique sur la position de ces bobines par rapport à la carcasse (Figure 92) serait à effectuer pour prendre en compte la réaction du matériau magnétique à ces courants de compensation.

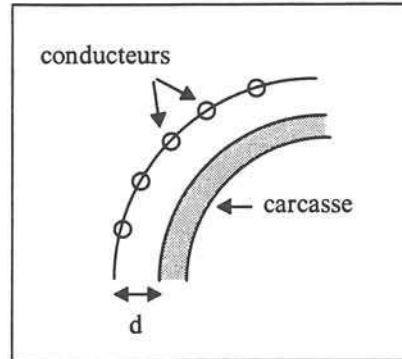


Figure 92 : Position des bobinages de compensation

Il serait également intéressant d'étudier, dans le cas d'une carcasse magnétique, la solution consistant à positionner les conducteurs entre la carcasse et le stator. Dans ce cas, la carcasse pourrait servir de blindage passif sur des champs déjà compensés et donc viendrait renforcer la compensation. Cependant, positionner des courants trop près du stator risquerait de renforcer l'aimantation statorique et donc d'augmenter les fuites provenant des tôles du stator. La carcasse, même en assurant son rôle de blindage passif, ne réduira pas obligatoirement ces fuites autant que le ferait un blindage actif complètement externe. De plus, cette compensation est plus complexe à mettre en place puisqu'elle oblige à séparer la carcasse du stator. La première solution permettrait, quant à elle, de réduire des champs sur des moteurs déjà construits sans avoir à les modifier.

La construction de ce modèle de compensation est basée sur l'équivalence des champs lointains avec ceux créés par des combinaisons linéaires de moments dipolaires facilement identifiables. Donc, près du moteur, le champ risque d'être mal compensé. La Figure 93 nous explique ce phénomène par la superposition de la décroissance du module de l'induction du champ rayonné sans compensation, en échelle logarithmique, avec celle du module de l'induction du dipôle équivalent lointain choisi pour la compensation.

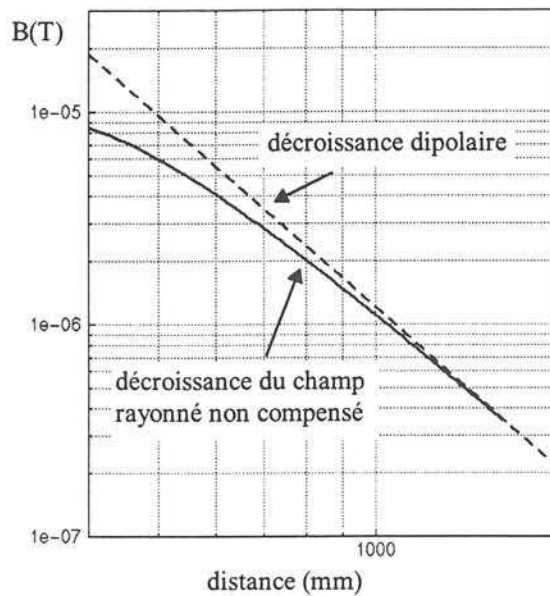


Figure 93 : Comparaison des décroissances du champ réellement rayonné et dipolaire

Le modèle tridimensionnel proposé semble être bien adapté à la recherche de solutions de compensation. Cependant, il nécessiterait quelques améliorations, comme par exemple la prise en compte de la forme réelle des têtes de bobines. Certaines hypothèses sont incontournables en modélisation comme, par exemple, la simplification de la géométrie des dents ou des encoches ou la modification de la forme des têtes de bobines (non préformées donc, automatiquement, non reproductibles exactement par simulation numérique). Elles risquent donc de modifier légèrement les résultats expérimentaux, et pour obtenir des compensations efficaces pratiquement, un réglage final sera conseillé.

Conclusion

La modélisation des solutions de compensation semble tout à fait réaliste grâce à notre modèle tridimensionnel. Le modèle bidimensionnel donne des pistes rapides à explorer mais ne peut pas être finalement adopté pour connaître les valeurs de champ de fuites après compensation à cause des hypothèses restrictives liées à toute modélisation bidimensionnelle. Les résultats 3D obtenus sont tout à fait encourageants, mais demanderaient une étude plus approfondie. La validation expérimentale de notre blindage est en cours à Herbeys au LMMCF dans les mêmes conditions que pour nos relevés de signatures et avec des précautions semblables.

Conclusion

Ce qui a été fait...

Le sujet de notre étude concernait la discrétion électromagnétique des machines électriques tournantes. Nous avons tout d'abord situé ce travail dans le contexte plus global de la propulsion navale. Nous avons défini les besoins actuels en terme de moteurs électriques de propulsion et les perspectives que cela va engendrer dans le domaine de la signature magnétique.

Rendre discrète une machine électrique suppose que l'on connaisse parfaitement sa signature. C'est la raison pour laquelle nous avons cherché un modèle théorique qui représente correctement les fuites électromagnétique. Pour valider ce modèle, nous devons nous baser sur des résultats expérimentaux fiables. Nous avons donc mis au point un banc d'essai qui nous a permis d'obtenir des signatures caractéristiques et tout à fait exploitables. Un protocole de mesures a été mis en place qui nous permet également de faire des évaluations de l'excentricité du rotor.

Nous avons pu alors nous orienter vers la recherche d'un modèle numérique représentatif de ces fuites. Des logiciels bidimensionnels et tridimensionnels utilisant la méthode des éléments finis ont été utilisé (Flux2D et Flux3D). Le premier ne convient pas parfaitement à notre étude, car il est limité par des hypothèses restrictives. Le second est, quant à lui, tout à fait adapté à ce type de problème moyennant quelques aménagements propres à nos mesures loin du moteur. Il a fallu utiliser de nombreux outils originaux de modélisation.

Une méthode analytique a été ensuite développée. Si elle paraît plus sommaire et moins représentative qu'un modèle numérique calqué sur la géométrie réelle d'un moteur, en revanche, elle permet de rendre compte des phénomènes physiques loin du moteur de façon simple. Le moteur a été décomposé en moments magnétiques équivalents. Les résultats sont tout à fait concluants.

