



Actionneur linéaire rapide - Application aux soupapes électromagnétiques

Ando Tiana Raminosoa

► To cite this version:

Ando Tiana Raminosoa. Actionneur linéaire rapide - Application aux soupapes électromagnétiques. Energie électrique. Université de Grenoble, 2012. Français. NNT: . tel-00750824v1

HAL Id: tel-00750824

<https://theses.hal.science/tel-00750824v1>

Submitted on 12 Nov 2012 (v1), last revised 7 Oct 2013 (v2)

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **GENIE ELECTRIQUE**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Ando Tiana RAMINOSOA

Thèse dirigée par **Christian CHILLET** et **Jean-Paul YONNET**

préparée au sein du **Laboratoire de Génie Electrique de Grenoble (G2Elab)**

dans l'**École Doctorale Electronique, Electrotechnique, Automatique, Traitement du Signal (EEATS)**

Actionneur linéaire rapide – Application aux soupapes électromagnétiques

Thèse soutenue publiquement le **11 septembre 2012**,
devant le jury composé de :

M. Georges BARAKAT

Professeur des Universités, GREAH – Université du Havre (Membre)

M. Mohamed GABSI

Professeur des Universités, SATIE – E.N.S Cachan (Rapporteur)

M. Christophe ESPANET

Professeur des Universités, FEMTO-ST – Université de Franche-Comté, Belfort
(Rapporteur et Président)

M. Jean-Paul YONNET

Directeur de Recherche CNRS, Grenoble INP (Directeur de thèse)

M. Christian CHILLET

Chargé de Recherche CNRS, Grenoble INP (Encadrant de thèse)

Mme. Manuela MATEOS BUGATTI

Ingénieur R&D chez VALEO à Cergy-Pontoise (Membre)



Remerciements

Mes travaux de thèse ont été réalisés au G2ELab, en partenariat avec la société VALEO Cergy-Pontoise dans le cadre d'un contrat CIFRE.

Tout d'abord, c'est à mon jury de recevoir mes sincères remerciements. Je remercie notamment Christophe Espanet mon rapporteur, pour avoir accepté d'examiner et de rapporter sur mes travaux de thèse. En tout cas merci pour avoir accepté d'échanger avec moi durant l'été sur chaque chapitre ; les remarques étaient pertinentes et intéressantes. Cela m'a inspiré dans la préparation de ma présentation.

Je remercie aussi Mohamed Gabsi, mon deuxième rapporteur, pour ses remarques intéressantes dans le rapport et lors de la soutenance. Nous aurons sans doute, à moyen terme, l'occasion d'échanger sur différentes thématiques.

Merci aussi à Georges Barakat d'avoir accepté de faire partie de mon jury. Je suis désolé pour l'empêchement de dernière minute que vous avez eu, j'aurais vraiment aimé vous rencontrer lors de la soutenance.

Je remercie chaleureusement mes encadrants G2ELab et VALEO pour ces trois années que nous avons passées ensemble, que j'ai beaucoup appréciées. Ces trois années ont été très fructueuses, notamment grâce à nos nombreux échanges et l'ambiance agréable qui régnait entre nous.

En premier lieu je tiens à remercier Christian Chillet, qui m'a le plus suivi tout au long de ma thèse, au niveau des travaux, des rapports et des présentations. Merci Christian pour ta gentillesse, ta patience et ton soutien, et aussi pour m'avoir fait comprendre qu'il est important de toujours avoir un regard critique dans le domaine de la recherche. Merci aussi pour ta disponibilité et pour ton support, car il suffisait de venir frapper à ta porte lorsque j'avais besoin de te consulter et tu venais prendre souvent des nouvelles.

Je remercie Marylin Fassenet, qui malgré ses nombreuses heures d'enseignement trouvait toujours du temps à me consacrer. En tout cas Marylin, j'ai été étonné lorsque tu répondais à certain de mes mails tard le soir ou même le week-end. Je te remercie aussi pour ta disponibilité, tes encouragements, et aussi pour ta réactivité quand je t'envoyais quelque chose à examiner.

Je remercie Jean-Paul Yonnet mon directeur de thèse, autant pour son support au niveau scientifique qu'administratif. Nous pouvons notamment citer les démarches et les documents à fournir pour la Préfecture. Merci aussi pour ta patience Jean-Paul et pour tes conseils tout au long de ces trois années.

Je remercie mes encadrants du côté VALEO et aussi les autres collègues pour m'avoir facilité l'intégration au sein de l'entreprise. Je remercie Emmanuel Talon pour son suivi régulier de mes travaux, ainsi que les échanges nous avons eus tout au long de la thèse. Merci Emmanuel pour ta confiance et la flexibilité que tu m'as accordée pour mener à bien ces travaux de thèse. A part cela je reconnais que c'est difficile de prendre le TGV le matin pour nos réunions et repartir vers 17h pour Paris.

Merci à Manuela Mateos Bugatti pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse. Manuela, tu as peut-être été prévenue à la fin de la rédaction du mémoire, mais tu as réussi à avoir rapidement un regard critique sur mes travaux et le contenu du mémoire.

Du côté VALEO je remercie aussi François Machet, mon n+1 durant les deux premières années de thèse et durant quelques mois de la troisième année, pour la confiance et la marge de manœuvre qui m'ont été accordées dans la réalisation de mes travaux.

Bien entendu je n'oublie pas tous les autres membres du G2ELab, qui par leur sympathie m'ont bien accueilli et bien intégré au laboratoire. Du côté de l'administration je pense notamment à Gérard Meunier, Rosita, Valérie, Elise, Jacqueline, Nadine et Daniel.

Les ITA apportent vraiment de la joie dans le laboratoire, c'est l'un des meilleurs souvenirs que je garde. Merci à Djidji ou Claude Brun, Mireille, Sylvie notre gentille bibliothécaire (qui me rappelle souvent à l'ordre pour les livres et les pc portables), Eric, François, Roland, Antoine, Sébastien, Cédric, Stéphanie, Isabelle, Marie-Thérèse, Florence, et Jean-Luc pour leur gentillesse et leur bonne humeur quotidienne.

Il y a aussi les autres permanents, enseignants-chercheurs et chercheurs que j'ai côtoyés depuis mon master jusqu'à maintenant, et avec qui je m'entends bien. Merci à Afef, Delphine, Hervé, Laurent, Benoît, Fred, Jean-Christophe, Marie-Cécile, Seddik, Daniel, Jean-Louis, Lauric, Aktham et Gilles pour l'ambiance conviviale et les discussions informelles mais enrichissantes que nous avons eues.

Et enfin vient le tour de mes amis, que je remercie de tout mon cœur pour m'avoir supporté et soutenu à tout moment. J'ai beaucoup de chances de vous avoir, et tout ce j'ai vécu avec vous fait partie des meilleurs moments de ma vie.

Merci à Ni pour m'avoir montré diverses activités extra-universitaires (comme le ski ou les randonnées), mais aussi pour m'avoir aidé à me faire d'autres amis. Une chose est sûre, ta présence rend l'ambiance à la fois animée et joyeuse. C'est en grande partie grâce à toi que ces trois ans se sont passés sereinement.

Merci Sylvain (derrière moi dans l'open space) pour ta sympathie, et aussi pour l'ambiance sereine que tu procures. Nous avons traversé pas mal de choses au labo (notamment sur les modèles réticulés), mais aussi hors du labo (notamment au Berthom). Ce sont là de très bons souvenirs, et la liste serait un peu longue à dresser.

Une mention particulière pour toi Mickaël et ta gentillesse. Tu n'hésites pas à donner un coup de main quand tu en as la possibilité, et pour moi tu es l'un des plus appréciés au labo. A part cela, merci de m'avoir fait connaître la Chimey Bleue et merci pour ta cuisine qui est excellente.

Je tiens à te remercier Fanny, pour tes précieux conseils pour la thèse et le quotidien en général, pour m'avoir remonté le moral (à moi et aussi aux autres) dans les périodes difficiles. A part cela, les activités que tu proposais étaient vraiment sympas: jeux de société, vtt, sorties restaurant etc. Pour moi tu as été la doctorante modèle.

Merci Mathieu pour ta sympathie, et ta patience lorsque je débutais au ski. En tout cas tu sais remonter le moral aux gens. Je me rappellerai toujours des apéros sympas que tu organisais, ainsi que de ta soirée crêpes. A part ça, j'ai bien aimé la planche à voile, mais il me faudra du temps avant de maîtriser.

Merci Christophe pour avoir été un voisin (d'immeuble et de conférence) compréhensif, pour m'avoir conseillé de louer un Métro Vélo et aussi pour tes conseils avisés en maths. Une chose est sûre, je suis impressionné par les randonnées que tu fais, et ton rythme est très rapide pour moi.

Rassure-toi Anthony, je ne t'oublie pas même si tu passes la deuxième moitié de ta thèse en entreprise. Les soirées passées à Grenoble étaient sympas, et merci pour m'avoir souvent ramené vers le tram. A part cela, nous avons eu des échanges très enrichissants au cours de la thèse (modèles de pertes fer).

Bertrand, il va falloir te préparer à voir partir certains doctorants à la fin de leur thèse. Je dis ça parce que tu fais partie des permanents. En tout cas c'est sympa de te côtoyer dans le labo et lors des soirées.

Un petit tir groupé pour Julien, Morgan, Sylvie, Camille, Wahid, Manel, Filipa et Yunxia : c'est vraiment agréable (et drôle aussi) de vous côtoyer au quotidien. En tout cas merci pour les différents échanges que nous avons eus, sur le travail mais aussi sur autres choses. Au passage, merci Morgan de nous avoir repêchés à chaque fois, Mickaël et moi, lors de la descente de l'Ardèche.

Un autre tir groupé pour Bibi, Yasmine, Abir, Mariam, Jose, Julian et Raha. Nous avons aussi passé des moments sympas, entre autres lors de différentes soirées et lors des séances de volley. Merci Bibi et Jose (sans oublier Long) pour m'avoir emmené aux urgences lors de mon entorse à la cheville.

Une petite pensée pour Luiz et Lyubo : nous formons vraiment un trio de rigolos* (* mot politiquement correct !) à nous trois. A mon avis, nous pouvons encore enrichir notre expérience de Mérindol (Vaucluse) et aussi celle de la randonnée à Vogüe (lors des Journées Scientifiques en Ardèche).

Je remercie aussi mes amis qui ne sont pas du G2ELab, pour leur sympathie et pour m'avoir côtoyé. Je pense notamment à Amélie, Lingran, Mathieu et Sylvain du LEPMI, Florie, Ghisbert.

Bien sûr je n'oublie pas ceux de ma promo en Master, grâce à qui j'ai appris à aimer Grenoble. Il s'agit de Yousef, Benoît (TiBen), Van, Hieu et Son.

Je remercie mes cousins Tsarafidy et Tiavina pour le soutien qu'ils m'apportaient depuis mon arrivée en France, et ce malgré la distance entre nos lieux de résidence.

Pour finir, je remercie chaleureusement mes parents, ma sœur et mon frère pour avoir cru en moi et pour m'avoir laissé partir à l'aventure loin de Madagascar. Merci à vous pour tout le soutien (matériel, financier et moral) que vous m'avez donné, cela m'a bien aidé pour arriver jusqu'au diplôme de Doctorat.

Table des matières

Remerciements	3
Table des matières	7
Table des figures	9
Introduction générale	13
Chapitre 1. Présentation de l'actionneur actuel et état de l'art des dispositifs de distribution variable dans les moteurs thermiques	17
I. Présentation de l'actionneur actuellement à disposition	17
1. Principe de fonctionnement de l'actionneur	17
2. Structure magnétique de l'actionneur actuel	22
II. Etat de l'art des dispositifs de distribution variable dans les moteurs thermiques	23
1. Actionneurs électromagnétiques linéaires existants	24
2. Actionneurs électromagnétiques rotatifs	30
3. Dispositifs mécaniques avec arbres à cames	37
III. Conclusion	43
IV. Bibliographie	44
Chapitre 2. Modélisation statique de l'actionneur actuel par réseau de réluctances	47
I. Modèle réluctant de la géométrie en 2D de l'actionneur	47
1. Découpage de l'actionneur et identification du flux magnétique principal et des flux de fuite	48
2. Réluctance des parties ferromagnétiques de l'actionneur	50
3. Réluctance des fuites dans l'air	54
4. Prise en compte analytique du comportement des matériaux	62
5. Comparaison du modèle 2D avec un modèle éléments finis 2D	63
II. Modèle réluctant de la géométrie en 3D de l'actionneur	68
1. Eléments supplémentaires par rapport au modèle 2D	69
2. Comparaison du modèle 3D avec un modèle éléments finis 3D	73
3. Confrontation du modèle réluctant avec un prototype	78
III. Conclusion	83
IV. Bibliographie	84
Chapitre 3. Modélisation analytique des pertes par courants de Foucault dans l'actionneur	85
I. Prédominance des pertes par courants de Foucault dans les parties massives de l'actionneur	85
1. Simulation de l'actionneur en régime transitoire	86
2. Effet de peau non négligeable	88
II. Détermination analytique des courants de Foucault	90
1. Utilité d'imposer le flux magnétique	90
2. Résolution de l'équation de diffusion dans la palette traversée par un flux variable dans le temps	93
3. Possibilité de prendre en compte la saturation de manière semi-analytique	104
4. Démarche détaillée de la détermination de la fonction fondamentale $b_r(y,t)$	111
III. Modélisation dynamique de l'actionneur soumis à un courant variable en entrée	113

1. Perturbations du flux magnétique par les courants de Foucault	114
2. Modèles analytiques des composants dynamiques	116
3. Réponses du flux pour différentes excitations en courant	123
IV. Conclusion.....	130
V. Bibliographie	131
Chapitre 4. Etude d'une autre topologie magnétique pour l'application camless	133
I. Modèle réductant de la nouvelle topologie d'actionneur.....	133
1. Comparaison entre l'ancien et le nouvel actionneur	133
2. Etablissement du modèle réductant de l'actionneur	134
3. Validation du modèle réductant sur un exemple de test	137
II. Dimensionnement de la nouvelle structure au moyen d'une optimisation	140
1. Cahier de charges de l'application camless	140
2. Optimisation de la nouvelle structure.....	142
3. Validation par éléments finis des solutions choisies.....	147
III. Conclusion.....	149
IV. Bibliographie	150
Conclusion et perspectives	151

Table des figures

Figure 1-1 Actionneur Camless avec partie mobile solidaire de la soupape [1]..	18
Figure 1-2 Système de rattrapage de jeu entre les tiges de palette et de soupape [3]	19
Figure 1-3 Description plus en détail des étapes d'un cycle de la soupape	19
Figure 1-4 Représentation schématique de l'actionneur étudié	20
Figure 1-5 Description qualitative des phénomènes magnétiques dans l'actionneur lors d'un cycle de la soupape	21
Figure 1-6 Configuration en V des aimants [6]	22
Figure 1-7 Diminution du flux dans la palette à cause d'une tige ferromagnétique	23
Figure 1-8 Topologies proposées par le laboratoire SATIE pour réaliser une concentration de flux lors de la polarisation [7]	24
Figure 1-9 Création d'une saturation locale dans la palette pour linéariser la force près du collage [7]	25
Figure 1-10 Représentation d'une topologie à polarisation parallèle [11]	25
Figure 1-11 Représentation de l'actionneur camless réalisé au G2ELab [12]	26
Figure 1-12 Exemple d'actionneur à noyau mobile [14]	27
Figure 1-13 Trajets des flux créés par les aimants et par les bobines [14]	27
Figure 1-14 Représentation de l'actionneur proposé par Compact Dynamics [16]	28
Figure 1-15 Structure magnétique de l'actionneur à aimants mobiles [15]	29
Figure 1-16 Alignement de la polarisation des aimants avec celle créée par les bobines [16]	30
Figure 1-17 Exemple d'actionneur rotatif à palette basculante (a) et principe de fonctionnement (b) [12], [17]	31
Figure 1-18 Différentes utilisations possibles de l'actionneur de LSP [18]	32
Figure 1-19 Soupape avec partie flexible accouplée à la liaison pivot [18]	33
Figure 1-20 Principe de fonctionnement de l'actionneur de IAI [19]	34
Figure 1-21 Représentation de la structure magnétique de l'actionneur IAI [20]	34
Figure 1-22 Utilisation de l'actionneur IAI sur un moteur à quatre cylindres [19]-[20]	35
Figure 1-23 Actionneur Camcon vu de l'extérieur [21]	36
Figure 1-24 Vue d'ensemble des liaisons entre les composants de l'actionneur Camcon [21]	36
Figure 1-25 Vue éclatée de la liaison entre le rotor et la soupape [21]	36
Figure 1-26 Structure magnétique du moteur de l'actionneur [21]	36
Figure 1-27 Composants principaux du système Multiair [22]	38
Figure 1-28 Détails du circuit hydraulique du Multiair [23]	39
Figure 1-29 Profils de soupape correspondant aux différents modes de fonctionnement offerts par le Multiair [22]	40
Figure 1-30 Eléments du dispositif Valvetronic	41
Figure 1-31 Profils de levée de la soupape à l'admission et à l'échappement [25]	43
Figure 2-1 Entrefer à 0,1 mm et courant défluxant les aimants	48
Figure 2-2 Entrefer à 0,1 mm et courant nul	48
Figure 2-3 Entrefer à 0,1 mm et courant renforçant les aimants	48