Enfin, nous en sommes arrivés à l'ultime étape de cette étude : la compensation optimale des champs rayonnés. Le modèle tridimensionnel adopté semble être un outil efficace dans la recherche de solutions de compensation.

Ce qui reste à faire...

Cette étude sur les phénomènes électromagnétiques externes aux machines jusqu'alors peu explorés, a ouvert de nombreuses perspectives, tant au niveau expérimental que théorique.

Pratiquement, la prochaine étape consistera en la réalisation du blindage actif qui a fait l'objet d'une partie de notre étude. Ensuite, nous travaillerons en dynamique, rotor tournant, avec une alimentation à fréquence variable. Nous pourrons ainsi observer le comportement du moteur en charge. De plus, l'excentricité risque d'introduire des champs à la fréquence de glissement (pour les machines asynchrones), visibles par conséquent uniquement en régime dynamique. Par ailleurs, en plus de l'exploitation des capteurs radiaux et axiaux, il semblerait judicieux de les répartir le long du moteur afin d'évaluer la signature longitudinalement et d'agrandir notre carte de champ.

Numériquement, l'idéal serait d'utiliser un logiciel disposant de tous les outils spécifiques à notre étude comme nous l'avons décrit dans le chapitre III. Il serait alors intéressant de pouvoir introduire des matériaux non linéaires et d'étudier le comportement en régime transitoire de la machine. De plus, si l'étude des fuites statoriques est parfaitement déterminée, l'étude des fuites totales (avec rotor) nécessite quelques améliorations.

Théoriquement, enfin, l'utilisation des moments équivalents semble prometteuse et il serait intéressant de la poursuivre de façon plus approfondie.

Une fois tous ces aspects développés, la compensation pourra s'étendre à tous les comportements d'une machine électrique tournante.

Annexes :

Sources de champs magnétique
et électrique

Annexes

Nous avons présenté, dans ce mémoire, différentes méthodes pouvant être utilisées pour aboutir à une bonne connaissance de la signature électromagnétique des machines électriques tournantes et par conséquent à une compensation plus facile des champs de fuites. Cependant, pour compléter l'application concernant la propulsion électrique, il nous a été demandé de nous intéresser au calibrage des capteurs (électromètres et magnétomètres) utilisés en mer, et qui permettent de mesurer directement les signatures. Pour calibrer ces capteurs existants, nous avons donc étudié des sources étalons de champs magnétique et électrique, répondant au cahier des charges suivant : elles doivent délivrer des champs statiques ou de basse fréquence asservis en orientation et en amplitude. Ce dispositif doit pouvoir supporter divers modes d'utilisation : au point fixe avec une immersion réglable ou tracté à faible vitesse. Le cahier des charges nous impose des plages de température pour le fonctionnement et le stockage, et une autonomie d'alimentation de 4 heures. La précision sur les moments par rapport à la consigne initiale doit être de 5° pour l'orientation et de $\pm 5\%$ pour l'amplitude. Nous travaillons à faible fréquence donc dans l'approximation des états quasi stationnaires. La seule longueur typique est alors l'épaisseur de peau et nous considérerons que la propagation se fait de façon instantanée et sans affaiblissement. Une source de champ magnétique ne délivrera donc pas de champ électrique et inversement. Nous dimensionnerons alors deux systèmes : une source de champ magnétique puis une source de champ électrique.

A1 : Source de champ magnétique

Les spécifications techniques demandées précisent la gamme de fréquences (entre 1 et 100 Hz) et la valeur maximale du moment résultant désiré (125 Am^2). L'eau de mer étant considérée comme du vide du point de vue magnétique, nous avons utilisé les équations de Maxwell classiques. Nous avons choisi de bâtir notre source magnétique à partir de solénoïdes épais, faciles à réaliser.

A-1-1 Champ créé par un solénoïde épais dans tout l'espace

Calculer le champ créé par un solénoïde épais dans tout l'espace peut être fait de deux façons :

① utilisation du champ créé par une spire :

En nous basant sur les résultats de [DURAND68A],[JACKSON62] et [BERNHEIM83], nous avons tout d'abord calculé le champ créé par une spire circulaire centrée sur O dans tout l'espace.

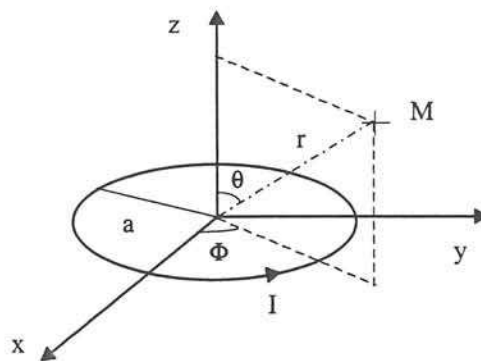


Figure 94 : Spire circulaire

Nous avons préféré une expression sous la forme d'un développement multipolaire en harmoniques sphériques (qui permet d'identifier la source comme une somme de dipôles, quadrupôles, ... qui créeraient le même champ) à un calcul utilisant les intégrales de Legendre,

plus difficile à manipuler ensuite. En dehors d'une sphère contenant toutes les sources, le potentiel vecteur, en coordonnées sphériques vaut :

$$A_\phi = -\frac{\mu_0 I a}{4} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n (2n-1)!!}{2^n (n+1)!} \frac{a^{2n+1}}{r^{2n+2}} P_{2n+1}^1(\cos\theta) \quad (A1-1)$$

$$\text{où } P_{2n+1}^1(\cos\theta) = -\sin\theta \frac{d}{d(\cos\theta)} P_{2n+1}(\cos\theta) \text{ et } P_n(\cos\theta) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{d(\cos\theta)^n} (\cos^2\theta - 1)^n$$

d'où le système suivant :

$$\begin{aligned} B_r &= \frac{\mu_0 I a}{2r} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n (2n+1)!!}{2^n (n)!} \frac{a^{2n+1}}{r^{2n+2}} P_{2n+1}(\cos\theta) \\ B_\theta &= -\frac{\mu_0 I a^2}{4} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n (2n+1)!!}{2^n (n+1)!} \frac{a^{2n}}{r^{2n}} \frac{1}{r^3} P_{2n+1}^1(\cos\theta) \end{aligned} \quad (A1-2)$$

Bernheim [BERNHEIM83] nous a donné alors le développement limité à l'ordre 7 du champ créé par cette spire :

$$\begin{aligned} B_x &= \frac{3\mu_0 I a^2}{4} S C \left[\frac{1}{r^3} - \frac{5}{8} (4 - 7S^2) \frac{a^2}{r^5} + \frac{35}{64} (8 - 36S^2 + 33S^4) \frac{a^4}{r^7} \right] \\ B_z &= \frac{\mu_0 I a^2}{4} \left[\frac{2 - 3S^2}{r^3} - \frac{3}{8} (8 - 40S^2 + 35S^4) \frac{a^2}{r^5} + \frac{15}{64} (16 - 168S^2 + 378S^4 - 231S^6) \frac{a^4}{r^7} \right] \end{aligned} \quad (A1-3)$$

avec $S = \cos\theta$ et $C = \sin\theta$

Pour calculer le champ créé dans tout l'espace par un solénoïde épais de longueur l , de rayon intérieur r_i et de rayon extérieur r_e , il suffit alors de calculer ce même développement limité pour une spire centrée en O' situé à une distance d de O sur l'axe Oz , puis d'intégrer le développement limité par rapport à a , de r_e à r_i , et par rapport à d , entre $-l/2$ et $+l/2$ (Figure 95).

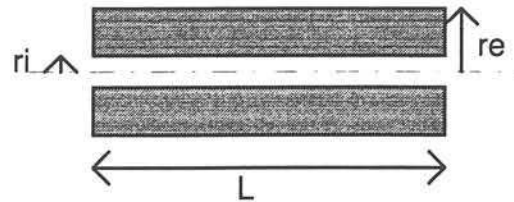


Figure 95 : Solénoïde épais

Nous obtenons alors :

$$\begin{bmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{bmatrix} = Kl \begin{bmatrix} 3SC & \frac{15}{8}(4-7S^2)SC & \frac{105}{64}(8-36S^2+33S^4) \\ 0 & 0 & 0 \\ 2-3S^2 & \frac{3}{8}(8-40S^2+35S^4) & \frac{15}{64}(16-168S^2+378S^4-231S^6) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \frac{re^3 - ri^3}{3r^3} \\ \frac{re^3 - ri^3}{9r^5} l^2 - \frac{re^5 - ri^5}{5r^5} \\ \frac{re^3 - ri^3}{30r^7} l^4 - \frac{re^5 - ri^5}{5r^5} l^2 + \frac{re^7 - ri^7}{7r^7} \end{bmatrix}$$

$$\text{avec } K = \frac{\mu_0}{4\pi} K_r k_l \quad (A1-4)$$

K_r = nombre de spires par unité de longueur dans l'épaisseur de la bobine

k_l = nombre de spires par unité de longueur dans le sens de la longueur de la bobine

Le terme en $1/r^3$ représente le terme dipolaire et le terme en $1/r^5$ le terme octupolaire. Ce champ ne comporte aucune composante quadrupolaire en $1/r^4$.

② Utilisation du potentiel scalaire

Nous avons trouvé intéressant de donner un développement du champ en coordonnées sphériques. Nous nous sommes alors basés sur la formulation en potentiel scalaire de Durand [DURAND68] qui utilise les masses magnétiques équivalentes :

$$V^*(r, \theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_{2n}}{r^{2n}} P_{2n-1}(\cos \theta) \quad (A1-5)$$

$$\text{avec } a_2 = \frac{JL}{4} \left[\frac{re^3 - ri^3}{3} \right], \quad a_4 = \frac{JL^3}{16} \left[\frac{re^3 - ri^3}{3} \right] - \frac{3JL}{16} \left[\frac{re^5 - ri^5}{5} \right]$$

$$a_6 = \frac{JL^5}{64} \left[\frac{re^3 - ri^3}{3} \right] - \frac{9JL^3}{32} \left[\frac{re^5 - ri^5}{9} \right] + \frac{25JL}{224} \left[\frac{re^7 - ri^7}{5} \right]$$

Définissons alors la fonction flux F : dans un système de révolution où les lignes de courant sont des circonférences d'axe z , de rayon ρ et où le potentiel vecteur n'a qu'une composante

suivant ϕ , le flux du vecteur d'induction à travers une circonférence d'axe z vaut

$$\Phi = \int_C \vec{A} \cdot d\vec{l} = 2\pi\rho A_\phi \quad (\text{A1-6})$$

Les courbes $\Phi = \text{cstes}$ sont alors les lignes d'induction, situées dans un plan méridien. On considère alors (pour une question de facilité d'utilisation dans les calculs) la fonction:

$$F = \Phi / (2\pi\mu_0) \quad (\text{A1-7})$$

Comme $\vec{E}^* = -\text{grad}\vec{V}^*$ et $\vec{B} = \mu_0\vec{E}^* + \vec{P}^*$, chaque fois que l'on est en dehors de la distribution, les courbes $V^* = \text{cstes}$ sont normales au vecteur d'induction. Les courbes $F = \text{cstes}$ sont donc les lignes de forces du champ, orthogonales aux lignes équipotentielles $V^* = \text{cstes}$. F correspond donc au potentiel vecteur, à un facteur multiplicatif près.

$$F = \rho A_\phi / \mu_0 \quad (\text{A1-8})$$

On a alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial F}{\partial r} = \sin\theta \frac{\partial V^*}{\partial \theta} \\ \frac{\partial F}{\partial \theta} = -r^2 \sin\theta \frac{\partial V^*}{\partial r} \end{cases} \quad (\text{A1-9})$$

Nous en déduisons donc $V^*(r, \theta) = \frac{P_n(\cos\theta)}{r^{n+1}} \Leftrightarrow F(r, \theta) = -\sin\theta \frac{P_n'(\cos\theta)}{nr^n}$ (A1-10)

De plus $\vec{B} = \text{rot}\vec{A}$ donc

$$\begin{aligned} B_r &= \frac{\mu_0}{Sr^2} \frac{\partial F}{\partial \theta} = \frac{\mu_0}{r^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2na_{2n}}{r^{2n-1}} P_{2n-1}(\cos\theta) \\ B_\theta &= -\frac{\mu_0}{Sr} \frac{\partial F}{\partial r} = -\frac{\mu_0}{r} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_{2n}}{r^{2n}} P_{2n-1}'(\cos\theta) \end{aligned} \quad (\text{A1-11})$$

A-1-2 Dimensionnement du solénoïde

Le moment magnétique dipolaire est imposé dans le cahier des charges.