Figure 2-4 Représentation schématique du flux principal et des flux de fuite dans la moitié du corps supérieur de l'actionneur et dans la palette mobile	49
Figure 2-5 Schéma réductant de l'actionneur en 2D	49
Figure 2-6 Approximation des lignes d'induction dans la palette	51
Figure 2-7 Approximation des lignes d'induction dans la jambe centrale	52
Figure 2-8 Approximation des lignes d'induction à l'intérieur et autour des parties ferromagnétiques restantes	54
Figure 2-9 Approximation des fuites entre la palette et les parties fixes de l'actionneur	56
Figure 2-10 Etablissement du réseau de réductances autour de la palette et dans les entrefers	58
Figure 2-11 Fuites autour de la jambe centrale et fuites reliant les deux jambes de l'actionneur	59
Figure 2-12 Etablissement de la réductance d'un élément trapézoïdal	60
Figure 2-13 Réseau de réductances autour des parties fixes de l'actionneur	61
Figure 2-14 Courbe $H(B)$ du matériau constituant la palette	62
Figure 2-15 Courbe $H(B)$ des autres parties de l'actionneur	63
Figure 2-16 Réductance mise en jeu pour la comparaison des flux magnétiques	64
Figure 2-17 Cartographie du flux magnétique obtenu par réseau de réductances et par éléments finis	64
Figure 2-18 Erreur relative commise par rapport aux éléments finis pour chaque entrefer et courant	65
Figure 2-19 Réductances intervenant dans le calcul de la force magnétique	66
Figure 2-20 Cartographie de la force magnétique obtenue par réseau de réductances et par éléments finis	67
Figure 2-21 Erreur relative commise par rapport à Flux2D sur la force magnétique	68
Figure 2-22 Formes et localisation des fuites dans la troisième dimension du quart du corps supérieur de l'actionneur	69
Figure 2-23 Observation des flux de fuite dans différentes vues	70
Figure 2-24 Schéma réductant de la géométrie en 3D de l'actionneur	72
Figure 2-25 Concentration du flux magnétique au niveau des éléments directement en regard avec la palette	73
Figure 2-26 Réductance mise en jeu pour la comparaison des flux magnétiques pour le modèle 3D	74
Figure 2-27 Cartographie du flux magnétique obtenu par réseau de réductances et par Flux3D	75
Figure 2-28 Cartographie de l'erreur relative commise sur le flux magnétique ..	76
Figure 2-29 Réductances intervenant dans le calcul de la force magnétique pour le modèle 3D	76
Figure 2-30 Cartographie de la force magnétique obtenue par réseau de réductances et par Flux3D	77
Figure 2-31 Cartographie de l'erreur relative commise sur la force magnétique ..	78
Figure 2-32 Montage de l'actionneur sur une machine de traction pour mesurer la force exercée sur la palette	79
Figure 2-33 Lissage des courbes des forces mesurées	80
Figure 2-34 Confrontation du modèle réductant avec des mesures sur prototype	81
Figure 2-35 Ecart relatif de la force obtenue par réseau de réductances par rapport aux mesures	82
Figure 2-36 Ecart absolu de la force obtenue par réseau de réductances par rapport aux mesures	82

Figure 3-1 Modèle éléments finis de l'actionneur simulé en régime transitoire ..	86
Figure 3-2 Circuit électrique associé au modèle éléments finis de l'actionneur ..	86
Figure 3-3 Bilan énergétique de l'actionneur en régime moteur élevé.....	87
Figure 3-4 Répartition de la densité de courant dans la palette et dans l'aimant	88
Figure 3-5 Observation de l'effet de peau sur la répartition de l'induction magnétique dans la palette lors du défluxage des aimants	89
Figure 3-6 Démarche de récupération du flux statique dans la palette pour majorer les pertes par courants de Foucault	90
Figure 3-7 Accès à une valeur indicative de la dérivée du flux dans la palette ..	90
Figure 3-8 Isolation de la partie étudiée de la palette pour le calcul des courants de Foucault [4]	91
Figure 3-9 Répartition de l'induction magnétique dans l'épaisseur de la palette lors de la montée du flux en rampe (a) et lors du palier (b)	95
Figure 3-10 Répartition de la densité de courant dans l'épaisseur de la palette lors de la montée du flux en rampe (a) et lors du palier (b)	96
Figure 3-11 Principe de la discrétisation du flux en un tableau de points.....	97
Figure 3-12 Evolution au cours du temps du flux imposé à travers la plaque....	99
Figure 3-13 Induction magnétique (a) et densité de courant (b) dans l'épaisseur de la palette à $t=30 \mu s$	100
Figure 3-14 Pertes dans la plaque provoquées par le flux imposé.	101
Figure 3-15 Moitié de l'exemple d'actionneur en forme de E simulée en régime transitoire	101
Figure 3-16 Evolution du courant, de la position et du flux transitoire dans la palette au cours du temps.....	102
Figure 3-17 Induction magnétique (a) et densité de courant (b) dans l'épaisseur de la palette à $t=1,2 ms$	103
Figure 3-18 Comparaison des pertes calculées analytiquement et sous Flux2D	104
Figure 3-19 Algorithme de résolution semi-analytique.....	108
Figure 3-20 Champ magnétique dans la palette saturée à $t=1ms$	109
Figure 3-21 Induction magnétique dans la palette saturée à $t=1ms$	109
Figure 3-22 Densité de courant dans la palette saturée à $t=1ms$	109
Figure 3-23 Champ magnétique la palette saturée à $t=3ms$	110
Figure 3-24 Induction magnétique dans la palette saturée à $t=3ms$	110
Figure 3-25 Densité de courant dans la palette saturée à $t=3ms$	110
Figure 3-26 Evolution des pertes par courants de Foucault dans la palette saturable.....	111
Figure 3-27 Comparaison des flux statique et transitoire pour une rampe de courant en entrée.....	114
Figure 3-28 Exemple de modélisation d'un circuit magnétique par un réseau R-L en échelle [15]	115
Figure 3-29 Evolution de la réluctance (a) et de « l'eddy inductance » (b) en fonction de la fréquence.....	119
Figure 3-30 Evolution du module (a) et de l'angle (b) des composants dynamiques en série avec différentes réluctances statiques	120
Figure 3-31 Exemple à 4 branches du réseau en échelle proposé [12]	121
Figure 3-32 Erreurs relatives des parties réelles et imaginaires du modèle en échelle en fonction de la fréquence réduite. (pour 3 et 5 branches)	122
Figure 3-33 Principe de modélisation de l'actionneur par un réseau réluctant dynamique	124
Figure 3-34 Réseau réluctant dynamique pour l'étude fréquentielle	124
Figure 3-35 Evolution de la valeur efficace du flux (a) et de son angle (b) en fonction de la fréquence.....	125

Figure 3-36 Insertion du réseau en échelle dans le circuit magnétique de l'actionneur	126
Figure 3-37 Evolution du flux à travers la partie étudiée de la palette	127
Figure 3-38 Evolution des pertes par courants de Foucault dans la partie étudiée de la palette	127
Figure 3-39 Modèle réductant dynamique de l'exemple d'actionneur comportant les fuites dues aux variations d'entrefer	128
Figure 3-40 Evolution du flux magnétique transitoire dans la partie étudiée de la palette	129
Figure 3-41 Evolution des pertes calculées par réseau réductant dynamique et par Flux2D	129
Figure 4-1 Structures magnétiques de l'ancien et du nouvel actionneur.....	134
Figure 4-2 Découpage et cotation du nouvel actionneur en 2D	135
Figure 4-3 Fuites dans la troisième dimension du nouvel actionneur	135
Figure 4-4 Schéma réductant 3D de la nouvelle structure d'actionneur	136
Figure 4-5 Evolution des dimensions des éléments ferromagnétiques sous l'entrefer dans la jambe externe (palette collée à gauche, palette décollée à droite)	136
Figure 4-6 Cartographie du flux magnétique dans la palette en fonction du courant et pour différents entrefers du cas test.....	138
Figure 4-7 Erreur relative commise par rapport à Flux3D sur le flux magnétique du cas test	138
Figure 4-8 Cartographie de la force exercée sur la palette en fonction du courant et pour différents entrefers de l'exemple test.....	139
Figure 4-9 Erreur relative sur la force magnétique de l'exemple test.....	140
Figure 4-10 Points de fonctionnement de l'ancien actionneur pour définir les critères de force de l'optimisation	141
Figure 4-11 Opérations réalisées dans l'environnement CADES pour réaliser l'optimisation de l'actionneur	143
Figure 4-12 Caractéristiques et encombrements de l'actionneur de référence et de l'actionneur optimisé	144
Figure 4-13 Prévision des forces produites par la nouvelle structure optimisée pour une masse de palette de 45g.....	145
Figure 4-14 Fronts de Pareto de la masse totale en fonction de la masse de la palette et visualisation de l'encombrement de l'actionneur	146
Figure 4-15 Confrontation des forces de la solution A (contraintes géométriques et $B < 2,1T$) avec celles de l'ancien actionneur	147
Figure 4-16 Confrontation des forces de la solution B avec celles de l'ancien actionneur.....	148

Introduction générale

De nos jours, les exigences environnementales sur les véhicules sont de plus en plus strictes : moins d'émissions de gaz polluants (notamment CO_2) et consommation plus faible de carburants. Les constructeurs automobiles ont alors recours à différentes stratégies pour que leurs véhicules répondent à ces exigences. Cela explique l'engouement actuel pour les véhicules électriques ou les véhicules hybrides. Cependant, est-il envisageable de remplacer tous les véhicules à moteur thermique par des véhicules hybrides ou électriques ? Face à cette interrogation les constructeurs automobiles mènent en parallèle des travaux sur la modification du moteur thermique lui-même pour répondre aux exigences environnementales.

Ces modifications sur le moteur thermique sont de natures différentes. Nous pouvons citer l'optimisation du moteur pour une utilisation donnée (conduite en ville, sur autoroute, ou en campagne), l'utilisation de dispositifs auxiliaires comme les injecteurs directs, les turbocompresseurs ou les dispositifs de recyclage de gaz d'échappement (vanne EGR) et l'utilisation de la distribution variable. Cette liste n'est pas exhaustive.

La distribution variable consiste en un réglage du volume d'air (qui se mélangera au carburant) introduit dans le moteur thermique, lors de l'ouverture de la soupape d'admission. Dans le cas général, cette soupape est elle-même entraînée par l'arbre à cames du moteur. La réalisation d'une distribution variable nécessite alors l'utilisation d'un dispositif auxiliaire. Actuellement plusieurs constructeurs automobiles possèdent leurs propres dispositifs de distribution variable, couplés à l'arbre à came du moteur thermique.

Pour introduire une technologie de rupture, Bruno Lequesne brevète en 1989 l'utilisation d'un actionneur électromagnétique pour ouvrir et fermer les soupapes du moteur thermique, et ainsi aboutir à un moteur « camless » c'est-à-dire sans arbre à cames ou à « soupapes électromagnétiques ». En supprimant les frottements de l'arbre à cames sur les soupapes et en supprimant la courroie de distribution reliant le moteur à l'arbre à cames, cette opération permettrait un gain important sur la puissance mécanique et la consommation de carburant du véhicule, comparé aux dispositifs couplés à l'arbre à cames. Depuis, de nombreux travaux ont été menés sur les actionneurs pour l'application camless. Plusieurs types d'actionneurs ont ainsi pu voir le jour, mais ils ne sont pour le moment, ni commercialisés ni implémentés sur un véhicule.

L'application « camless » impose des exigences plutôt contraignantes pour l'actionneur électromagnétique. L'actionneur doit en effet être capable d'exercer sur la soupape un certain niveau de force pour assurer sa trajectoire et ce tout au long de son déplacement. Les motoristes et les automaticiens responsables de la commande établissent et imposent les critères de forces qui devront être respectés pour le dimensionnement de l'actionneur. L'actionneur, de par son caractère « embarqué » doit évidemment répondre à des contraintes strictes d'encombrement (largeur et hauteur) et de masse. A cela, s'ajoutent l'exigence d'une faible consommation électrique pour ne pas diminuer le gain obtenu par le retrait de l'arbre à cames et la viabilité de l'actionneur dans l'environnement hostile du moteur : température au-dessus de 100°C et vibrations.

Dans le cadre de cette thèse, en partenariat avec VALEO, nous allons étudier un actionneur électromagnétique destiné à l'application camless. Une part importante des travaux concernera la modélisation de l'actionneur en régime statique et en régime transitoire. Ces travaux de modélisation vont nous permettre d'acquérir une bonne compréhension de l'actionneur et nous aideront à dégager une approche globale qui pourra s'appliquer à d'autres actionneurs. Ce n'est qu'après cette étape de modélisation que nous procéderons à l'optimisation de l'actionneur pour évaluer les améliorations possibles.

Le chapitre 1 est dédié à la présentation de la fonction à réaliser et à un état de l'art des différents dispositifs de distribution variable existants. Nous commencerons par l'actionneur qui a été étudié dans cette thèse. Nous aborderons successivement son principe de fonctionnement, la description des phénomènes électromagnétiques mis en jeu, et ses caractéristiques magnétiques. L'état de l'art consiste en une brève étude comparative des caractéristiques principales de dispositifs de distribution variable. Nous aborderons des actionneurs électromagnétiques linéaires, des actionneurs rotatifs et certains dispositifs couplés à l'arbre à cames déjà implémentés sur des véhicules commercialisés. Cette étude comparative nous permettra d'avoir une idée des performances de chaque dispositif, de ses avantages et de ses inconvénients.

Le chapitre 2 concerne la modélisation statique de l'actionneur à étudier. Pour être plus proche de la réalité, il est nécessaire de modéliser l'actionneur en trois dimensions. Pour avoir un bon compromis entre précision et rapidité du modèle, nous optons pour une approche par réseau de réluctances, qui permet aussi d'obtenir rapidement des résultats satisfaisants en cas d'optimisation du modèle. De plus, un logiciel entièrement dédié à la modélisation par réseau de réluctances est disponible au laboratoire de génie électrique de Grenoble (G2Elab).

Dans un premier temps nous établissons le modèle réluctant de l'actionneur pour une géométrie en deux dimensions, pour mieux expliciter notre approche. Ensuite nous procédons à une extension de ce modèle réluctant pour prendre en compte la troisième dimension. Cette extension consiste à ajouter des fuites supplémentaires et à adapter la section de certaines réluctances. Cette procédure n'ajoute qu'un nombre relativement réduit de réluctances supplémentaires et permet de garder un modèle rapide. Le modèle réluctant final est confronté à des simulations par éléments finis en trois dimensions et à des mesures sur un prototype ayant la même structure magnétique mais avec des dimensions différentes du modèle éléments finis.

Le chapitre 3 est dédié à la modélisation des phénomènes électromagnétiques au sein de l'actionneur en régime transitoire, dans le but d'estimer l'énergie dissipée dans les différents composants de l'actionneur lors du cycle de la soupape. Cette estimation des pertes dans chaque composant est importante car elle donne une idée des actions à mener pour améliorer la consommation de l'actionneur. Nous verrons qu'à part les pertes par effet Joule dans les bobines, ce sont les pertes par courants de Foucault dans les parties massives (notamment la partie mobile) qui sont les plus importantes.

Dans un premier temps, les pertes dans les différents composants de l'actionneur sont calculées par simulation éléments finis, pour un actionneur réalisant un cycle complet de déplacement, tout en tenant compte de la commande en courant et des courants de Foucault dans les parties massives. Ainsi nous avons pu effectuer un bilan énergétique. L'avantage de la simulation par éléments finis est sa précision, mais elle est très gourmande en temps de calcul lorsqu'il faut prendre en compte les courants de Foucault dans une géométrie en trois dimensions. Pour comprendre l'influence de la géométrie de l'actionneur sur ces courants de Foucault et pour mener plusieurs simulations en régime transitoire, il est donc exclu de procéder à une étude paramétrique en utilisant des simulations par éléments finis.

Pour y remédier, nous avons proposé une modélisation analytique des courants de Foucault dans les parties massives de l'actionneur. Cette modélisation se distingue de celle proposée par Stoll (chapitre 3, [3]). Au lieu d'imposer le champ magnétique dans les conditions aux limites, nous imposons le flux magnétique à travers la pièce étudiée et nous n'avons ainsi plus à nous soucier du champ magnétique sur les bords. Ce modèle analytique tient compte de l'effet de peau et prend en compte un flux magnétique arbitraire, variable dans le temps. Une extension semi-analytique a été effectuée pour prendre en compte la saturation du matériau.

Pour compléter cette modélisation des phénomènes transitoires et procéder à un calcul direct du flux magnétique transitoire, nous avons proposé l'ajout de composants dynamiques dans le schéma réductant de l'actionneur. L'une de nos contributions dans ce domaine est l'utilisation d'expressions analytiques pour la réductance dynamique et l'équivalent d'inductance, dans le cas d'une étude fréquentielle (avec un matériau linéaire). Pour le moment (modèle encore à ses débuts), ces expressions analytiques supposent encore une diffusion monodimensionnelle. L'autre contribution est l'utilisation d'un réseau R-L en échelle, permettant une simulation précise et rapide pour une étude temporelle. Nous avons testé la démarche sur un exemple d'actionneur soumis à un courant variable, avec un mouvement imposé de sa palette.

Le chapitre 4 concerne l'étude et l'optimisation d'une nouvelle structure d'actionneur pour l'application camless dans le but de voir si elle conviendrait mieux que l'ancienne ou pas. Dans un premier temps, nous reprenons les méthodes utilisées dans les chapitres précédents pour analyser et modéliser l'actionneur sous la forme d'un réseau de réductances. Ce modèle va ensuite être validé sur un cas test. La dernière partie concerne l'optimisation de cet actionneur sur un cahier des charges établi en fonction des performances de l'actionneur initial. Nous avons là un cas typique de problème inverse multiple, pour lequel cette forme de modèle analytique et les outils développés au G2Elab conviennent tout particulièrement. Nous verrons enfin que cette nouvelle structure peut développer les mêmes forces que l'ancienne, mais avec moins de matière active.

Chapitre 1. Présentation de l'actionneur actuel et état de l'art des dispositifs de distribution variable dans les moteurs thermiques

La distribution variable est une modification du moteur thermique lui-même, qui consiste en un réglage du volume d'air (qui se mélangera au carburant) introduit lors de l'ouverture de la soupape d'admission. Ce réglage peut être obtenu en agissant sur la durée d'ouverture de la soupape et/ou sur sa levée (ouverture partielle ou non). Actuellement plusieurs constructeurs automobiles possèdent leurs propres dispositifs de distribution variable, couplés à l'arbre à cames du moteur thermique. En supprimant la courroie de distribution et les frottements des cames sur les soupapes, l'utilisation d'actionneurs à la place de l'arbre à cames (application camless) permettrait d'obtenir un gain plus important (15 à 20%) qu'avec les dispositifs mécaniques couplés à l'arbre à cames (8 à 10%), sur la consommation en carburant et sur la puissance mécanique du moteur.

Dans ce chapitre, nous allons d'abord présenter l'actionneur actuel, principalement étudié au cours de cette thèse, qui est un dispositif à deux électroaimants. Nous montrerons son principe de fonctionnement, sa structure magnétique, ainsi que ses principaux avantages et inconvénients. Nous présenterons ensuite d'autres actionneurs qui ont été conçus pour l'application camless ; ils diffèrent selon leur nature linéaire ou rotative et selon leur topologie magnétique. La dernière partie de l'état de l'art consistera en une présentation de certains dispositifs mécaniques couplés à l'arbre à cames, qui sont par contre déjà présents sur des véhicules commercialisés.

I. Présentation de l'actionneur actuellement à disposition

1. Principe de fonctionnement de l'actionneur

Le fonctionnement de l'actionneur est basé sur le principe masse-ressort. Cela signifie que le mouvement des masses mobiles est assuré par un ressort. Les parties fixes de l'actionneur assurent le maintien en position ouverte ou fermée de la soupape, l'amorçage de son mouvement ainsi que l'asservissement de vitesse.

a. Description des différentes étapes lors d'un cycle de la soupape

Le cycle de la soupape, assuré par l'actionneur actuel, peut se résumer par les étapes suivantes :

- Soupape en position fermée et de manière étanche
- Ouverture rapide de la soupape
- Maintien en position ouverte pour une durée variable selon le régime moteur
- Fermeture rapide de la soupape
- Retour de la soupape sur son siège avec une faible vitesse pour limiter le bruit et l'usure
- Maintien de la soupape en position fermée et de manière étanche avant le début du prochain cycle

Durant ces différentes étapes, il y a des exigences (imposées par les motoristes) auxquelles nous ne pouvons pas nous soustraire sans quoi le moteur thermique serait défaillant. Tout d'abord le mouvement de la soupape ne doit pas être perturbé et ne doit pas comporter de composante oscillante ; la fermeture de la soupape doit se faire à faible vitesse et de manière étanche.

Il est donc nécessaire que l'accouplement entre la partie mobile de l'actionneur et la soupape permette de répondre aux exigences des motoristes, sans pour autant dégrader les performances de l'actionneur. Il n'est pas tolérable que l'organe de liaison possède une masse trop importante ou qu'il perturbe les phénomènes magnétiques présents dans l'actionneur.

Les brevets les plus anciens [1] suggèrent une liaison rigide entre la soupape et la partie mobile (palette ou armature) de l'actionneur (Figure 1-1) ; de cette manière le mouvement de la palette est entièrement transmis à la soupape. Néanmoins, des problèmes d'étanchéité peuvent se poser à cause des différences de dilatation des matériaux sous l'effet de la température.

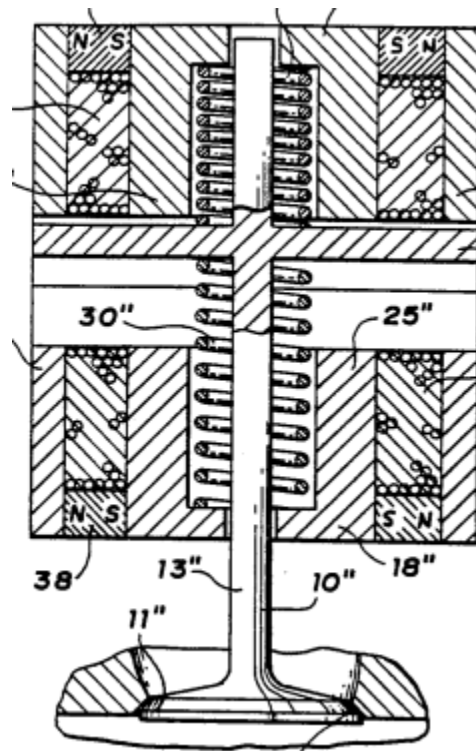


Figure 1-1 Actionneur Camless avec partie mobile solidaire de la soupape [1]

Pour éviter cela, d'autres brevets [2]-[3] suggèrent de recourir à un système de rattrapage de jeu entre la soupape et la partie mobile de l'actionneur, assurant une liaison élastique qui peut aussi désolidariser ces derniers. L'intérêt de ce système de rattrapage de jeu réside dans l'assurance de fermer la soupape de manière étanche. La position du système de rattrapage de jeu (butée) fait l'objet de brevets. Le brevet [2] propose de placer cette butée à l'extérieur et au sommet de l'actionneur ou bien de s'en servir comme socle de l'actionneur. Valeo propose plutôt dans le brevet [3] d'insérer une butée hydraulique entre les tiges de la palette et de la soupape. La Figure 1-2 [3] schématise l'insertion de ce système entre la tige de la palette et celle de la soupape. Les ressorts qui assurent le mouvement de l'ensemble palette-soupape sont placés de part et d'autre de la butée hydraulique. Ils prennent appui sur des cônes fixés sur les tiges de la palette et de la soupape [4].

Cette butée hydraulique doit posséder un comportement hystérétique. En résumé, le système de rattrapage de jeu doit rester suffisamment rigide lorsqu'il est comprimé entre les tiges de la palette et de la soupape et avoir une extension suffisamment rapide pour rattraper le jeu entre les tiges avant que la soupape n'entame son cycle suivant. Néanmoins, la rapidité de l'extension du système de rattrapage de jeu ne doit pas nuire à la fermeture étanche de la soupape. Ce risque est présent lors de l'arrivée de la palette au niveau de la partie inférieure de l'actionneur. A ce moment la soupape quitte brièvement le système de rattrapage de jeu sous l'action de sa vitesse qui n'est pas nulle ; si l'extension de la liaison entre les tiges est trop rapide, sa taille pourra dépasser celle du jeu en début de cycle, ce qui provoquera la fermeture non étanche de la soupape.

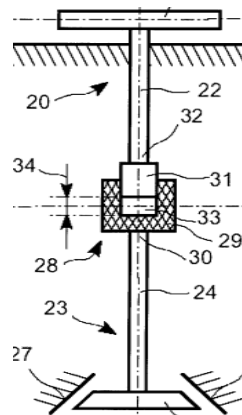


Figure 1-2 Système de rattrapage de jeu entre les tiges de palette et de soupape [3]

Une butée hydraulique est couramment utilisée dans le domaine automobile et elle répond au mieux aux exigences formulées ci-dessus. Nous pouvons alors décrire plus en détail les différentes étapes d'un cycle de la soupape en utilisant l'actionneur actuel. Cette description est illustrée sur la Figure 1-3. Rappelons que l'arrivée de la palette en butée basse (et en butée haute) et celle de la soupape sur son siège se font à vitesse réduite.

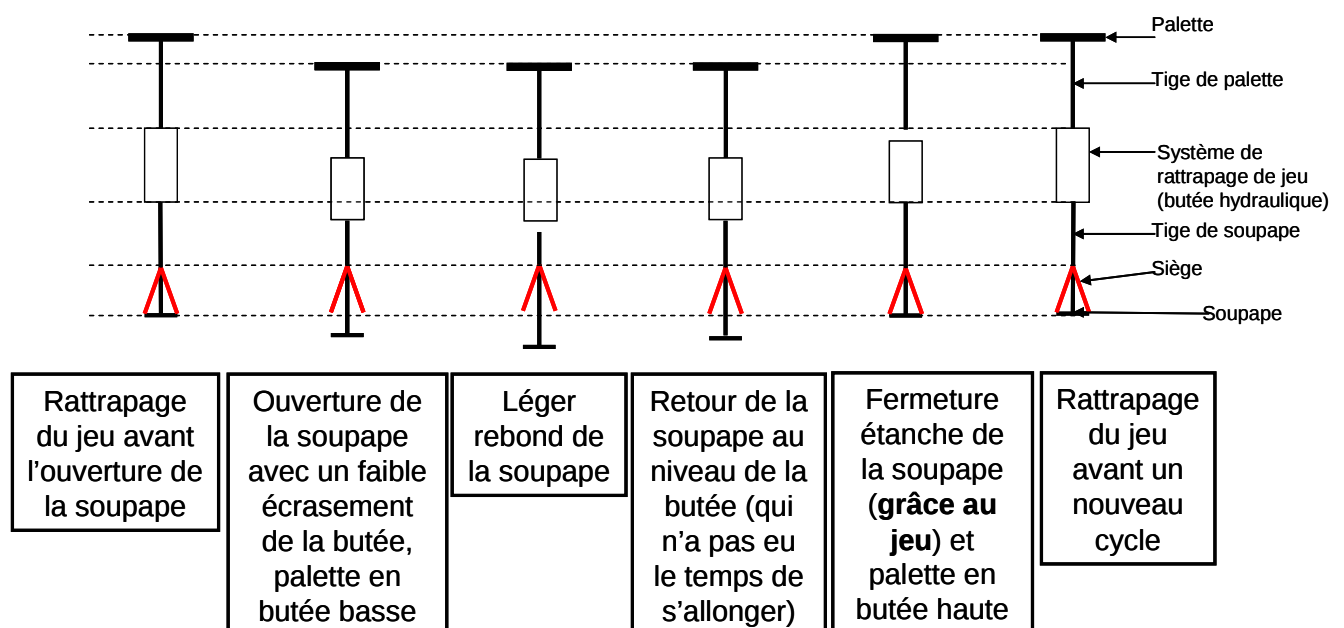


Figure 1-3 Description plus en détail des étapes d'un cycle de la soupape

Nous avons ainsi détaillé les différentes étapes d'un cycle de la soupape. Il faut néanmoins garder à l'esprit que pour réaliser toutes ces étapes, il faut commander l'actionneur par l'intermédiaire de ses bobines. Nous verrons dans ce qui suit, une description qualitative des actions à mener au niveau des bobines pour réaliser les étapes du cycle de la soupape.

b. Actions au niveau des bobines pour réaliser un cycle de soupape

Selon le caractère polarisé ou non de l'actionneur, le courant injecté aux bobines est différent pour une valeur similaire de force [5]. Dans le cas d'un actionneur non polarisé, il est nécessaire d'appliquer un courant en permanence pour le maintien de la soupape en position fermée et en position ouverte (pour vaincre la force des ressorts), alors qu'avec un actionneur polarisé, le maintien se fait sans courant.

La Figure 1-4 est une représentation schématique de l'actionneur actuel. Il s'agit d'un actionneur polarisé constitué de deux électro-aimants en forme de E. Pour chaque électro-aimant, la bobine entoure la jambe centrale contenant l'aimant assurant la polarisation. Dans le circuit magnétique d'un électro-aimant (corps supérieur ou inférieur de l'actionneur), le flux magnétique principal créé par la bobine vient directement se superposer à celui créé par l'aimant.

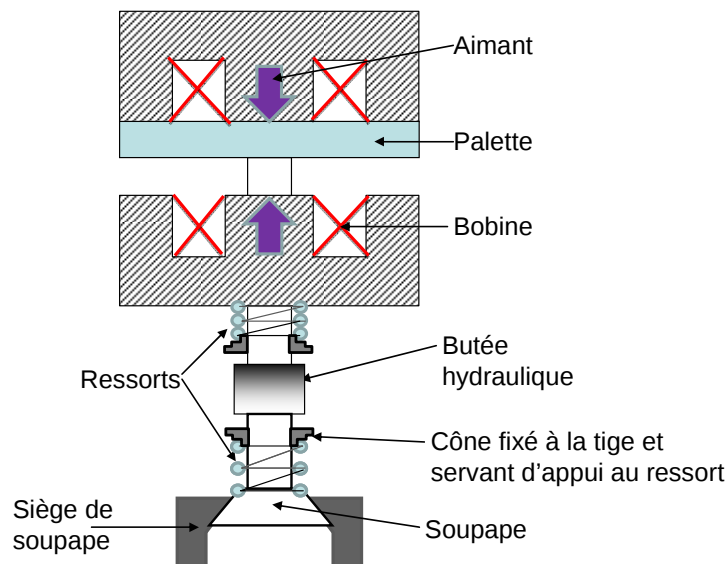


Figure 1-4 Représentation schématique de l'actionneur étudié

L'actionneur étudié possède ainsi une polarisation série. Pour réaliser un cycle de la soupape, nous pouvons résumer comme suit les actions menées au niveau des bobines de l'actionneur (Figure 1-5) :

- Maintien sans courant de la soupape en position fermée
- Amorçage de l'ouverture de soupape par défluxage partiel de l'aimant du corps supérieur : création par la bobine d'un flux magnétique de sens opposé (a).
- Dès le décollage de la palette, asservissement de vitesse de la palette et de la soupape par renforcement du flux magnétique de l'aimant du corps supérieur.
- Maintien sans courant de la soupape en position ouverte (d).

- Amorçage de la fermeture de la soupape par défluxage partiel de l'aimant du corps inférieur.
- Dès le décollage de la palette, asservissement de vitesse par renforcement du flux magnétique de l'aimant du corps inférieur, pour un retour de la soupape à faible vitesse en position fermée.
- Maintien sans courant de la palette en position fermée (h).

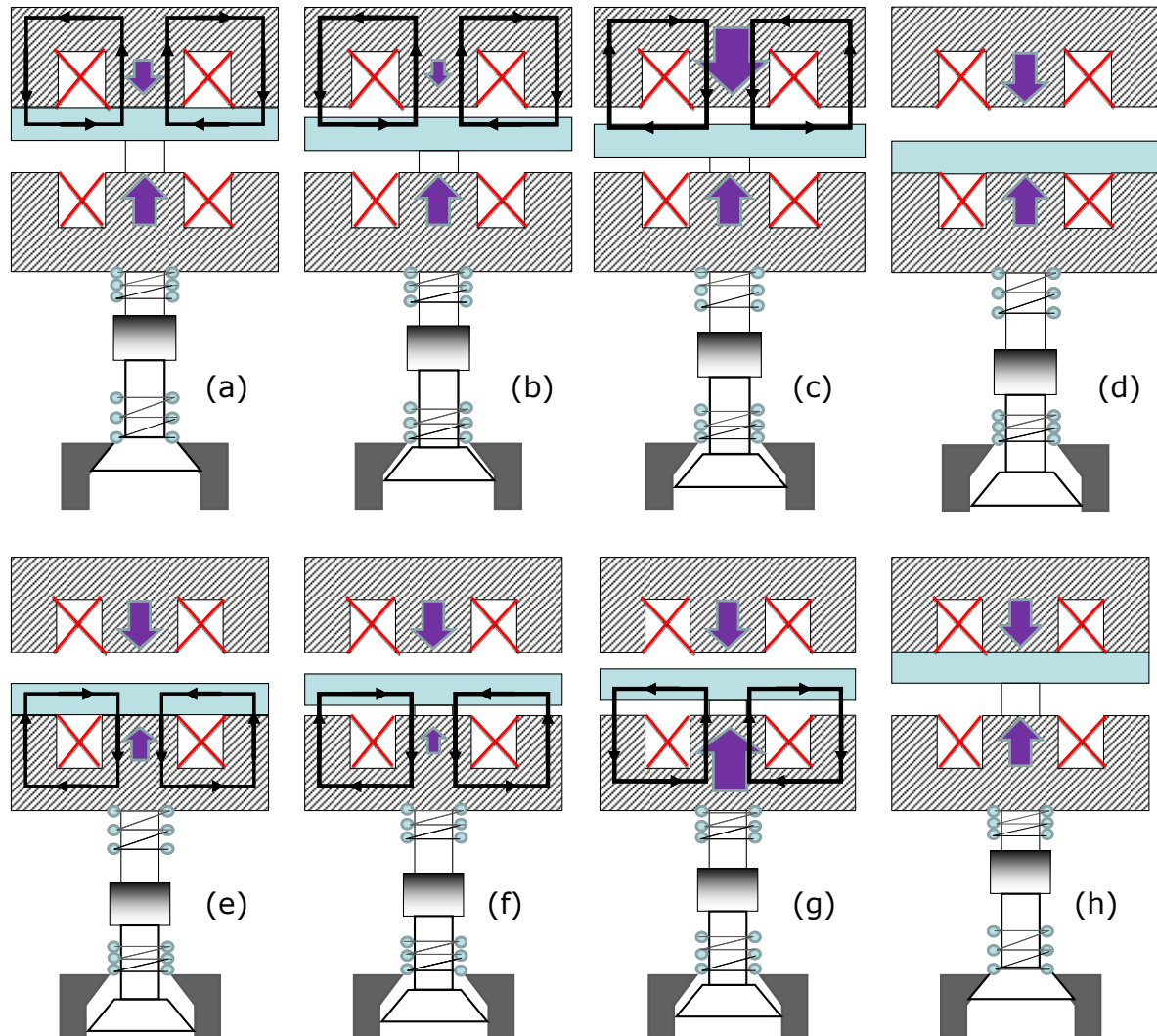


Figure 1-5 Description qualitative des phénomènes magnétiques dans l'actionneur lors d'un cycle de la soupape

Toutes ces opérations sont illustrées par la Figure 1-5. Rappelons qu'il ne s'agit là que d'une description qualitative. Tout d'abord, le défluxage partiel de l'aimant ne sert qu'à diminuer le flux principal dans un corps de l'actionneur, jusqu'à une valeur pour laquelle la force magnétique correspondante devient inférieure à celle exercée par les ressorts. Il ne s'agit en aucun cas de démagnétiser complètement l'aimant ; l'actionneur doit donc rester polarisé.

De plus le courant dans une bobine ne peut pas changer instantanément de sens, comme le laisse suggérer la procédure d'asservissement de vitesse, effectuée juste après le décollage de la palette. Il est néanmoins vrai que nous cherchons à obtenir des variations très rapides du flux magnétique dans

l'actionneur, afin de répondre aux exigences de l'application camless (retrait de l'arbre à cames dans le moteur thermique).

Même si les opérations à mener au niveau de la bobine sont relativement simples à décrire, il va de soit que leur réalisation est complexe : la commande en courant doit être établie de manière à répondre aux exigences des motoristes, malgré les limitations de l'actionneur, qui sont notamment une réduction importante de la force magnétique loin des butées de la palette et un mouvement imposé par les ressorts de la palette et de la soupape. La mise en place de la commande en courant relève plutôt de l'automatique que de l'électromécanique, elle n'est pas abordée dans ces travaux de thèse.

Après avoir décrit le principe de fonctionnement de l'actionneur actuel, avec les opérations à effectuer lors de chaque étape du cycle de la soupape, nous présenterons dans ce qui suit quelques points importants de la structure électromagnétique de cet actionneur.

2. Structure magnétique de l'actionneur actuel

Concernant la structure magnétique de l'actionneur actuel, nous présenterons essentiellement la configuration des aimants et le caractère amagnétique de la tige de la palette.

a. Concentration du flux magnétique avec des aimants en V

Comme nous cherchons à obtenir, en l'absence de courant dans les bobines, une force de collage plus importante que la force exercée par les ressorts de palette et de soupape, il est nécessaire que les aimants dans la jambe centrale créent un flux magnétique suffisamment important.