Il nous fournit donc la condition de dimensionnement suivante :

$$m = \pi J L \frac{r_e^3 - r_i^3}{3} = 125 \text{ A} \cdot \text{m}^2 \quad (\text{A1-12})$$

De plus, la condition permettant d'annuler le terme octupolaire (dans la décomposition du champ, le terme quadrupolaire est nul) est :

$$L^2 = \frac{9}{5} \frac{r_e^5 - r_i^5}{(r_e^3 - r_i^3)} \quad (\text{A1-13})$$

Après avoir cherché différents dimensionnements, nous avons finalement opté pour celui-ci :

$r_e = 0.15 \text{ m}$	$r_i = 0.13 \text{ m}$	$L = 0.244 \text{ m}$
$J_{\text{crête}} = 0.416 \text{ A/mm}^2$	$N_i = (r_e - r_i) J L = 2026 \text{ At}$	

On choisit de prendre 1 conducteur par spire et une alimentation délivrant 7A crête soit environ 5A efficace $\Rightarrow N=290$ spires

La résistance du solénoïde vaut alors d'après [ZILJSTRA67] :

$$R = \frac{\pi \rho N^2 (\alpha + 1)}{2 \beta \lambda r_i (\alpha - 1)} \text{ avec } \alpha = \frac{r_e}{r_i} \text{ et } \beta = \frac{L}{2 r_i} \quad (\text{A1-14})$$

d'où $R = 0.506 \Omega$

Pour un solénoïde mince et court, l'inductance vaut analytiquement :

$$\text{ind} = K \mu_0 N^2 \pi R^2 / L \text{ avec } R \# (r_e + r_i) / 2 \quad (\text{A1-15})$$

K donné dans la table ci-dessous fournie par [CORSON79]

Rayon/Longueur	K
0	1
0.2	0.85
0.6	0.65
1	0.53
2	0.37
4	0.24

d'où $\text{ind} = 21.4 \text{ mH}$

La fréquence imposée par le cahier des charges doit varier entre 0 et 100 Hz

$$\Rightarrow 2.5 \text{ V} \leq U = I \sqrt{r^2 + (2\pi f)^2 \text{ind}^2} \leq 66.5 \text{ V en valeurs efficaces} \quad (\text{A1-16})$$

Ceci convient si l'on choisit de prendre une alimentation contenant au maximum 12 batteries de 12 volts = 144V en valeur crête soit 101.8V en valeurs efficaces : 8 batteries suffisent.

L'énergie dissipée par effet Joule (résistive) vaut alors : $W=R \cdot i_{eff}^2 \approx 12.4$ Watt, ce qui est relativement peu.

La section d'un conducteur est alors d'environ 10 mm^2 , ce qui est réalisable techniquement.

Le reproche que l'on pourrait faire à ce solénoïde est sa faible épaisseur et donc son éventuelle fragilité. Mais les matériaux existant devraient permettre de lui assurer une rigidité suffisante.

Nous avons testé d'autres dimensionnements. Il est possible de donner au solénoïde une forme plus trapue pour obtenir une meilleure rigidité dimensionnelle. Mais les valeurs des tensions nécessaires pour l'alimentation étaient trop élevées pour être réalistes. Une autre solution envisageable aurait été d'adopter un solénoïde plus épais de forme discoïdale ($r_e = 0.18 \text{ m}$, $r_i = 0.13 \text{ m}$, $L = 0.0219 \text{ m}$). Nous avons alors augmenté la densité de courant jusqu'à 1.5 A/mm^2 . La condition de dipolarité de la source n'est alors plus respectée qu'à 2% près.

Le dimensionnement retenu conviendrait parfaitement pour une source dipolaire uni-axiale. Cependant, les capteurs qui doivent être étalonnés sont tri-axiaux, c'est pourquoi nous devons pouvoir délivrer des champs dans les 3 directions. Donc soit nous conservons ce dimensionnement, soit une solution consiste à positionner 6 solénoïdes comme sur la Figure x et donc à calculer à nouveau leur dimensionnement :

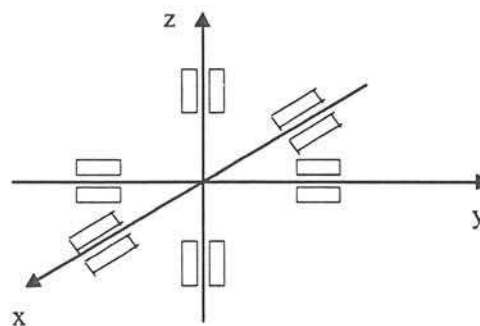


Figure 96 : Configurations à 6 solénoïdes épais coaxiaux 2 à 2

Selon chaque axe, deux solénoïdes de moment magnétique $m=62.5 \text{ Am}^2$ sont positionnés de part et d'autre du centre. Nous avons alors cherché un nouveau dimensionnement pour chaque solénoïde et nous avons vérifié que cette configuration est équivalente à un seul solénoïde de moment $M=125 \text{ Am}^2$ (en choisissant un écart entre les solénoïdes convenable, on peut obtenir une erreur inférieure à 0.5%). Cette source est alors parfaitement calibrée et connue et est plus adaptée à des capteurs tri-axiaux.

A-1-3 Influence du milieu marin

Ces calibrages vont être effectués en milieu marin. Or la mer est un milieu conducteur dont la conductivité varie en fonction de différents paramètres comme la salinité, la température, la pression, la profondeur. Une très bonne description du milieu marin a été faite dans [POULBOT93]. L'épaisseur de peau de tout milieu de perméabilité μ , et de conductivité σ vaut :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}$$

Nous utilisons une conductivité moyenne généralement adoptée de 4S/m. Ceci nous permet de calculer l'épaisseur de peau pour différentes valeurs de fréquences. Le cahier des charges spécifie que la fréquences doit varier entre 0 et 100 Hz.

f(Hz)	δ(m)
50	35
100	25
1000	8

Aux fréquences étudiées, l'épaisseur de peau est trop grande pour que l'induction soit modifiée aux distances de mesures qui nous intéressent. Nous avons vérifié ceci grâce au logiciel Flux2D. L'hypothèse initiale qui considère que le milieu marin est du vide au niveau magnétique est donc tout à fait valable.