Pour obtenir ce flux magnétique important, nous pouvons utiliser un aimant qui possède une polarisation rémanente élevée, mais nous sommes rapidement limités à ce sujet. Une solution serait de placer simultanément deux aimants dans la jambe centrale de l'actionneur pour réaliser une concentration du flux magnétique. Les aimants dans l'actionneur que nous étudions possèdent une configuration V dans la jambe centrale. La Figure 1-6 [6] nous montre, que la jambe centrale de l'actionneur doit être constituée de deux parties pour pouvoir insérer les aimants. Valeo a breveté dans [6] comment disposer les aimants dans cette branche centrale, selon le matériau magnétique utilisé.

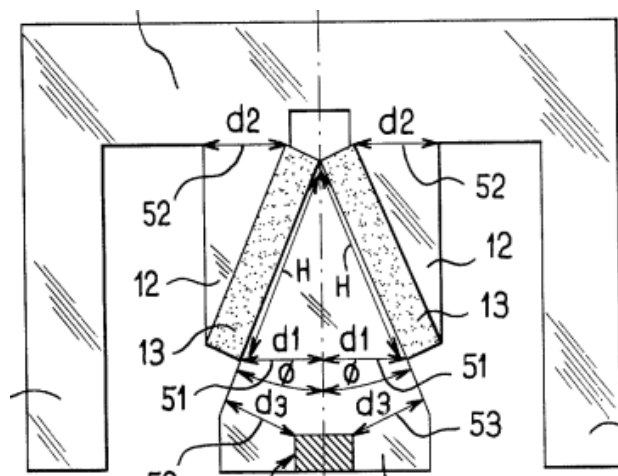


Figure 1-6 Configuration en V des aimants [6]

Cette configuration permet d'avoir une force de collage plus importante en l'absence de courant, mais des précautions supplémentaires sont nécessaires pour le maintien de l'ensemble.

b. Palette magnétique avec une tige amagnétique

Un autre point important à mettre en avant sur la structure magnétique de l'actionneur actuel, c'est le fait que la palette, qui est en matériau ferromagnétique, possède une tige constituée de matériau amagnétique.

L'intérêt de la tige amagnétique de la tige de la palette réside dans le fait qu'elle ne perturbe pas le trajet du flux magnétique. En effet, la tige peut provoquer une fuite importante du flux magnétique si elle est ferromagnétique. La Figure 1-7 montre de manière schématisée les modifications du flux magnétique dans la palette si sa tige est ferromagnétique. La Figure 1-7 représente le cas pour lequel les bobines ne sont pas alimentées.

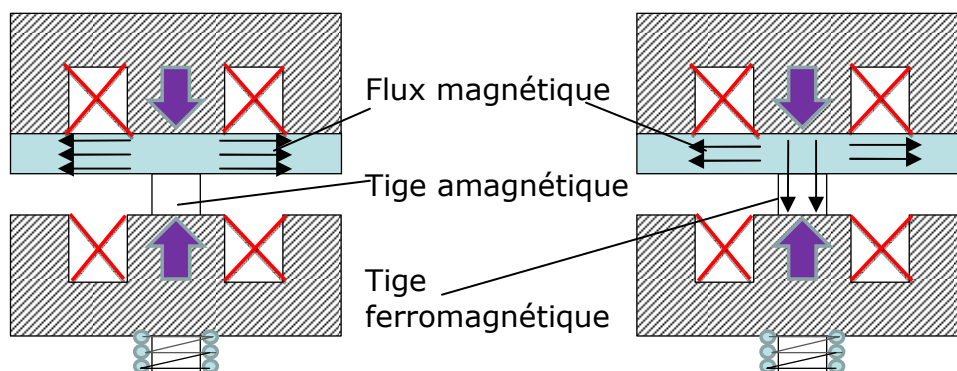


Figure 1-7 Diminution du flux dans la palette à cause d'une tige ferromagnétique

Nous avons ainsi présenté les caractéristiques principales de l'actionneur que nous avons à étudier, à partir desquelles nous pouvons donner ses avantages et inconvénients pour la distribution variable dans un moteur thermique. Comme nous avons un actionneur polarisé et que le mouvement de la soupape est assuré par des ressorts, il y a un avantage au niveau de la consommation électrique car l'injection de courant sert essentiellement à amorcer le mouvement de l'ensemble palette-soupape : le maintien en position ouverte ou fermée se fait sans courant dans les bobines. L'inconvénient de l'actionneur réside essentiellement dans la difficulté d'asservir la vitesse de la palette (et de la soupape), à cause de la difficulté de créer une force magnétique importante lorsque la palette arrive à mi-course, mais également à cause de l'impossibilité de créer des forces de répulsion sur la palette.

II. Etat de l'art des dispositifs de distribution variable dans les moteurs thermiques

Dans ce qui suit, nous présenterons quelques caractéristiques d'autres dispositifs de distribution variable dans les moteurs thermiques. Nous présenterons d'autres actionneurs électromagnétiques linéaires et rotatifs, ainsi que des dispositifs électro-hydrauliques et mécaniques avec arbre à cames.

1. Actionneurs électromagnétiques linéaires existants

D'autres structures d'actionneur linéaire sont proposées pour la distribution variable. Leurs différences avec l'actionneur présenté en début de chapitre concernent essentiellement leur topologie magnétique et leur mode de contrôle. Dans ce qui suit, nous présenterons d'autres actionneurs à palette mobiles, un actionneur avec un noyau mobile et un actionneur avec des aimants mobiles.

a. Autres actionneurs à palette mobile

Actuellement les actionneurs à palette mobile tendent à avoir les points communs suivants : ils sont polarisés (présence d'aimants) afin d'assurer un maintien sans courant de la palette (et de la soupape), et des ressorts assurent le mouvement de la palette. Les différences que nous pouvons retrouver entre ces actionneurs sont plutôt au niveau de leur palette et de la topologie magnétique de leurs parties immobiles. Dans cette partie, nous allons présenter quelques actionneurs issus des travaux du laboratoire SATIE à l'ENS Cachan et du laboratoire G2ELab à Grenoble.

Les travaux menés au laboratoire SATIE ont porté sur la disposition des aimants dans les parties immobiles et sur la forme de la palette. Concernant les parties immobiles, une topologie en forme de E avec deux aimants au niveau du corps supérieur (et inférieur) est adoptée. La Figure 1-8 nous montre les différentes dispositions d'aimants proposées [7], [8], [9] ; sur le principe, ces différentes topologies sont similaires à celle utilisée par l'actionneur que nous avons présenté au début du chapitre.

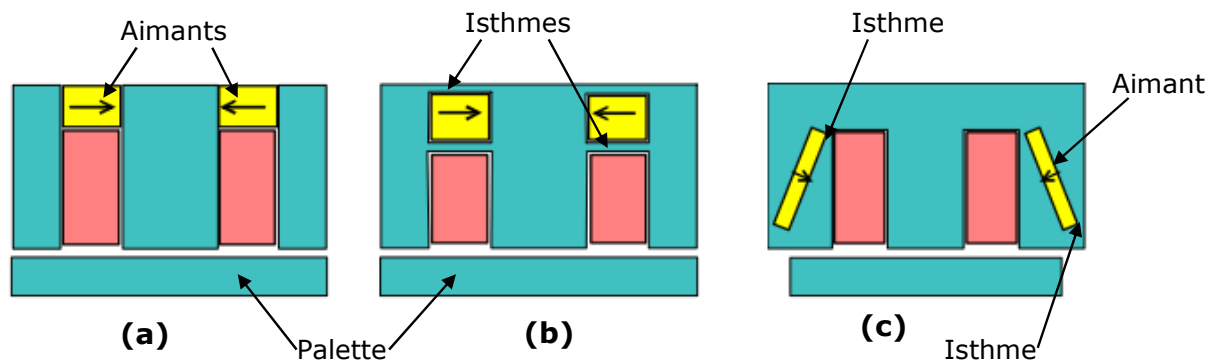


Figure 1-8 Topologies proposées par le laboratoire SATIE pour réaliser une concentration de flux lors de la polarisation [7]

Parmi les structures présentées sur la Figure 1-8, celle présentant des aimants inclinés (c) semble la plus performante des trois [8] : la réluctance d'air que les aimants représentent est plus faible (plus grande section et épaisseur plus faible), et les isthmes au niveau des bords de l'aimant sont plus fins (le court-circuit des aimants entraînant une diminution de la section active est limité par la saturation des isthmes). Cependant ce sont justement les isthmes qui font la grande différence entre les structures proposées sur la figure et l'actionneur présenté au début : ce dernier ne possède aucun isthme près des bords de ses aimants (Figure 1-6 [6]), ce qui traduit une meilleure performance magnétique malgré les précautions supplémentaires pour la tenue mécanique.

Les travaux du laboratoire SATIE sur la forme de la palette avaient pour but de rendre linéaire le profil de la force d'attraction de l'actionneur au voisinage de la position collée, afin de faciliter (et de manière intrinsèque à l'actionneur) l'arrivée à faible vitesse de la palette au niveau des parties fixes [7], [10]. La solution

proposée est de créer une saturation locale de la palette dans la partie située entre les jambes de l'actionneur, afin que les variations de l'induction magnétique soient progressives lorsque la palette est au voisinage du collage. Sur la Figure 1-9 [7], cela est réalisé en augmentant la section des parties de la palette en regard avec les jambes de l'actionneur [7], [10].

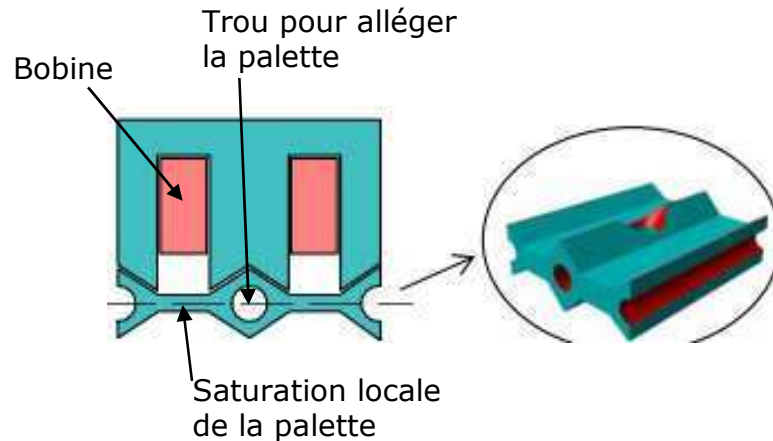


Figure 1-9 Création d'une saturation locale dans la palette pour linéariser la force près du collage [7]

Les travaux menés au G2ELab ont plutôt porté sur la topologie magnétique des parties fixes de l'actionneur, afin d'aboutir à une structure la plus compacte possible. Pour cela une méthode systématique a été mise en place [11] afin de passer en revue les différents trajets possibles des flux magnétiques créés par les aimants et les bobines de l'actionneur dans la palette, selon la nature en série ou en parallèle de la polarisation du circuit magnétique. Il a été remarqué dans cette étude systématique [11] que les actionneurs à polarisation parallèle permettent d'obtenir une structure très compacte et que les aimants sont moins soumis aux contraintes d'encombrement. Cela signifie que les aimants peuvent avoir une section importante et une faible épaisseur, ce qui limite leur réluctance d'air.

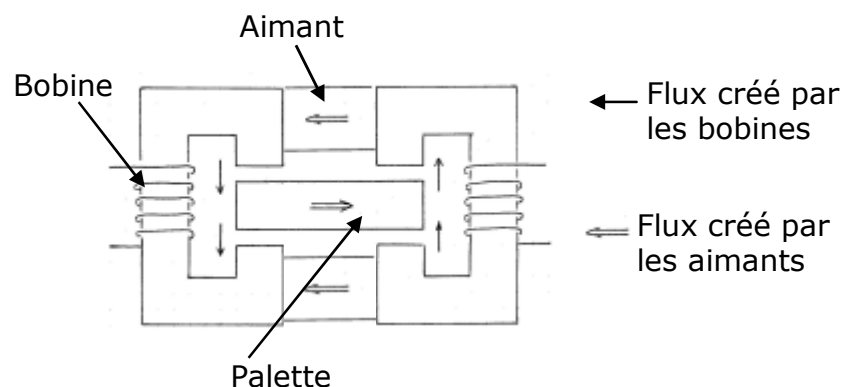


Figure 1-10 Représentation d'une topologie à polarisation parallèle [11]

La Figure 1-10 [11] nous montre une représentation schématisée d'une topologie à polarisation parallèle. Nous pouvons remarquer que le flux créé par les aimants et le flux créé par les bobines empruntent deux trajets différents. Le flux créé par les bobines sert à modifier localement l'induction magnétique au

voisinage des pôles de l'actionneur, afin de créer la force magnétique. Cependant, nous pouvons aussi remarquer que le flux créé par les bobines doit traverser toute la course de la palette y compris les trajets dans l'air. Cela peut constituer une difficulté dans l'utilisation de l'actionneur, notamment sur la valeur de courant à fournir.

Un actionneur compact à polarisation parallèle a été réalisé au G2ELab [12], il s'agit d'une structure en double C. Les forces qu'il développe sont certes inférieures à celles développées par certains actionneurs à polarisation série [5], [10], mais il utilise des aimants en ferrite. Cela signifie qu'il pourrait encore être amélioré et qu'il possède encore une certaine marge pour l'optimisation [12]. La Figure 1-11 nous montre une représentation en 3D de cet actionneur. Les ressorts et l'élément de liaison entre la palette et la soupape ne sont pas représentés.

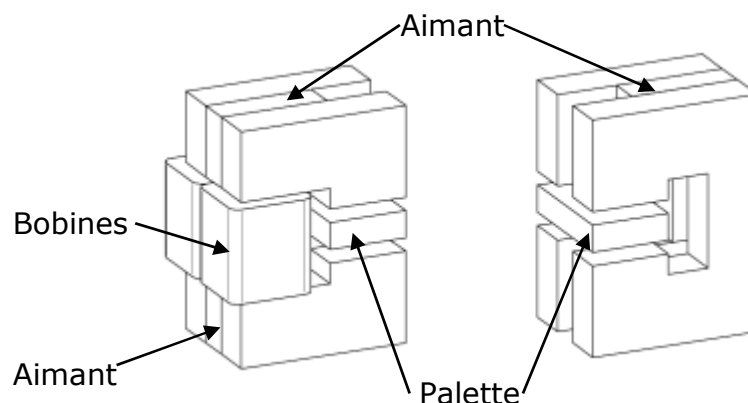


Figure 1-11 Représentation de l'actionneur camless réalisé au G2ELab [12]

En résumé, nous pouvons affirmer que l'actionneur présenté en début de chapitre cumule plusieurs avantages en comparaison à d'autres actionneurs linéaires à palette mobile et à polarisation série. Les structures à polarisation parallèle n'en restent pas moins intéressantes car elles offrent une certaine marge sur l'encombrement et le choix des aimants. Il s'agit là d'une voie qui pourrait être explorée plus en profondeur.

b. Actionneur avec noyau mobile

La Figure 1-12 représente de manière schématique une coupe longitudinale d'un actionneur à noyau mobile. L'exemple que nous présentons ici est conçu par le cabinet Engineering Matters aux Etats-Unis [13]-[14].

Dans cette configuration, le noyau de fer et la soupape sont coaxiaux et solidaires l'un de l'autre. Dans cette structure à noyau mobile, le flux magnétique créé par les bobines est indépendant de la position du noyau. C'est la principale différence avec l'actionneur présenté tout au début. En effet dans une structure à palette mobile, le flux magnétique décroît de manière importante au fur et à mesure qu'elle s'éloigne de la partie fixe contenant l'aimant.

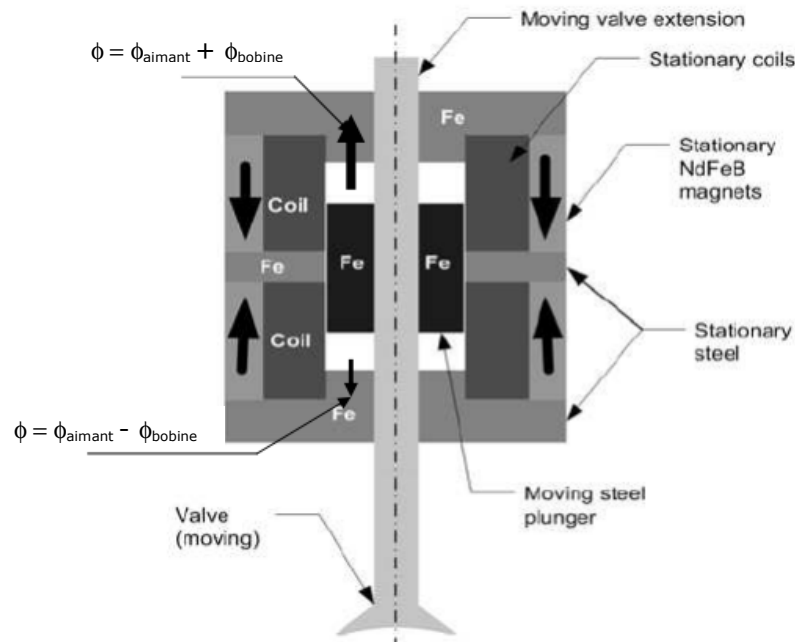


Figure 1-12 Exemple d'actionneur à noyau mobile [14]

Cette possibilité de créer à tout moment un flux indépendant de la position du noyau mobile de cet actionneur s'explique par le fait que le trajet emprunté par le flux créé par les aimants est différent de celui emprunté par le flux créé par les bobines. La Figure 1-13 précise les différents trajets empruntés par le flux créé par les aimants et les bobines dans l'actionneur.

En superposant, sur la Figure 1-13, ces deux différents flux au niveau des entrefers (supérieur et inférieur), nous avons une addition des flux au niveau de l'entrefer supérieur et une soustraction au niveau de l'entrefer inférieur. Nous obtenons un différentiel de force qui est responsable du déplacement du noyau et de la soupape. Le noyau se déplacera toujours vers la butée (butée supérieure sur la Figure 1-13) où règne l'induction magnétique la plus élevée.

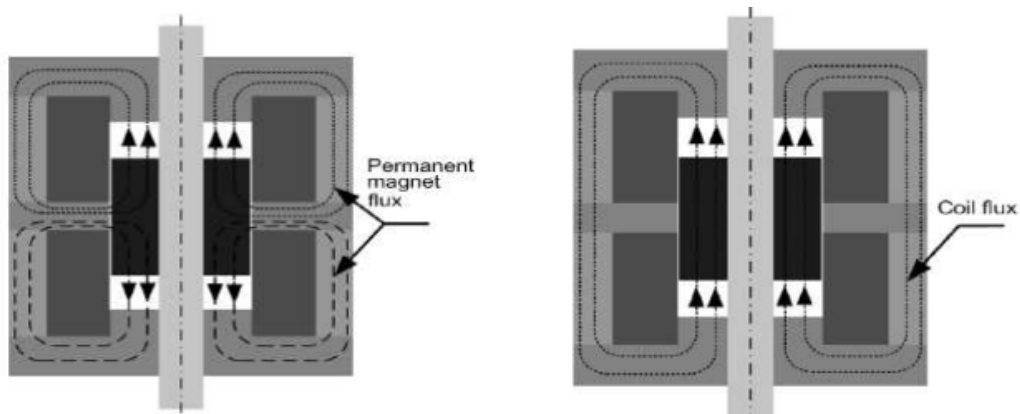


Figure 1-13 Trajets des flux créés par les aimants et par les bobines [14]

La présence des aimants dans l'actionneur assure le maintien en position ouverte ou fermée et ce sans courant. Lorsque le noyau se trouve en position médiane, la force exercée par les aimants seuls se retrouve nulle, mais l'équilibre est instable. Si, en cas d'absence de courant dans les bobines, le noyau est écarté de cette position médiane, cet écart s'amplifiera jusqu'à ce que le noyau (ou la soupape) atteigne une butée. Cette propriété rappelle l'effet d'un ressort mais inversé. L'article [14] propose d'ajouter des ressorts mécaniques pour

compenser cette propriété de « ressort inversé », et rendre ainsi la commande de l'actionneur plus aisée.

Comme nous pouvons le retrouver dans [14], il est alors possible d'avoir une force magnétique disponible sur toute la course du noyau de fer et choisir de manière arbitraire la trajectoire de la soupape (levée et durée variables) pour effectuer la distribution variable dans le moteur thermique ; c'est le principal avantage de cet actionneur. Néanmoins, un courant dans les bobines sera toujours nécessaire pour assurer le déplacement du noyau et de la soupape. Cela pourrait provoquer des pertes non négligeables.

De plus la structure magnétique même de l'actionneur est pénalisante sur ses performances. En effet, le trajet du flux des bobines traverse les aimants (de longueur importante). Ce trajet de réluctance élevée provoque des fuites importantes et limite le différentiel de flux entre la partie au-dessus et au-dessous du noyau ; la force nécessaire au déplacement du noyau s'en retrouve aussi limitée.

c. Actionneur avec aimants mobiles

Pour obtenir un actionneur avec des forces magnétiques importantes le long de la course de la soupape, une structure à aimants mobile a été envisagée par des constructeurs ou des équipementiers. Cette topologie s'inspire des moteurs linéaires, si ce n'est que le nombre de pôles au stator et au rotor est différent. L'exemple présenté dans ce qui suit a été conçu par Compact Dynamics GmbH [15] en Allemagne.

D'après [15] et [16], la partie mobile de cet actionneur est constituée, pour chaque soupape, d'une double rangée d'aimants, dont la polarisation est alternée, couissant entre les pôles statoriques alimentés par deux bobines en série. La Figure 1-14 [16] nous montre une représentation en CAO de l'actionneur.

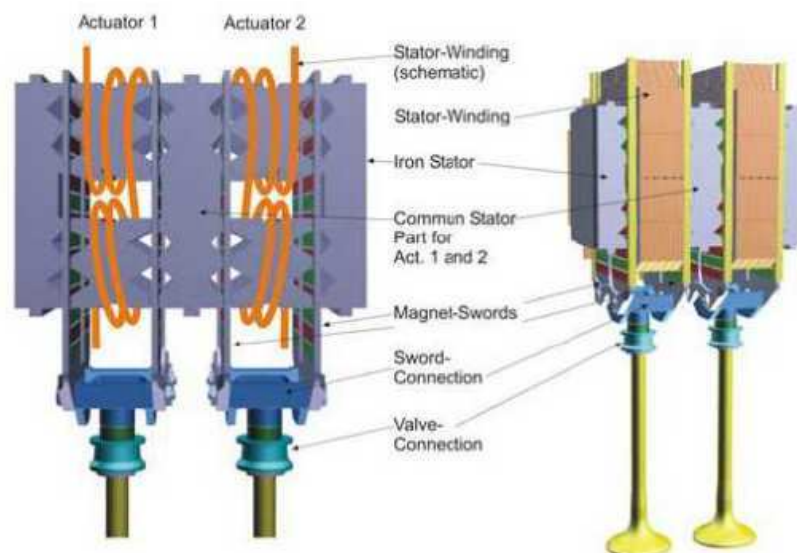


Figure 1-14 Représentation de l'actionneur proposé par Compact Dynamics [16]

La soupape est solidaire de la double rangée d'aimants et une partie de cet ensemble mobile dépasse sur le dessus de l'actionneur, ce qui signifie que le problème de l'arrivée en butée des aimants mobiles avant la soupape ne se pose plus : il sera toujours possible de fermer la soupape de manière étanche.

Il est important de préciser que l'espacement entre deux dents est nécessaire, sinon le système ne fonctionnerait pas : cette espacement doit être adapté selon le pas des aimants ; de cette manière, seuls des aimants polarisés dans le même sens sont en face des dents. La présence d'un entrefer plus important en face des autres aimants (polarisés dans le sens opposé) empêche les forces appliquées sur les aimants de se compenser entre elles.

Nous pouvons remarquer cela sur la Figure 1-15, représentant la structure magnétique de l'actionneur pour une soupape. Au niveau de chaque pôle statorique (entouré par chaque bobine), ce sont des aimants polarisés dans le même sens qui se retrouvent en face des dents du stator.

Le sens de bobinage des bobines du stator est aussi alterné, afin que le flux magnétique se reboucle à l'intérieur du circuit magnétique. En association avec cette inversion de polarisation au stator, il est donc nécessaire que la polarisation des aimants en face des dents du second pôle statorique soit aussi inversée. La Figure 1-16 nous montre un exemple où la partie mobile est dans une position d'équilibre : au niveau de chaque pôle du stator, la polarisation des aimants est alignée avec celle créée par les bobines.

De plus, l'espacement entre deux pôles statoriques est conçu pour que seulement un nombre pair d'aimants se retrouve en face de la partie médiane occupée par les bobines.

Pour les dispositifs avec deux soupapes, les bobines des deux stators sont bobinées de manière inversée (Figure 1-14). De cette façon, il y a peu d'interférence magnétique entre les deux actionneurs partageant le même package.

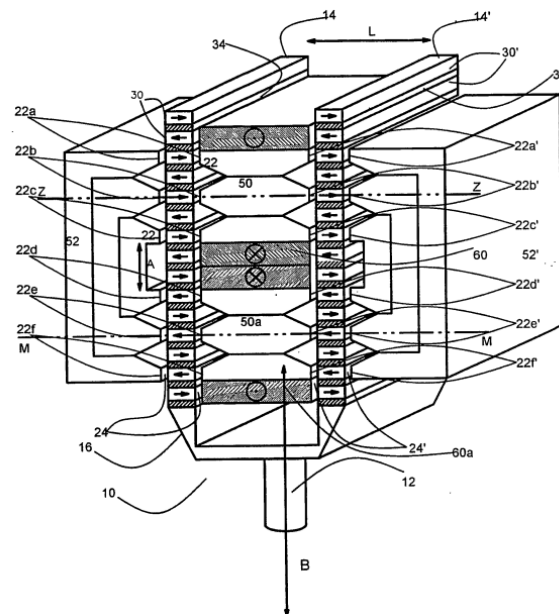


Figure 1-15 Structure magnétique de l'actionneur à aimants mobiles [15]

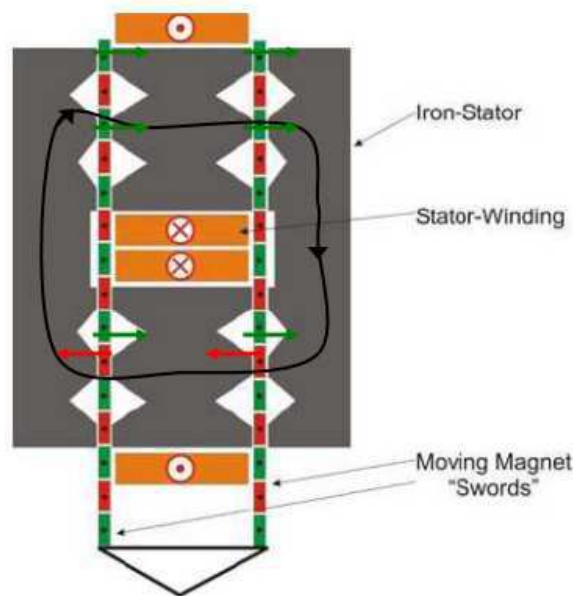


Figure 1-16 Alignement de la polarisation des aimants avec celle créée par les bobines [16]

La structure magnétique de cet actionneur à aimants mobiles suggère que la soupape peut se maintenir dans des positions intermédiaires sans courant, à condition qu'il n'y ait pas d'importantes forces de contre-pression ou de dépression (lors de l'échappement ou lors de l'admission). Cette structure magnétique permet aussi d'avoir un profil sinusoïdal de la force magnétique sur toute la course de la soupape. Cela facilite la commande et assure la robustesse de l'actionneur, si nous faisons la comparaison avec l'actionneur que nous étudions. C'est son principal avantage.

Cependant, comme c'est le cas pour l'actionneur à noyau mobile, il est nécessaire d'appliquer un courant en permanence pour déplacer la soupape, pour l'ouverture comme pour la fermeture, ce qui peut impliquer une consommation électrique non négligeable.

L'autre problème que pourrait poser cette structure magnétique est la fragilité de la partie mobile (les aimants constituant la double rangée sont fins) soumise à des efforts importants et à un environnement hostile (vibrations).

2. Actionneurs électromagnétiques rotatifs

Des travaux sur les actionneurs électromagnétiques rotatifs ont aussi été réalisés. La motivation principale à cela est le fait que d'un point de vue électromagnétique, le fonctionnement de ces actionneurs rotatifs est proche de celui des moteurs électriques. Il ne resterait alors plus qu'à concevoir l'élément de liaison avec la soupape, pour transformer le mouvement de rotation en mouvement de translation. Dans ce qui suit, nous présenterons un actionneur à palette basculante, un actionneur rotatif comportant un rotor directement relié à la soupape, un actionneur rotatif utilisant un balancier pour pousser les soupapes et un actionneur combinant un système de ressorts et de cames.

a. Actionneur rotatif avec une palette basculante

L'actionneur à palette basculante que nous présentons ici fait partie des travaux menés au G2ELab. Il s'agit de remplacer le mouvement de translation de la palette par un mouvement de rotation, afin de réduire l'inertie de la partie

mobile : pour une même palette, un mouvement rotatif ramené à un mouvement de translation équivaut à diviser la masse mobile par un facteur trois [17].

Pour réaliser ce mouvement de basculement de la palette, la structure (en double C) à palette en translation développée au G2ELab [12] prend tout son intérêt car il peut être réutilisé, sans modifications majeures du circuit magnétique de ses parties fixes. La Figure 1-17 nous montre comment réutiliser cet actionneur pour réaliser une structure à palette basculante. Nous pouvons remarquer qu'il est nécessaire de donner une forme octogonale à la palette pour que ses faces actives (intervenant dans la création de la force) soient bien en regard des pôles de l'actionneur.

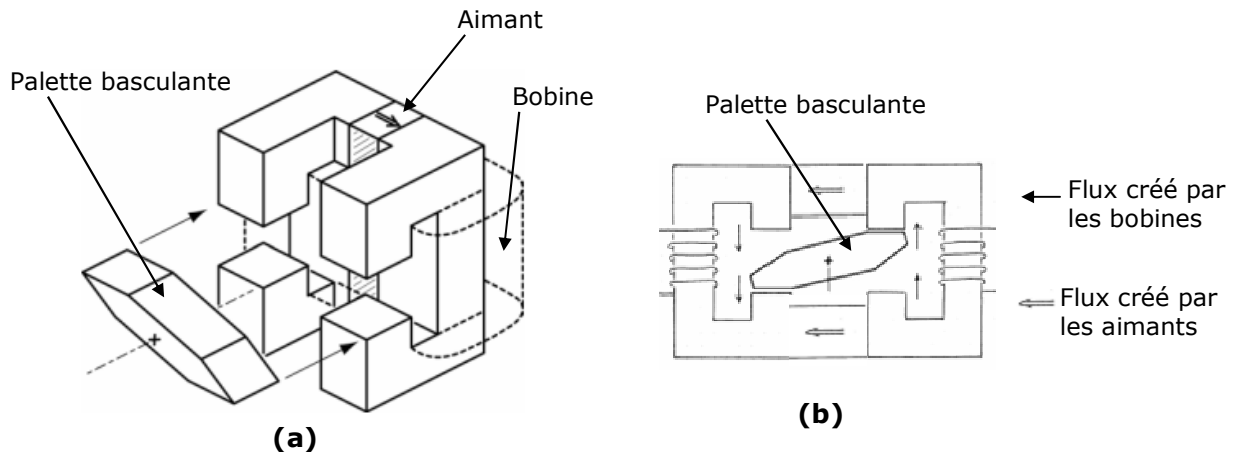


Figure 1-17 Exemple d'actionneur rotatif à palette basculante (a) et principe de fonctionnement (b) [12], [17]

En plus des avantages des actionneurs linéaires à palette mobile (systèmes masse-ressort), notamment une faible consommation électrique, cet actionneur rotatif cumule la compacité qu'offre sa structure à polarisation parallèle et une réduction de l'inertie de sa partie mobile.

Du point de vue mécanique, il reste à mettre en place le dispositif qui transforme le mouvement rotatif de la palette en mouvement de translation de la soupape. Ce dispositif de transformation rotation-translation fait partie intégrante des critères que doit remplir un actionneur rotatif et c'est l'une des difficultés majeures. Nous verrons avec d'autres actionneurs rotatifs que c'est ce dispositif qui les différencie dans la plupart des cas.

b. Actionneur rotatif avec rotor directement relié à la soupape

Le fonctionnement de cet actionneur s'inspire de celui de l'arbre à cames. Cet actionneur rotatif est conçu par LSP Innovative Automotive Systems GmbH en Allemagne.

Le stator de cet actionneur rotatif comporte une seule phase alimentée en courant continu. Son rotor est relié de manière solide à la soupape par une liaison pivot. La particularité de cet actionneur est le fait que son circuit magnétique ne soit présent que sur une portion angulaire : le stator n'est pas complet, et les aimants à la surface du rotor sont disposés sur la même portion angulaire que le stator. La Figure 1-18 [18] représente la structure de l'actionneur. La forme du rotor évoque effectivement celle d'un arbre à came, elle permet qu'il soit directement lié à la soupape.

Selon [18], cet actionneur peut être utilisé pour les moteurs diesel (à gauche sur la Figure 1-18 et avec la soupape verticale) et pour les moteurs à essence (à droite sur la Figure 1-18 et avec la soupape inclinée), à l'admission comme à l'échappement.

L'actionneur ne comporte pas de ressort, ce qui signifie que le mouvement (asservissement et maintien de position) de la soupape est entièrement assuré par le courant injecté aux bobines. Il est alors nécessaire que la construction de cet actionneur rotatif permette d'obtenir un couple électromagnétique en l'absence de courant, pour ramener la soupape en position fermée.

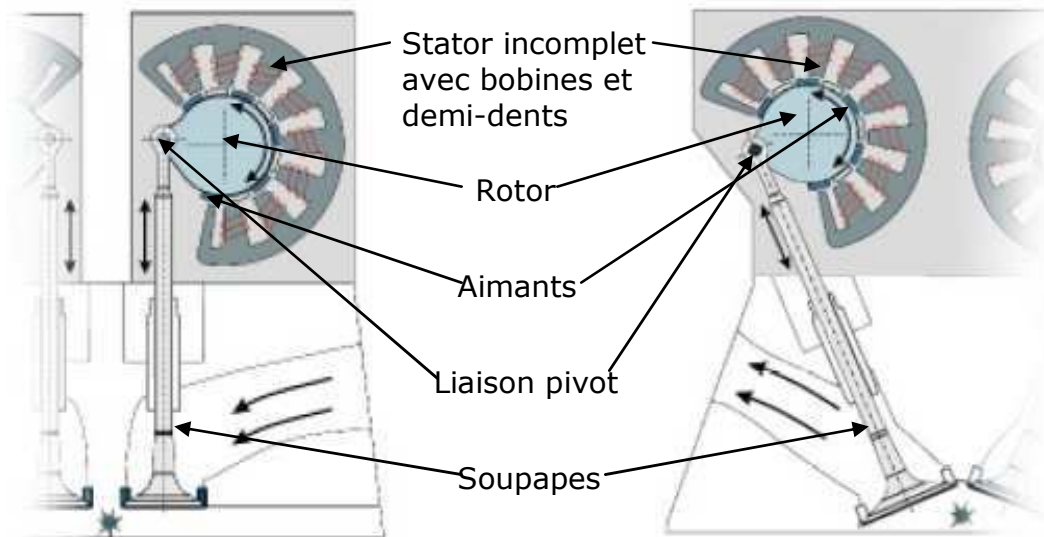


Figure 1-18 Différentes utilisations possibles de l'actionneur de LSP [18]

Le nombre d'aimants au rotor est plus important que le nombre de pôles au stator, qui comporte des demi-dents à ses extrémités. Cela permet d'obtenir un couple plus important. Combiné au fait que le stator soit incomplet, le fait d'avoir un nombre plus élevé d'aimants au rotor permet de choisir la plage de mouvement du rotor, pour qu'elle corresponde à la plage de levée de la soupape.

La structure magnétique de cet actionneur rotatif est analogue à celle de l'actionneur linéaire à aimants mobiles que nous avons présenté précédemment. Le profil du couple magnétique (de même pour la force exercée sur la soupape) est sinusoïdal sur toute la course de la soupape. Cela permet d'effectuer la levée variable de la soupape, et d'assurer la robustesse du contrôle. La course de la soupape correspond à l'aller-retour, entre une demi-dent et sa dent voisine au stator, d'un aimant à l'extrémité du rotor.

La liaison pivot entre le rotor et la soupape constitue aussi une particularité de cet actionneur. En effet comme nous pouvons le remarquer sur la Figure 1-19 [18], la liaison pivot est accouplée à la soupape qui comporte en plus une partie flexible. C'est la société TRW (en Allemagne) qui s'occupe de la fabrication de ces soupapes spéciales.