A-1-4 Autres sources envisagées

Nous aurions pu envisager de réaliser une source de champ magnétique de forme différente.

① Structure en cubes imbriqués

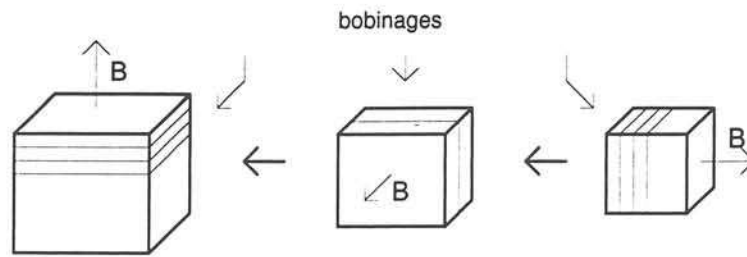


Figure 97 : Structure à cubes imbriqués

Chaque bobine va créer un champ dans une direction donnée, le champ résultant est donc orientable dans tout l'espace.

Cette structure a l'avantage d'être plus compacte mais elle est plus difficile à réaliser techniquement et plus complexe à réparer en cas de problème.

② Bobines de Helmholtz

Les bobines de Helmholtz sont deux bobines plates, parallèles et dimensionnées de manière à ce qu'elles vérifient la condition de Helmholtz portant sur l'homogénéité du champ très près de l'origine, choisie comme étant le milieu de la distance entre les deux bobines. Pour vérifier cette homogénéité, on impose la dérivée seconde du champ nulle à l'origine. Nous avons alors calculé analytiquement le champ créé par ces bobines dans l'espace, en comparant les spires circulaires aux spires carrées. Il coïncide bien avec un champ dipolaire et avec le champ de notre structure de référence (le solénoïde épais). Mais dans une seule bobine, nous ne pouvons pas faire passer tout le courant nécessaire au nombre d'Ampères-tours imposé par le cahier des charges. Nous avons alors étudié la possibilité d'élaborer des solénoïdes en position de Helmholtz. Nous avons dimensionné deux solénoïdes épais de forme discoïdale. Nous les avons ensuite fait se déplacer autour de la position de Helmholtz. Celle-ci correspond le mieux au modèle dipolaire et semble également envisageable.

La réalisation devra donc s'orienter selon les possibilités mécaniques vers une source à 1 ou à 3 axes. Nous pensons qu'il sera préférable de choisir une source tri-axiale, perdant un peu au niveau dipolarité mais finalement parfaitement connue et facilement manoeuvrable. Le moment magnétique crée par ces sources sera orientable dans l'espace en jouant sur le courant d'alimentation. La réalisation de cette source n'a pas été faite dans le cadre de cette thèse et reste à la charge du GESMA.

A2 : Source de champ électrique

Le cahier des charges nous imposait de trouver une source électrique dont la fréquence pouvait varier de 1 à 10 Hz. La longueur de peau varie alors de 80 m à 250 m. La valeur maximale du moment résultant demandé atteint 25 Am. Si les sources de champ magnétique sont très courantes, les sources de champ électrique sont plus rares. [TOSSMAN79] présente la réalisation d'une source électromagnétique de calibration pour la prospection géophysique sous-marine. La source électrique est composée de deux électrodes sous la forme de portions de sphères en acier inoxydable recouvertes d'anodes sacrificielles plates en zinc. Le but de cette réalisation était de fournir un moment électrique très grand et la dipolarité de la source n'était pas requise.

Nous avons plutôt cherché à avoir une source parfaitement connue et dipolaire. Nous nous sommes orientés vers une source dipolaire composée de deux sphères chargées.

A-2-1 Théorie des images

Imaginons que notre source soit constituée des deux sphères de la figure 20 :

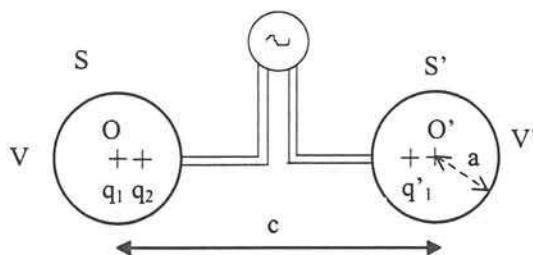


Figure 98 : Structure de la source électrique

Pour calculer la capacité des deux sphères nous allons utiliser la théorie des images présentée dans [DURAND68B]. Soient 2 sphères S et S' de rayon a et dont les centres sont à une distance c l'un de l'autre. Posons $m = a / c$.

C11 est la capacité propre de S, elle correspond à la charge de S portée au potentiel 1. C12 est le coefficient d'influence de S sur S', la charge de S' est alors portée au potentiel 0. On peut

réaliser ces potentiels en plaçant des images q_1, q_2, \dots, q_n et q'_1, q'_2, \dots, q'_n à des distances d_1, d_2, \dots, d_n et d'_1, d'_2, \dots, d'_n des centres O et O'.

$$q_1 = 4\pi\epsilon a$$

$$d_1 = 0$$

$$q'_1 = -4\pi\epsilon m a$$

$$d'_1 = mb$$

$$q_2 = 4\pi\epsilon \frac{m^2 a}{1 - m^2}$$

$$d_2 = \frac{ma}{1 - m^2}$$

$$q'_2 = -4\pi\epsilon \frac{m^3 a}{1 - 2m^2}$$

$$d'_2 = \frac{m(1 - m^2)a}{1 - 2m^2}$$

$$q'_n = -\frac{a \times q_n}{c - d_n}$$

$$d'_n = \frac{a^2}{c - d_n}$$

$$q_{n+1} = -\frac{a \times q'_n}{c - d'_n}$$

$$d_{n+1} = \frac{a^2}{c - d'_n}$$

On a alors $C11 = \Sigma q_n$ et $C12 = \Sigma q'_n$.