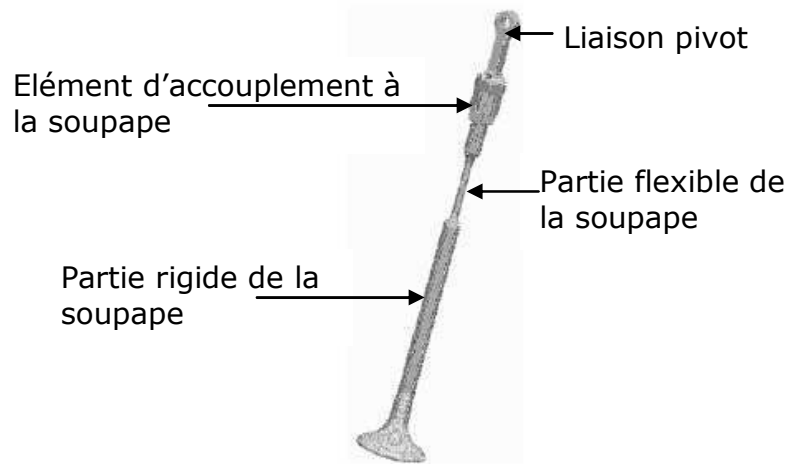


Figure 1-19 Soupape avec partie flexible accouplée à la liaison pivot [18]

Même si les problèmes de jeu sont maîtrisés lors de l'accouplement de la liaison pivot sur la soupape, cette dernière doit toujours comporter une partie flexible car lors de la rotation du rotor, l'axe de la liaison pivot se retrouve décalé transversalement par rapport à celui du guide de la soupape [18]. Cette flexion de la soupape se produit en permanence lors du fonctionnement de l'actionneur, elle permet la transformation du mouvement de rotation du rotor en mouvement de translation de la soupape.

Comme pour l'actionneur linéaire à aimants mobiles, l'actionneur rotatif proposé par LSP permet d'effectuer un contrôle robuste du mouvement de la soupape sur toute sa course, ce qui garantit de bonnes performances dynamiques. Cependant, à cause de la structure magnétique de l'actionneur et de l'absence de ressort, il est nécessaire d'appliquer un courant électrique en permanence lors du mouvement de la soupape, même pour amorcer sa fermeture. Cela signifie que sa consommation électrique peut devenir non négligeable.

Nous pouvons aussi nous poser des questions sur d'autres points de l'actionneur. Il s'agit des flexions répétitives au niveau de la partie flexible de la soupape et des problèmes de jeu pouvant être présents au niveau de l'accouplement de la liaison pivot.

c. Actionneur rotatif utilisant un balancier pour pousser les soupapes

L'actionneur que nous présenterons dans ce qui suit a pour but d'utiliser une seule topologie magnétique pour actionner deux soupapes, alors que pour les actionneurs précédents, la topologie magnétique ne concernait qu'une seule soupape.

Nous verrons que l'utilisation du balancier combinée à une disposition particulière des actionneurs autour du moteur thermique permet une économie du nombre d'actionneurs.

L'actionneur présenté ici est conçu par l'Institut für Automatisierung und Informatik (IAI) à Wernigerode en Allemagne. Son principe de fonctionnement est représenté sur la Figure 1-20 [19].

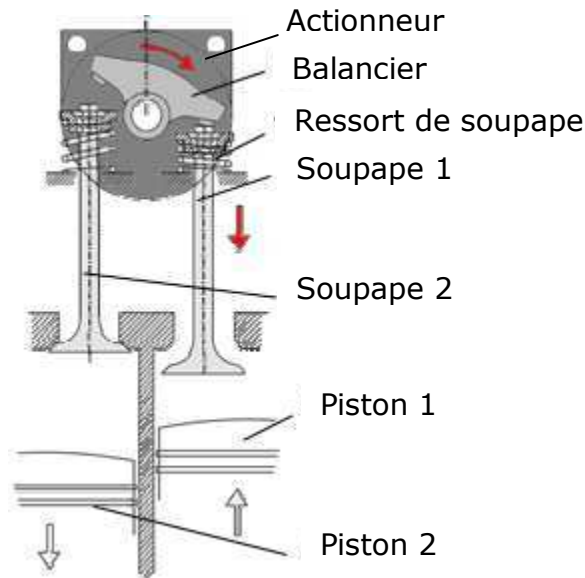


Figure 1-20 Principe de fonctionnement de l'actionneur de IAI [19]

D'après [19], cet actionneur utilisé pour l'échappement et pour l'admission est placé entre deux cylindres voisins. Sur la Figure 1-20, il ouvre la soupape d'échappement du cylindre 1. Le balancier présent en bout d'arbre de l'actionneur rotatif permet d'ouvrir ou de fermer alternativement les deux soupapes.

Chaque soupape est munie de son ressort, ce qui lui permet de revenir et de rester en position fermée lorsque l'actionneur ouvre la soupape voisine. L'actionneur peut ainsi exploiter l'énergie mécanique des ressorts pour refermer plus facilement les soupapes. La particularité de l'actionneur est le fait qu'à l'arrêt, son balancier est horizontal et ne touche aucune soupape [19]-[20].

Sa structure magnétique est représentée sur la Figure 1-21 [20]. Le rotor et le stator comportent huit paires de pôles. Ces pôles au rotor sont obtenus au moyen de seize aimants permanents alternés, ceux au stator sont obtenus au moyen de bobines (même si les pôles statoriques sont représentés par des aimants sur la Figure 1-21).

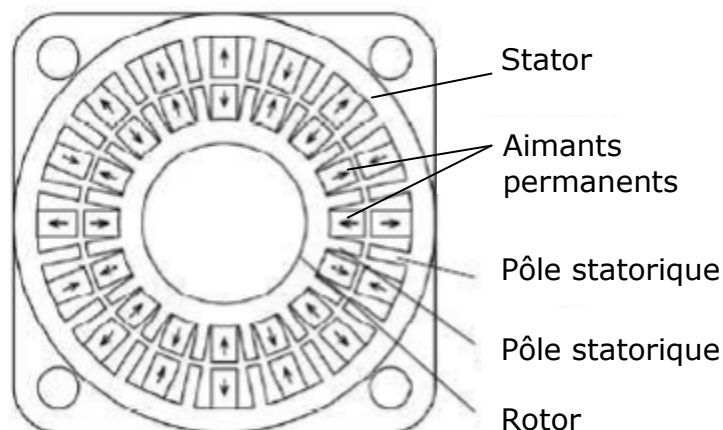


Figure 1-21 Représentation de la structure magnétique de l'actionneur IAI [20]

La structure magnétique de cet actionneur est similaire à celle de l'actionneur rotatif LSP (une seule phase au stator qui est alimentée en courant continu) et à

celle de l'actionneur linéaire à aimants mobiles. Ce qui signifie que son profil de couple est sinusoïdal, et permet donc un contrôle aisé du mouvement des soupapes.

L'avantage que présente cet actionneur par rapport à l'actionneur LSP et à l'actionneur linéaire à aimants mobile, réside dans le fait que sa consommation est moins importante, pour le même profil de force et pour la même masse mobile (ramenée à la soupape). Les raisons à cela sont essentiellement :

- L'association avec le ressort des soupapes (il y a récupération de l'énergie potentielle du ressort).
- La quasi-absence de fermeture de son flux magnétique à travers l'air grâce à son stator et son rotor qui sont complets.
- Une autre raison à cela est le fait qu'un actionneur IAI est dédié à deux soupapes, ce qui signifie que son volume de matériau magnétique par soupape est plus faible. Par conséquent, il peut se permettre d'être plus volumineux, afin d'absorber un courant moins important.

Son autre avantage (nous l'avons annoncé au début de ce paragraphe) est le fait qu'il permette d'économiser sur le nombre d'actionneurs utilisés sur un moteur thermique. La Figure 1-22 [19]-[20] nous montre que seuls cinq actionneurs sont nécessaires pour adresser les huit soupapes d'un moteur thermique à quatre cylindres comportant chacun une soupape à l'admission et à l'échappement. L'actionneur peut aussi être dédié à une soupape unique, la modification n'apparaît qu'au niveau du balancier. Dans cette situation, nous avons bien une topologie magnétique pour deux soupapes (sauf pour les deux soupapes aux extrémités du moteur). Dans la même situation, il aurait fallu huit actionneurs pour actionner les huit soupapes.

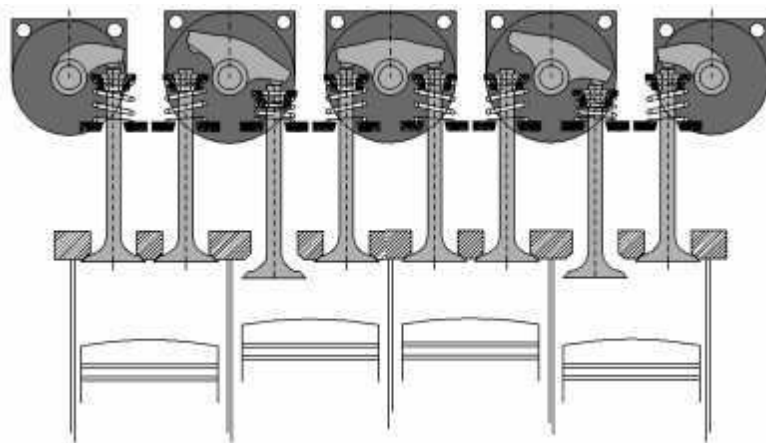


Figure 1-22 Utilisation de l'actionneur IAI sur un moteur à quatre cylindres [19]-[20]

Le balancier combiné à l'actionneur présente néanmoins des inconvénients en ce qui concerne le degré de liberté entre les soupapes et entre les cylindres. En effet, les deux soupapes affectées au même balancier ne peuvent pas s'ouvrir en même temps.

d. Actionneur rotatif utilisant un système de ressorts et de cames

L'actionneur que nous présentons dans ce qui suit, est un système électromécanique combinant le principe masse-ressort avec un moteur à courant continu « brushless ». Cet actionneur utilise un système de ressorts et de cames

combinés à d'autres éléments mécaniques, qui forment un ensemble complexe lorsqu'ils sont assemblés. Cet actionneur est conçu par Camcon Technology à Cambridge au Royaume-Uni.

Vu la complexité de l'assemblage de l'actionneur, il est nécessaire d'observer ses composants selon plusieurs sous-ensembles (brevet [21]). La Figure 1-23 nous donne un dessin d'ensemble de l'actionneur. La Figure 1-24 nous montre une coupe longitudinale de l'actionneur, dans laquelle sont montrées les liaisons entre ses composants. La Figure 1-25 nous donne plus de détails sur la liaison entre le rotor de l'actionneur et la soupape.

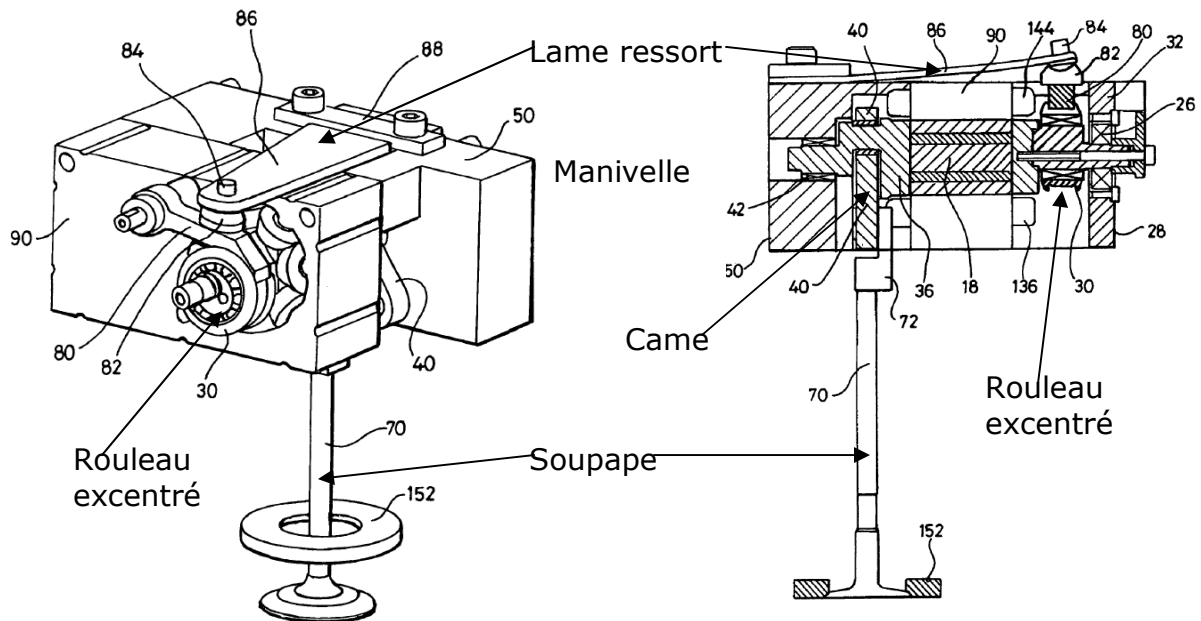


Figure 1-23 Actionneur Camcon vu de l'extérieur [21]

Figure 1-24 Vue d'ensemble des liaisons entre les composants de l'actionneur Camcon [21]

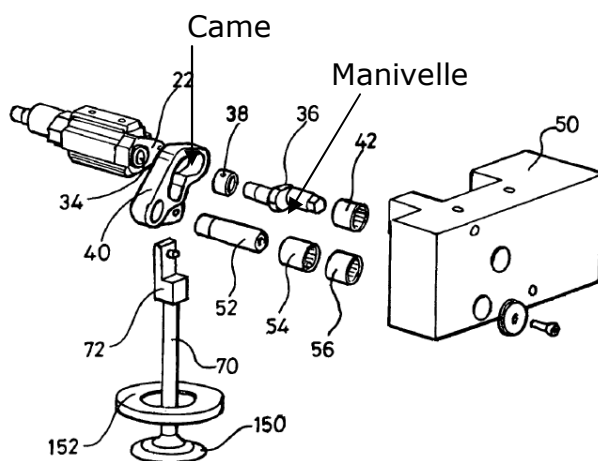


Figure 1-25 Vue éclatée de la liaison entre le rotor et la soupape [21]

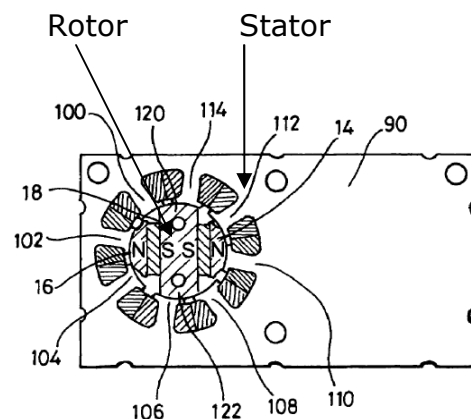


Figure 1-26 Structure magnétique du moteur de l'actionneur [21]

La Figure 1-26 nous montre la structure magnétique du stator et du rotor de l'actionneur. A la différence des actionneurs rotatifs précédents, l'élément rotatif de l'actionneur Camcon est un « vrai moteur » pouvant effectuer plusieurs rotations complètes. D'après [21] il possède quatre phases au stator, chacune constituée par deux bobines diamétralement opposées. Le rotor est constitué

d'une pièce ferromagnétique placée entre deux aimants en opposition (pour réaliser une concentration de flux).

Initialement, la soupape est maintenue en position fermée sans courant grâce au couple réluctant créé par les aimants et les dents, et qui s'oppose à la lame ressort précontrainte. Le mouvement est ensuite amorcé par défluxage des bobines grâce à une impulsion de courant : le couple réluctant ne parvient plus à s'opposer à celui créé par la lame ressort. La lame ressort pousse alors le rouleau excentré qui entraîne la manivelle, puis le rotor, la came et la soupape. Le freinage est assuré par une impulsion de courant opposé au précédent. La fermeture de la soupape est réalisée en reprenant les mêmes opérations que lors de l'ouverture. La forme de la came (Figure 1-25) permet au rotor de continuer à tourner dans le même sens. Ce fonctionnement rappelle celui de l'arbre à cames.

Il est néanmoins similaire à celui de l'actionneur présenté au tout début dans le sens où le courant injecté aux bobines sert à compléter l'énergie mécanique contenue dans les ressorts. Il possède certes les avantages des actionneurs linéaires à palette mobile et des autres actionneurs rotatifs, mais son mécanisme complexe constitue un inconvénient non négligeable. La mise en œuvre de l'actionneur sur un moteur thermique peut être difficile, d'autant plus que nous ignorons quelles sont les tolérances à prendre pour la fabrication des pièces de cet actionneur.

Nous avons ainsi passé en revue quelques topologies d'actionneurs électromagnétiques linéaires et rotatifs, afin de réaliser la distribution variable dans les moteurs thermiques. Par rapport à l'actionneur que nous étudions, certains actionneurs possèdent des topologies qui leur permettent d'être plus robustes en termes de disponibilité de la force magnétique, mais présentent selon les informations à disposition, des problèmes de consommation électrique ou des difficultés de mise en œuvre (complexité et fragilité mécanique).

D'autres dispositifs cette fois-ci mécaniques ont aussi été conçus en parallèle des dispositifs électromagnétiques. Ils ont surtout pour but d'effectuer un réglage du volume d'air à l'admission, sans retirer l'arbre à cames.

3. Dispositifs mécaniques avec arbres à cames

La majorité des dispositifs mécaniques de distribution variable avec arbres à cames sont essentiellement développés par les constructeurs automobiles. Dans ce qui suit, nous présenterons deux dispositifs qui sont déjà présents sur des véhicules commercialisés : Multiair (ou Twinair) de Fiat et Valvetronic de BMW.

a. Multiair de Fiat

Le dispositif Multiair a été développé par INA filiale du groupe Schaeffler AG en Allemagne, pour la Fiat Mito (marque de véhicule Fiat) en 2009. Actuellement ce dispositif est également présent sur le moteur Twin-Cylinder, à deux cylindres, sur de nouveaux modèles de véhicules de Fiat.