Or, la charge de la sphère S en présence de la sphère S' vaut: $Q = C11.V + C12.V'$.

On porte les deux sphères à des potentiels V et V' tels que $V = -V'$.

Donc $Q = (C11 - C12) V$. La capacité de S en présence de S' vaut donc : $C = C11 - C12$

D'où:

$$C = \Sigma (q_n - q'_n)$$

A-2-2 Dimensionnement

Le moment électrique imposé dans le cahier des charges vaut $p = 25 \text{ Am}$.

Nous travaillons en milieu marin où la résistivité vaut $\rho = 0.25 \text{ } \Omega\text{m}$ et la permittivité $\epsilon = 80 \epsilon_0$.

Pour calculer ce dimensionnement nous nous plaçons en régime continu où $p = I.c$, où c est la distance entre les 2 sphères.

Pour dimensionner cette structure, on impose le courant I traversant les sphères, donc la distance entre les deux sphères c.

Soit R, la résistance d'une sphère et V son potentiel, alors $R = V/I$. De plus, $CR = \rho\epsilon$.

Or $C = \Sigma (q_n - q'_n)$.

En imposant à V une valeur réaliste avec une alimentation courante, on trouve facilement la valeur du rayon a des sphères.

Dans un premier dimensionnement, nous avons choisi une structure où les deux sphères sont suffisamment éloignées pour ne pas avoir d'influence notable l'une de l'autre. Elles sont reliées par un tube rigide très fin contenant les câbles d'alimentation et ne modifiant pas l'allure des lignes de courant. Cette solution est difficile à réaliser techniquement mais reste facilement navigable.

Dans un second dimensionnement, nous avons voulu rapprocher les sphères afin d'avoir une structure plus compacte et nous avons désirer les relier par un tube isolant. Cette solution attractive pose un problème lié à la modification des lignes de champ ainsi qu'une accumulation de charges près des sphères due à la différence de conductivité entre la mer et le matériau. C'est pourquoi, nous avons décidé de mettre entre les sphères, non pas un tube isolant, mais une sphère isolante « orthogonale » s'harmonisant avec les lignes de courant. L'orthogonalité est définie de la façon suivante : l'intersection de la sphère isolante avec une sphère conductrice correspond au point commun de la sphère conductrice et de la tangente à cette sphère passant par le milieu de la sphère isolante (Figure 99).

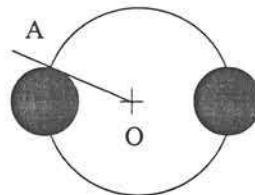


Figure 99 : Source électrique avec sphère isolante

Cette structure a l'avantage d'être plus facilement réalisable que la précédente. En revanche, elle est moins facilement navigable.

Nous avons vérifié grâce au logiciel Flux2D la dipolarité de cette source.

Analytiquement par la théorie des images, pour prendre en compte l'influence d'une sphère sur l'autre dans le calcul du potentiel crée par cette source, il nous faut chercher un ensemble de deux charges équivalentes aux deux sphères qui correspondrait au barycentre des images.

En effet, le moment dipolaire électrique est en fait égal à $p = I.d$ avec $d =$ distance entre les charges équivalentes et non pas distance entre le centre des deux sphères.

Or la charge de S en présence de S' vaut $Q = \sum(q_n - q'_n) \cdot V$ et inversement, la charge de S' en présence de S vaut $Q' = \sum(p_n - p'_n) \cdot V'$ avec p_n et p'_n les images permettant de porter S et S' aux potentiels 0 et 1. On a alors $p_n = -q_n$ et $p'_n = -q'_n$. Les charges Q et Q' sont bien égales et opposées. Les charges q_n et p_n sont distantes du centre C (placé à mi-distance de O et O', centres des sphères) de $c/2 - d_n$. La distance d entre les charges équivalentes vaut donc en fait :

$$d = \frac{\sum \left[q_n \left(\frac{c}{2} - d_n \right) - q'_n \left(\frac{c}{2} - d'_n \right) \right]}{\sum (q_n - q'_n)} \quad (\text{A2-1})$$

A partir des calculs analytiques du dipôle et des résultats de Flux2D, nous pouvons conclure que la source calculée est bien dipolaire et connue.

Cette source, pour répondre au cahier des charges, doit être orientable dans l'espace. Or, contrairement à la source magnétique, il n'est pas possible de prendre trois dipôles électriques, chacun orienté suivant un axe. En effet, compte tenu des propriétés conductrices de la mer, des phénomènes perturbateurs comme le rebouclage des lignes de courant d'un dipôle à l'autre risquerait de fausser les résultats. Cette source sera donc suspendue à un petit bateau destiné à cet effet et nommé « poisson ». Elle sera orientée mécaniquement en fonction des besoins. Concernant, l'interface eau de mer / air ou l'influence du poisson, nous considérerons que cette interface étant présente lors de toutes les mesures, elle fera partie de la fonction de transfert entre la source et le capteur caractérisant le milieu.

Conclusion

Des sources électrique et magnétique ont ainsi été dimensionnées. Les deux choix finalement adoptés sont :

- pour la source magnétique : suivant chaque axe deux solénoïdes formant une source dipolaire, moment orientable par simple ajustement des courants.

- pour la source électrique : une paire de sphères conductrices reliées par une sphère isolante créant un moment dipolaire orientable mécaniquement.

Ces sources ont été dimensionnées à partir de l'hypothèse que le milieu marin était homogène. La réalisation ainsi que l'aspect mécanique de l'étude sera effectuée par le GESMA.