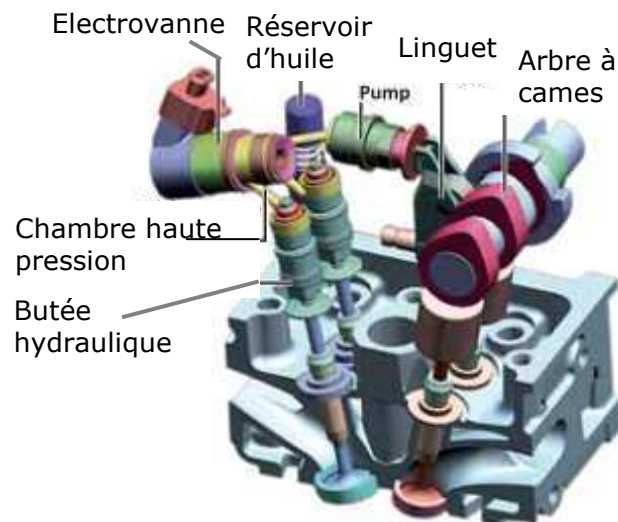


Figure 1-27 Composants principaux du système Multiair [22]

La Figure 1-27 [22] représente un dessin en CAO du dispositif. Il s'agit d'un dispositif électro-hydraulique par l'intermédiaire duquel l'arbre à cames ouvre et ferme les soupapes d'admission : les soupapes ne sont plus ouvertes par l'appui direct de la came sur elles, mais par pression d'huile d'une pompe, dont le piston est appuyé directement ou indirectement (avec un linguet) par la came.

Le système Multiair utilise les composants suivants par soupape [22] :

- Une pompe, dont le piston est appuyé par un linguet qui est lui-même entraîné par la came. Cette pompe génère la pression d'huile nécessaire pour pousser la soupape.
- Un circuit hydraulique qui sert d'intermédiaire entre la soupape et la came. Ce circuit comporte une chambre moyenne pression reliée à un réservoir d'huile, et une chambre haute pression reliée à la soupape.
- Le réservoir relié à la chambre moyenne pression récupère l'huile provenant de la chambre haute pression, lorsque la soupape est désaccouplée de la came.
- Une électrovanne qui commande l'accouplement de la came et de la soupape. En étant ouverte, elle dévie l'huile vers la chambre à pression moyenne et vers le réservoir ; la soupape se retrouve alors désaccouplée de la came.
- Une butée hydraulique (servant aussi de système de rattrapage de jeu), en queue de soupape, qui est poussée par l'huile lors de l'ouverture, et qui sert d'amortisseur lors de la fermeture.

Les détails sur le circuit hydraulique du Multiair sont donnés dans la Figure 1-28 [23]. L'huile utilisée pour actionner la soupape est l'huile destinée au moteur, pour qu'il n'y ait pas de mélange de liquides différents dans les circuits respectifs du Multiair et de la lubrification du moteur. Cela simplifie la mise en oeuvre : le circuit hydraulique du Multiair se branche directement sur le circuit de lubrification du moteur.

La chambre à moyenne pression est reliée au circuit d'huile du moteur, à l'électrovanne et au réservoir d'huile, elle sert de zone tampon entre ces éléments, pour qu'ils puissent se remplir plus facilement.

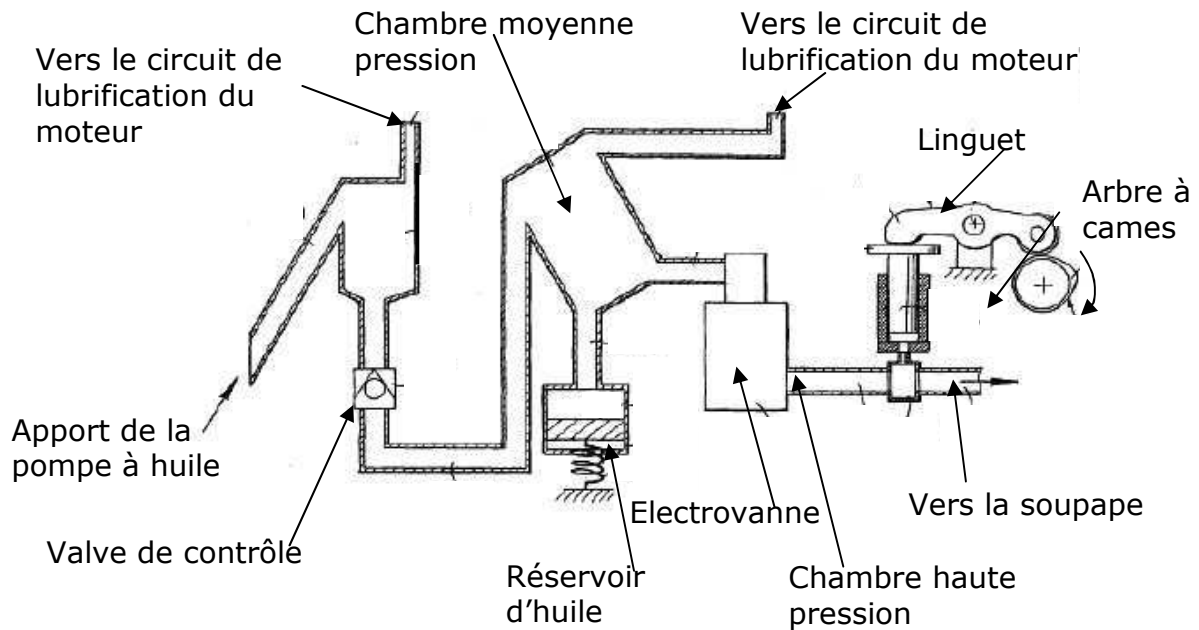


Figure 1-28 Détails du circuit hydraulique du Multiair [23]

La valve de contrôle sert à assurer que le remplissage du circuit d'huile du Multiair ne se fasse que dans un sens ; l'ouverture de l'électrovanne pourrait, en cas d'absence de cette valve de contrôle, renvoyer de l'huile dans le circuit de lubrification.

Le réservoir d'huile du Multiair est taré à haute pression (il est muni d'un ressort), afin qu'il ne soit pas rempli par l'huile apportée par la pompe du véhicule, mais par l'huile venant de la chambre à haute pression, lorsque l'électrovanne est ouverte. Etant taré à haute pression, le réservoir sert à remplir à nouveau le circuit à haute pression ainsi que la pompe du côté de la came, lors de la fin d'une phase d'admission (l'électrovanne est ouverte) et avant la prochaine phase.

Le but de cet intermédiaire électro-hydraulique (le Multiair) entre l'arbre à cames et la soupape est de pouvoir modifier le profil du mouvement de cette dernière, pour améliorer les performances du moteur sur une large plage du régime moteur. Les différents profils de levée de la soupape, en fonction de l'angle du vilebrequin (ou de la came), sont représentés sur la Figure 1-29 [22]. Nous pouvons distinguer quatre modes de fonctionnement avec leurs profils de levée de soupape d'admission :

- Puissance maximale, avec la levée maximale de la soupape
- Marche à couple établi mais à faible vitesse, avec une fermeture anticipée de la soupape (EIVC sur la Figure 1-29)
- Fonctionnement au ralenti ou au démarrage, avec une ouverture tardive de la soupape (LIVO sur la Figure 1-29)
- Cycle urbain (feux de circulation, bouchons etc.), combinant la fermeture anticipée de la soupape et l'ouverture tardive (levée multiple)

A haut régime, la soupape suit le profil de la came. Le profil de levée est le même que pour un moteur sans distribution variable. L'électrovanne reste fermée durant le cycle : l'huile ne s'échappe pas et revient dans la pompe à huile lors de la fermeture de la soupape. Le volume d'huile qui pousse la soupape est

quasiment le même (car l'huile est très faiblement compressible) que celui déplacé par la came au moyen du piston de la pompe.

La fermeture de la soupape avant la fin du profil (EIVC lors du « torque in the lower speed range » sur la Figure 1-29) de la came est réalisée en ouvrant l'électrovanne, cette dernière devant être fermée au début de la phase d'admission. Lors de l'ouverture de l'électrovanne, l'huile n'exerce plus d'effort de pression sur la soupape (elle s'échappe vers la chambre à moyenne pression) qui remonte sous l'action de son ressort et refoule l'huile dans la chambre à moyenne pression.

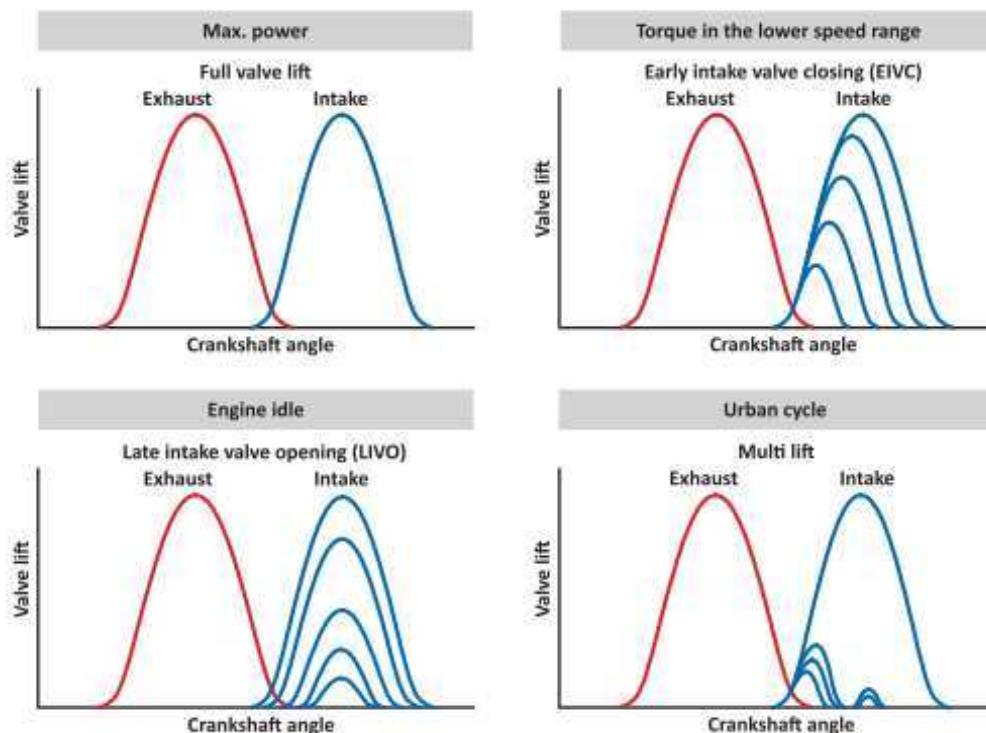


Figure 1-29 Profils de soupape correspondant aux différents modes de fonctionnement offerts par le Multiair [22]

L'ouverture retardée de la soupape (LIVO lors de « engine idle » Figure 1-29) est réalisée en ouvrant initialement l'électrovanne, laissant ainsi l'huile s'échapper. Lors de la fermeture (retardée) de l'électrovanne, la soupape s'ouvre, mais la levée maximale atteinte est réduite de la hauteur correspondant au volume d'huile qui s'est échappé initialement.

Le cycle urbain est réalisé en effectuant, bien avant l'arrivée de la came à mi-parcours, une fermeture anticipée de la soupape suivie d'une autre ouverture.

Le Multiair fait partie des systèmes de distribution variable les plus intéressants. En effet, il présente des performances dynamiques proches de celles de l'actionneur que nous étudions, et permet de commander indépendamment les soupapes. Malgré la présence de l'arbre à cames, le système Multiair permettrait de réaliser des gains de consommation, de couple et de puissance non négligeables, en raison de la facilité de contrôler du volume d'air à l'admission. Les différents modes de fonctionnement du Multiair permettent d'avoir un large choix pour la stratégie de contrôle du moteur thermique.

Malgré ces avantages, [22] rappelle que les exigences en termes de précision et de tolérance sont strictes pour tous les composants. C'est notamment le cas du

temps mort de l'électrovanne qui doit être compensé, lors de son ouverture ou sa fermeture [22]. La difficulté qui vient s'ajouter à cela, est le fait que les performances du dispositif dépendent fortement des caractéristiques (compressibilité, viscosité, température, pression) de l'huile utilisée pour pousser les soupapes.

Avec ses avantages et malgré les difficultés à prendre en compte, le système Multiair représente une réelle concurrence pour l'actionneur que nous étudions. En effet, il permet aux soupapes d'être commandées de manière indépendante malgré l'arbre à cames, ce qui le rapproche du camless, et il est déjà présent sur des véhicules commercialisés. Cependant les gains sur les performances du moteur thermique obtenus grâce au Multiair sont bien moindres en comparaison avec ceux obtenus grâce à l'actionneur que nous étudions.

b. Valvetronic de B.M.W

Le Valvetronic de B.M.W fait partie des anciens dispositifs de distribution variable ; il a été breveté en 2000 [24]. La Figure 1-30 représente les éléments du dispositif et leur disposition pour pouvoir assurer la distribution variable. Nous pouvons retrouver cette description dans [24].

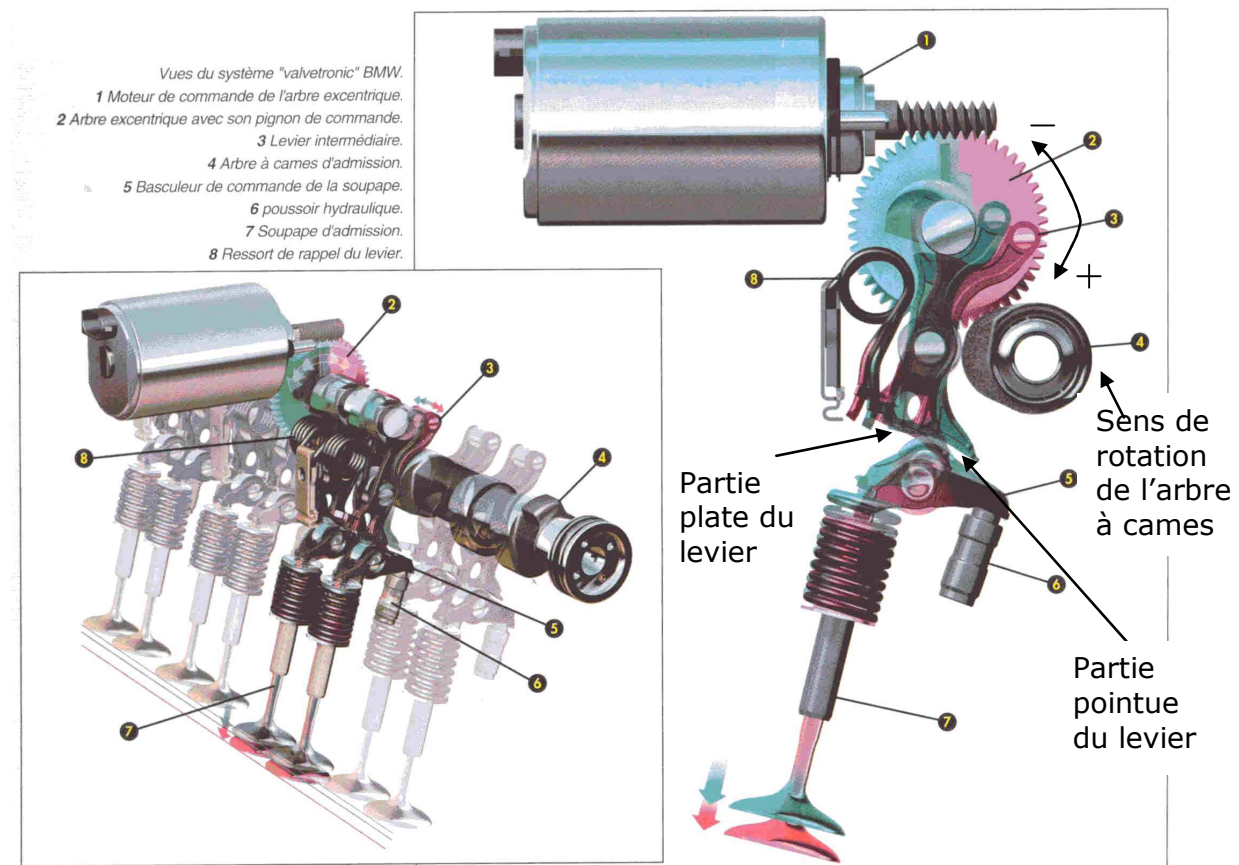


Figure 1-30 Eléments du dispositif Valvetronic

(http://sycomoreen.free.fr/syco_english/moteurs_pompes_problematique_archiv_ybrid_eng.html)

Les éléments du Valvetronic sont repérés par des numéros sur la Figure 1-30. Il s'agit :

- D'un moteur électrique (1) qui sert à modifier la levée maximale des soupapes
- D'un pignon solidaire à un arbre excentrique (2)
- D'un levier intermédiaire (3) entre la came (4) et le basculeur (5) qui sert à ouvrir la soupape (7)
- D'un ressort de rappel (8) qui maintient le rouleau du levier contre la came
- D'un poussoir hydraulique (6) qui maintient en permanence le basculeur contre le levier

Le dispositif Valvetronic complet pour le moteur thermique est constitué d'un seul moteur électrique et d'un seul pignon avec arbre excentrique commun à toutes les soupapes d'admission. Le levier intermédiaire, le ressort de rappel, le poussoir et le basculeur sont les composants que nous retrouvons pour chaque soupape d'admission.

Le levier intermédiaire (3) reste toujours calé contre l'arbre excentrique (2) du pignon et contre la came (au niveau du rouleau du levier), même lors de la rotation de cette dernière. Le rouleau du levier intermédiaire suit le profil imposé par la came et effectue aussi des mouvements latéraux.

Lors de sa rotation, le levier appuie sur le basculeur qui ouvre la soupape. Le retour de la soupape en position fermée est assuré par son ressort. Pendant ce temps, le ressort de rappel (8) pousse l'extrémité du levier qui est en contact avec le basculeur (ou linguet), pour que le rouleau du levier reste calé contre la came.

Le choix de la levée maximale se fait au moyen du moteur électrique : en entraînant le pignon et l'arbre excentrique, ce dernier cale le levier intermédiaire dans une position qui fait que ce soit sa partie plate ou sa partie pointue qui se retrouve en contact du basculeur. La valeur de la levée maximale diminue si le pignon tourne dans le sens (-) : c'est la partie plate du levier qui appuie essentiellement sur le basculeur. Cette valeur augmente si le pignon tourne dans le sens (+) : c'est la partie pointue du levier qui appuie essentiellement sur le basculeur.

Ce principe de fonctionnement du système Valvetronic permet d'obtenir les profils de levée représentés sur la Figure 1-31 [25]. Le système « Vanos » est un dispositif hydraulique placé en tête de l'arbre à cames ; il permet de créer un déphasage entre l'arbre à cames et le vilebrequin : le profil de levée de la soupape reste le même, sauf qu'il est décalé d'une avance ou d'un retard d'angle vilebrequin. BMW utilise deux arbres à cames : l'un pour l'admission et l'autre pour l'échappement.