Bibliographie

- [ALGER65] ALGER P.L.
The induction machine
Gordon and Breach 1965
- [BELOT] BELOT A.
Calcul des fuites et inductances de fuites de l'induit
Techniques de l'ingénieur, D440
- [BELHOUCINE93] BELHOUCINE B.
Phénomènes électromagnétiques internes et externes aux structures électrotechniques
Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble, novembre 1993
- [BERNHEIM83] BERNHEIM M.
Création et mesure de champs magnétiques quasi dipolaires
L'onde électrique 1983, vol.63, n°3
- [BOURGOIN93] BOURGOIN E.
Relations entre les composantes symétriques des courants induits d'une machine à induction et les harmoniques d'espace dans l'entrefer. Etudes théorique et expérimentale.
Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble, septembre 1993
- [BRUNOTTE91] BRUNOTTE X.
Modélisation de l'infini et prise en compte de régions magnétiques minces-Application à la modélisation des aimantations de navires
Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble, décembre 1991
- [BRUNOTTE93] BRUNOTTE X., MEUNIER G., BONGIRAUD J.P.
Ship magnetizations modelling by the finite element method
IEEE transactions on magnetics, vol.29, n°2, May 1993
- [CAMERON86] CAMERON J.R., THOMSON W.T., DOW A.B.
Vibration and current monitoring for detecting airgap eccentricity in large induction motors
Proceedings of IEE, vol. 133, n°3, May 1986
- [CARTER76] CARTER R.G.
A system design for production of uniform magnetic fields
Proceedings of IEE, vol. 123, n°11, November 1976
- [COMBIMAC87] Brevet 8702756 Hollande
Strooiveldarme elektrische machine
November 1987
- [COMBIMAC88] Brevet 8802840 Hollande
Strooiveldarme elektrische machine
November 1988

- [CORSON79] CORSON D.R., LORRAIN P.
Champs et ondes électromagnétiques
Armand Colin-collection U 1979
- [DEBORTOLI93] DEBORTOLI M.J., SALON S.J., BUROW D.W., SLAVIK C.J.
Effects of rotor eccentricity and parallel windings on induction machine behavior : a study using finite element analysis
IEEE transactions on magnetics, vol.29, n°2, March 1993
- [DORRELL95] DORRELL D.G.
Characteristics and detection of eccentric rotors in cage induction motors
Electromotion 2, pp 129-137, 1995
- [DORRELL97] DORRELL D.G., THOMSON W.T., ROACH S.
Analysis of airgap flux, current, and vibration signals as a function of the combination of static and dynamic airgap eccentricity in 3-phase induction motors
IEEE transactions on industry applications, vol.33, n°1, February 1997
- [DURAND68A] DURAND E.
Magnétostatique
Masson et Cie 1968
- [DURAND68B] DURAND E.
Electrostatique, tomes I, II, III
Masson et Cie 1968
- [FLUX2D] *Flux2D, version 7.1, Notice d'utilisation*
Août 94, Cedrat SA (France), Magsoft Co (USA)
- [FLUX3D] *Flux3D, version 2.01, Notice d'utilisation*
Nov 93, Cedrat SA (France), Magsoft Co (USA)
- [FOURNET] FOURNET G.
Electromagnétisme
Techniques de l'ingénieur, D1020 à D1028
- [GUERIN94] GUERIN C.
Détermination des pertes par courants de Foucault dans les cuves de transformateurs - Modélisation de régions minces et prise en compte de la saturation des matériaux magnétiques en régime harmonique.
Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble, septembre 1994
- [GUERIN94] GUERIN C., TANNEAU G., MEUNIER G., LABIE P., NGNEGUEU T.
A shell element for computing 3D eddy currents - Application to transformers
IEEE transactions on magnetics, vol.31, n°3, May 1995

- [GEORGES93] GEORGES, HENOT, BRIERE DE L'ISLE
Optimisation de maillages tridimensionnels
Strucome, 1993
- [GESELOWITZ65] GESELOWITZ D.B.
Two theorems concerning the quadrupole applicable to electrocardiography
IEEE transactions on bio-medical engineering, volBME-12, n°3/4, 1965
- [HASPER91] HASPER H.
Reduction of magnetic strayfield from squirrel-cage induction motors
Rapport COMBIMAC, 22 février 1991
- [HPV] HPVEE reference
copyright 95 HP company
- [HSU94] HSU J.S., STEIN J.
Effects of eccentricities on shaft signals studied through windingless rotors
IEEE transactions on Energy Conversion, vol.9, n°3, September 1994
- [IMHOFF89] IMHOFF JF.
Modélisation magnétique et mécanique des machines électriques par la méthode des éléments finis.
Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble, octobre 1989
- [JACKSON62] JACKSON J.D.
Classical electrodynamics
J.Wiley and Sons 1962
- [KARADY94] KARADY G.G., BERISHA SH.H., DEMKO J.A., SAMOTYJ M.
Variable speed motor drive generated magnetic fields
IEEE transactions on Power Delivery, vol.9, n°3, July 1994
- [KEPCO] Instruction manual
Kepco, Inc, 131-38 Sanford avenue, Flushing, NY 11352 USA
- [LE COAT97] LE COAT G., LE THIEC P., BONGIRAUD J.P., FOGGIA A.
Electromagnetic signature of a propulsion induction machine
All Electric Ships 97, Paris, Mars 1997
- [LE COAT97] LE COAT G., FOGGIA A., BONGIRAUD J.P., MEUNIER G., SALUDJIAN L.
Etude de la signature électromagnétique d'une machine asynchrone par la méthode des éléments finis
NUMELEC 97, Lyon, Mars 1997

- [LE COAT97] LE COAT G., LE THIEC P., BONGIRAUD J.P., FOGGIA A.
Electromagnetic signature of induction machines
Proceedings of IEMDC 97, Milwaukee, USA, Mai 1997
- [LE COAT97] LE COAT G., FOGGIA A., BONGIRAUD J.P., LE THIEC P.
Electromagnetic stray fields of a propulsion induction machine.
MARELEC 97, Londres, Angleterre, Juin 1997
- [LE COAT97] LE COAT G., FOGGIA A., BONGIRAUD J.P.
Electromagnetic signature of an propulsion-induction machine, a finite element approach.
Proceedings of COMPUMAG 97, Rio, Brésil, Novembre 1997
- [LEGRIS96] LEGRIS M.
Identification de l'état magnétique d'un système ferromagnétique à partir de mesures du champ proche.
Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble, novembre 1996
- [MC GRAW] MC GRAW - HILL
Electricity and magnetism
Berkeley physics course, vol. 2
- [MICHAX97] MICHAX R., LETELLIER P.
Les machines discoïdes à champ axial dans les systèmes de propulsion électrique.
Revue de l'électricité et de l'électronique (SEE), Mars 1997, n°3
- [NISHIZAWA87] NISHIZAWA H., ITOMI K., HIBINO S., ISHIBASHI F.
Study on reliable reduction of stray load losses in three-phase induction motor for mass production
IEEE transactions on Energy Conversion, vol.EC-2, n°3, Sept. 1987
- [NGUYEN96] NGUYEN V.
Système de création de champ magnétique homogène à aimants ferrites pour l'imagerie RMN.
Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble, septembre 1996
- [PREIS91] PREIS K., BARDI I., BIRO O., MAGELE C., RENHART W., RICHTER K.R.
Numerical analysis of 3D magnetostatic fields
IEEE transactions on Magnetics, vol. 27, n°5, Sept. 1991
- [POULBOT93] POULBOT V.
Contribution à l'étude des champs électriques très basses fréquences en milieu océanique
Thèse, Ecole Centrale de Lyon, octobre 1993

- [SAHRAOUI93] SAHRAOUI O.
Calcul des schémas équivalents de la machine asynchrone par la méthode des éléments finis
Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble, novembre 1993
- [SALUDJIAN97] SALUDJIAN L.
Optimisation en électrotechnique par algorithmes génétiques
Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble, juin 1997
- [TAIEB92] TAIEB BRAHIMI A.
Contribution à la modélisation de la machine asynchrone à cage par logiciels d'éléments finis 2D et 3D
Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble, juin 1992
- [THOMSON97] THOMSON W.T., RANKIN D., DORRELL D.G.
On-line current monitoring to diagnose airgap eccentricity - An industrial case history of a large high-voltage three-phase induction motor
Proceedings of IEEE International Electric Machines and Drives Conference, May 1997
- [TIXADOR97] TIXADOR P., DAFFIX H., SIMON F., BRUNET Y.
Moteur couple supraconducteur à aimants permanents
Revue de l'électricité et de l'électronique (SEE), Mars 1997, n°3
- [TOSSMAN79] THAYER D.L., SHEER L., TOSSMAN B.E.
A triaxial coil receiver system for the study of subsurface electromagnetic propagation
IEEE journal on oceanic engineering, vol. OE-7, n°2, April 1982
- [TOSSMAN79] TOSSMAN B.E., THAYER D.L., SWARTZ W.A.
An underwater towed electromagnetic source for geophysical exploration
IEEE journal on oceanic engineering, vol. OE-4, n°3, July 1979
- [VASSENT90] VASSENT E.
Contribution à la modélisation des moteurs asynchrones par la méthode des éléments finis.
Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble, novembre 1990
- [WEAVER67] WEAVER J.T.
The quasi-static field of an electric dipole embedded in a two layer conducting half-space
Canadian Journal of Physics 1967, vol.45
- [WIKSWO84] WIKSWO J.P., SWINNEY K.R.
A comparison of scalar multipole expansions
Journal of Applied Physics 1984, vol.56, n°11

-
- [WIKSWO85] WIKSWO.J.P., SWINNEY K.R.
Scalar multipole expansions and their dipole equivalents
Journal of Applied Physics 1985, vol.57, n°9
- [ZILJSTRA67] ZILJSTRA H.
Experimental methods in magnetism 1
E.P.Wohlfarth, North-Holland publishing company 1967, vol.IX
- [ZGAINSKI96] ZGAINSKI FX.
Un pré-processeur pour l'électromagnétisme, l'électro-mécanique et l'électro-acoustique.
Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble, octobre 1996

Discrétion électromagnétique des machines électriques tournantes

Toute machine électrique est source de fuites électromagnétiques externes. Ces champs, de valeurs faibles d'un point de vue électrotechnique classique, peuvent se révéler néfastes pour certaines applications, notamment dans le domaine de la détection. L'objectif de cette thèse est donc la discrétion électromagnétique des machines électriques tournantes.

Un banc d'essais et un protocole de mesures ont été mis en place. Ils permettent d'étudier avec précision la signature électromagnétique des machines à différentes distances, ainsi que l'influence de certains paramètres comme la nature des flasques ou la présence du rotor. Les effets d'une excentricité sur le rayonnement ont également été évalués dans une optique de prévention et de maintenance des machines électriques.

Des modèles numériques, utilisant les éléments finis, ont ensuite été développés. Le modèle 2D ne convient que pour des études qualitatives, ses hypothèses ne rendant pas suffisamment compte de la réalité. L'intérêt du modèle 3D réside dans sa capacité à représenter correctement les phénomènes physiques à l'extérieur de la machine.

Un modèle analytique est également proposé dans ce mémoire. De conception simple, basée sur la représentation par moments dipolaires équivalents, il aide à la compréhension de la signature électromagnétique.

Enfin, grâce à ces modèles, des solutions de compensations optimales des fuites par un blindage actif, sont envisagées après une présentation de l'état de l'art des solutions utilisées actuellement.

Mots clefs : discrétion machine électrique signature électromagnétique
champs faibles compensation éléments finis
fuites mesures magnétiques

Electromagnetic stray fields silencing of electrical machines

Every electrical machine produces electromagnetic stray fields. Those fields have low values in term of classical electrotechnics, but in other applications they seem high, like for example in magnetic detection. In this way the aim of this thesis is the reduction of electromagnetic stray fields of electrical machines.

An experimental set has been installed. It allows to study, with a great accuracy, the electromagnetic signature of machines and the influence of some elements as the presence of end shields, and the rotor. The effect of eccentricity has been shown in a purpose of machine safety and maintenance.

Numerical models have been developed. The 2D model gives only qualitative results because of its hypothesis : end windings not taken into account and infinite length of the machine. The 3D model is able to represent physical phenomena outside the machine.

A simple analytical model is also described in this thesis. It is based on the representation by equivalent magnetic dipoles. It helps to understand the signature of the machines.

Finally, thanks to those models, solutions for stray fields reduction, as an active shielding, have been considered, after a review of the present usual solutions.

Key words : electrical machine electromagnetic signature stray fields
active shielding finite elements magnetic measurements