Nous observons aussi sur la Figure 1-31, que lorsque la valeur de la levée maximale est diminuée, l'ouverture de la soupape est retardée (de 30° vilebrequin pour une levée maximale de 1 mm) et sa fermeture est avancée (du même angle vilebrequin). Cela est dû à la disposition et à la forme même du levier intermédiaire.

Le principal avantage du système Valvetronic par rapport à un système à arbre à cames classique est de pouvoir effectuer la levée variable ; cela permet de moduler plus facilement le volume d'air à l'admission et d'avoir un gain de consommation significatif en carburant. La combinaison du Valvetronic avec le système de déphasage de cames améliore encore ce gain.

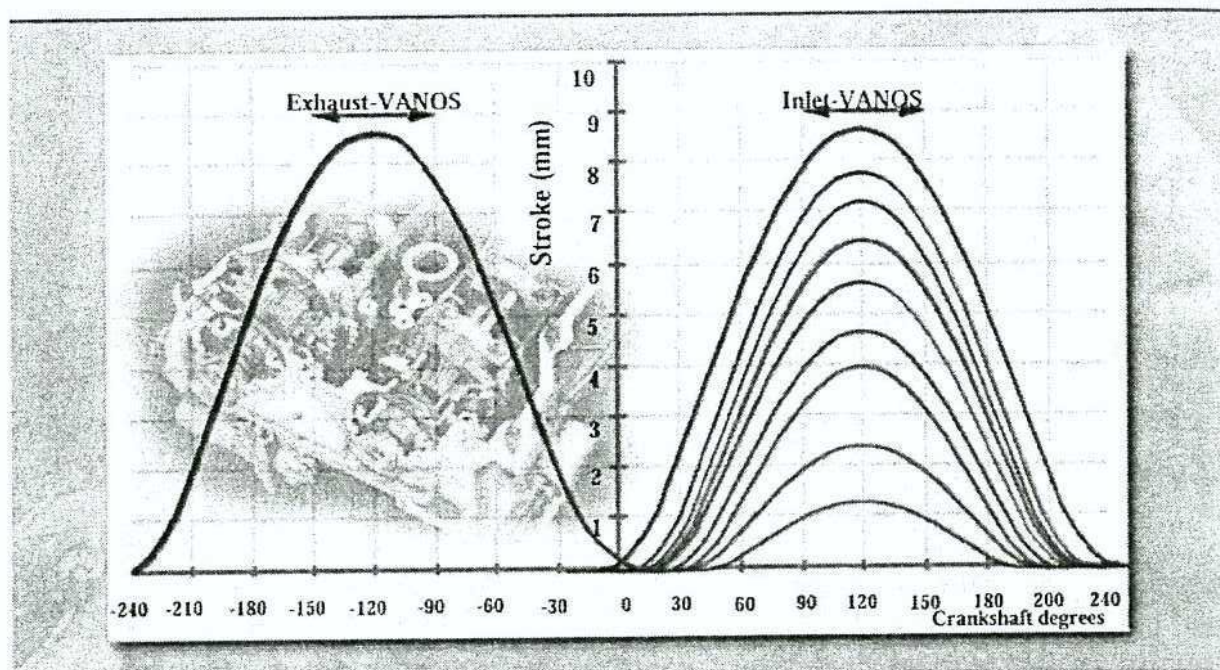


Figure 1-31 Profils de levée de la soupape à l'admission et à l'échappement [25]

Malgré son avantage, il présente aussi une complexité mécanique. En effet, il est constitué de plusieurs pièces qui doivent être agencées de manière très précise autour de la soupape. Cela nécessite certainement de faibles tolérances dans la fabrication des pièces. Il est obligatoire de procéder à l'appairage des pièces lors du montage, pour que le comportement de la levée soit relativement la même pour toutes les soupapes : pour chaque dispositif à monter, les pièces sont d'abord mesurées et triées in situ avant d'être regroupées. Cette opération est effectuée à la main, ce qui rend le dispositif coûteux.

Le dispositif Valvetronic représente aussi une réelle concurrence pour l'actionneur que nous étudions car il a un fonctionnement qui se rapproche du camless et il est déjà présent sur des véhicules depuis une longue période.

III. Conclusion

L'état de l'art des dispositifs de distribution variable que nous avons présenté tout au long de ce chapitre n'est pas exhaustif. Il existe aussi d'autres alternatives comme les dispositifs hydrauliques ou pneumatiques, mais ces dernières ne sont pas largement répandues, en comparaison avec les dispositifs mécaniques avec arbre à cames. Nous avons surtout pour but de comparer l'actionneur que nous étudions avec d'autres dispositifs électromagnétiques et les dispositifs mécaniques, qui sont déjà présents sur des véhicules commercialisés. Comme le but des différents actionneurs électromagnétiques est de concurrencer, voire supplanter les dispositifs mécaniques, nous nous sommes plutôt intéressés à ces dispositifs dans ce chapitre.

Dans tous les cas, il est nécessaire de refermer la soupape à faible vitesse et de manière étanche sur son siège, et aussi d'éviter les bruits, causés par des impacts ou des jeux. Ces conditions sont respectées par les dispositifs mécaniques grâce à l'arbre à cames, mais cela est plus difficile pour les actionneurs électromagnétiques.

Les actionneurs électromagnétiques doivent avoir une bonne robustesse dans le contrôle du mouvement de la soupape, tout en ayant une faible consommation électrique. Un compromis est nécessaire. A cela s'ajoute le problème de la transformation du mouvement de rotation en mouvement de translation pour les actionneurs rotatifs.

L'association d'un ressort à un actionneur électromagnétique permet de réaliser de bons compromis entre la consommation électrique et la disponibilité de la force magnétique (pour la robustesse du contrôle). Nous l'avons essentiellement remarqué dans le cas de l'actionneur Camcon, de l'actionneur IAI et de l'actionneur actuel. Ce dernier possède une structure magnétique simple, ainsi qu'une complexité mécanique relativement moindre. Tout cela justifie l'intérêt de son étude. Dans le prochain chapitre, nous présenterons sa modélisation statique par réseau de réluctances, en tenant compte de sa géométrie en 3D.

IV. Bibliographie

- [1] Bruno Lequesne. Variable lift operation of bistable electromechanical poppet valve actuator, US4829947, May 1989.
- [2] Michael Schebitz. Electromagnetic cylinder valve actuator having a valve lash adjuster, US5762035, Jun. 1998.
- [3] Nicolas Gelez. Actionneur électromagnétique de soupape de moteur thermique, FR2924747, Juin 2009.
- [4] Fiaccabrino Calogero. Actionneur linéaire à capteur de position, FR2801415, Novembre 1999.
- [5] Christophe Fageon, Stephane Guerin, Emmanuel Sedda, and Jean-Paul Yonnet. Electromechanical valve actuator for internal combustion engines and internal combustion engine equipped with such an actuator, US7487749, Feb. 2009.
- [6] Emmanuel Talon. Actionneur électromagnétique à aimants permanents disposés en v selon un agencement électromagnétiquement optimisé actionneur électromagnétique a aimants permanents dispose en v selon un agencement électromagnétiquement optimise, FR2896080, Juillet 2007.
- [7] Hamid BEN AHMED. *Des procédés de conversion électro-magnéto-mécaniques non-conventionnels aux systèmes mécatroniques. Conception-Modélisation-Optimisation*. HDR, ENS Cachan, 2006.
- [8] Michel LECRIVAIN, Mohamed GABSI, Hamid BEN AHMED, Emmanuel SEDDA, Christophe FAGEON. Actionneur électromécanique de commande de soupape pour moteur à combustion interne et moteur à combustion interne muni d'un tel actionneur, EP1703089, Mars 2005.
- [9] C. Bernez, X. Miniger, H. Ben Ahmed, M. Gabsi, M. Lecrivain E. Gimet, E. Sedda. High-acceleration linear drives : Application to electromagnetic valves. *International Journal of Electrical Engineering in Transportation*, 1(1):27-40, 2005.
- [10] Emmanuel SEDDA, Christophe FAGEON, Hamid BEN AHMED, Michel LECRIVAIN, Mohamed GABSI. Actionneur électromécanique de commande de soupape pour moteur à combustion interne, EP1450009, Janvier 2004.

- [11] Jean-Paul Yonnet. Systematic research of all the configurations of linear polarized actuator for "camless" systems. *LDIA (Linear Drives for Industrial Applications)*, Lille, 16-17 September 2007.
- [12] Christian Chillet, Jean-Paul Yonnet, Christophe Fageon, Christophe Baldi. Very compact actuators for camless systems. In *Linear Drives for Industrial Applications Conference*, Kobé-Awaji (Japon), 25-28 septembre 2005.
- [13] D. Cope and A. Wright. Electromagnetic fully flexible valve actuator. *SAE Technical Paper*, (2006-01-0044), 2006.
- [14] D. Cope, A. Wright, C. Corcoran, K. Pasch, and D. Fischer. Fully flexible electromagnetic valve actuator: Design, modeling, and measurements. *SAE Technical Paper*, (2008-01-1350), 2008.
- [15] Bernhard Hoffmann and Andreas Gründl. Linear actuator, EP1869756, Dec. 2007.
- [16] Dipl.-Ing Friedrich Mörlt. *Hoch dynamischer elektrischer Liearantrieb für vollvariable Ventilsteuerung*, volume 16. Haus der Technik Fachbuch, 2009.
- [17] Jean-Paul Yonnet, Christophe Fageon, Christophe Baldi. Linear or rocking actuators for camless systems? *International Journal of Electrical Engineering in Transportation*, 1(2):33–37, 2005.
- [18] J. Keller. *Der Rotatorische Ventiltrieb (RVT), Ein vollvariabler, elektromechanischer Ventiltrieb zur Betätigung von Gaswechselventilen*, volume 16. Haus der Technik Fachbuch, 2009.
- [19] Prof. Dr. Klaus-Dietrich Kramer and Dipl.-Ing. Steffen Braune. Neuer vollvariable elektromotorischer Ventiltrieb. Technical report, Institut für Automatisierung und Informatik GmbH, Zentrum für industrielle Forschung und Entwicklung, Wernigerode, Deutschland, Jul. 2007.
- [20] Dipl.-Ing. Steffen Braune, Dipl.-Ing. Knut Hahne, and Prof. Dr. Klaus-Dietrich Kramer. *Untersuchungen zur Geräuschentwicklung eines elektromotorischen Ventiltriebs*, volume 16. Haus der Technik Fachbuch, 2009.
- [21] Wladyslaw Wagnanski and Paul Ford Graham. Programmable high speed valve actuator and power supply therefor, US7588002, Sep. 2009.
- [22] Michael Haas. Uniair - the first fully variable electro-hydraulic valve control system. In *Schaeffler Symposium Book*, volume 18, pages 250–263. Schaeffler Group AG, Schaeffler Technologies AG & Co. KG, 2010.
- [23] Vattaneo and Francesco. Internal combustion engine having an electronically controlled hydraulic device for variably actuating intake valves, EP1653057, May 2006.
- [24] Dr Rolf Schlachter and Anton Schollweck. Vorrichtung zur Hubverstellung eines Gaswechselventils im Zylinderkopf einer Brennkraftmaschine, EP1039103, Sep. 2000.
- [25] R. Flierl and M. Klueting. The third generation of valvetrains – new fully variable valvetrains for throttle-free load control. *SAE Technical Paper*, (2000-01-1227), 2000.

Chapitre 2. Modélisation statique de l'actionneur actuel par réseau de réluctances

Un modèle électromagnétique de notre actionneur est indispensable pour pouvoir analyser son fonctionnement et espérer avoir une idée de l'influence de sa géométrie sur ses performances. Parmi les méthodes possibles, la modélisation par éléments finis a l'avantage d'être précise, mais elle nécessite un temps de calcul important en 3D, de l'ordre de la dizaine de minutes pour un point de fonctionnement : un PC avec un processeur de 2,99 GHz et 2Go de RAM a été utilisé pour le calcul. La modélisation analytique, quant à elle, a l'avantage d'être rapide et entièrement paramétrée par la géométrie, mais elle nécessite des domaines de forme simple ainsi que des hypothèses simplificatrices. Pour exemple, une modélisation analytique en 3D d'un actionneur disque a été proposée dans la thèse de De Labarrière [1], mais cela a nécessité l'utilisation du coefficient de Carter pour lisser les parties ferromagnétiques avec encoches et la vérification de la non saturation des pièces ferromagnétiques.

Dans notre cas, la modélisation par réseau de réluctances est un bon compromis entre l'approche numérique par éléments finis et l'approche analytique. En effet les modèles réluctants font partie des modèles à constantes localisées [2], qui ont l'avantage d'être rapides et suffisamment précis du fait de la prise en compte de la non linéarité des matériaux. De plus il est possible de les paramétrer entièrement pour les associer à des outils d'optimisation. L'utilisation des réseaux de réluctances est encore d'actualité pour la modélisation d'actionneurs ou de machines électriques tournantes, que ce soit en deux dimensions [3], [4] ou en trois dimensions [5], [6], [7].

De notre côté nous utiliserons un logiciel dédié à la modélisation par réseau de réluctances (Reluctool), qui a été développé au laboratoire G2Elab [8], [9]. Le réseau de réluctances sera établi en deux étapes. A partir de simulations éléments finis en 2D, un premier modèle réluctant sera mis au point pour décrire et estimer les tendances de l'actionneur en termes de performances. Ce modèle réluctant subira ensuite des extensions pour prendre en compte les phénomènes dans la troisième dimension, notamment les fuites dans l'air.

Le modèle réluctant obtenu sera validé par des simulations éléments finis et par des mesures sur un prototype.

I. Modèle réluctant de la géométrie en 2D de l'actionneur

En raison de la complexité de la géométrie de l'actionneur, nous procédons dans un premier temps à une modélisation de la géométrie en 2D, limitée à la moitié du corps supérieur de l'actionneur. Pour identifier les différentes réluctances mises en jeu, nous procédons au découpage de la partie étudiée de l'actionneur, en procédant selon la méthode décrite par [3]. Nous cherchons à obtenir un réseau de réluctances unique, qui couvre l'utilisation de l'actionneur sur une plage d'entrefer de 0 à 2 mm et sur une plage de courant allant d'un défluxage important à un renforcement de l'action des aimants jusqu'à saturation du circuit magnétique.

1. Découpage de l'actionneur et identification du flux magnétique principal et des flux de fuite

Le découpage de l'actionneur en différentes réluctances est obtenu à partir d'une observation préalable avec flux2D des lignes d'induction magnétique dans l'actionneur, pour différents points de fonctionnement. Pour être dans une situation qui soit la plus représentative des points de fonctionnement sur la plage désirée, nous choisissons un entrefer de 0,1 mm et trois valeurs de courant : un courant défluxant les aimants, un courant les renforçant et un courant nul.

Les réluctances modélisant les fuites de l'actionneur tiennent compte de tous les trajets de fuites identifiées lors de l'observation des lignes d'induction pour les points de fonctionnement mentionnés ci-dessus.

Les Figure 2-1, Figure 2-2 et Figure 2-3 nous montrent les lignes d'induction magnétique obtenues dans la moitié du corps supérieur de l'actionneur (l'axe de symétrie est situé à gauche de la figure), pour un entrefer de 0,1 mm et pour différents courants.

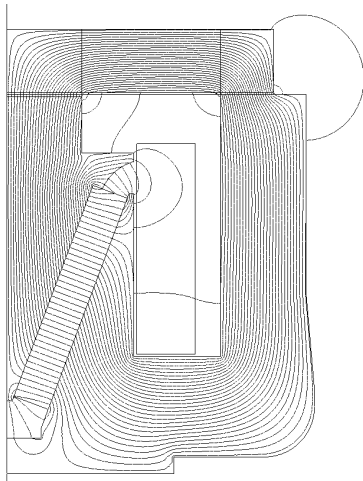


Figure 2-1 Entrefer à 0,1 mm et courant défluxant les aimants

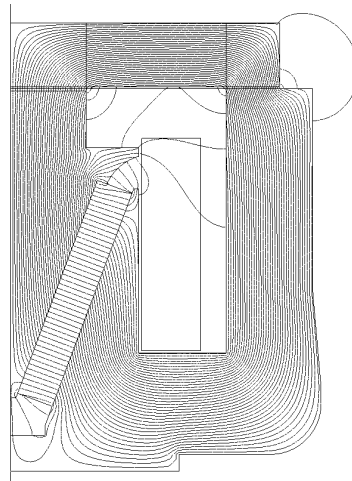


Figure 2-2 Entrefer à 0,1 mm et courant nul

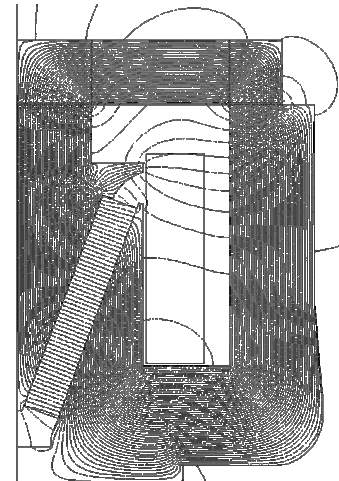


Figure 2-3 Entrefer à 0,1 mm et courant renforçant les aimants

Sur la Figure 2-3, nous pouvons remarquer des lignes de champ qui sortent du cadre de l'image. Elles sont présentes en raison de la saturation très importante du circuit magnétique et sont, dans la réalité, captées par l'autre moitié de l'actionneur (non modélisée ici) et non par la palette. Ces fuites ne seront pas prises en compte dans l'établissement du réseau réluctant de l'actionneur. Pour éviter d'utiliser le modèle dans une configuration mal appropriée, nous choisirons la plage d'étude (en courant et en entrefer) du réseau de réluctances de telle sorte que ces fuites non prises en compte restent peu présentes dans l'observation des résultats de simulation par éléments finis.

La Figure 2-4 reprend les trajets de flux pertinents pour l'établissement du réseau de réluctances de l'actionneur. Nous pouvons remarquer que les lignes du flux principal traversent les parties ferromagnétiques, tandis que les lignes des flux de fuite se trouvent aussi bien dans l'air que dans certaines parties ferromagnétiques autour de l'aimant (comme le bec et les pointes).

Nous avons deux sources d'ampères-tours de part et d'autre de l'aimant ; cela est dû à la présence de fuites, qui traversent latéralement une partie de la

bobine, entre les branches de l'actionneur. Comme la jambe centrale et l'aimant sont tous deux entourés par les spires de la bobine, les deux sources d'ampères-tours doivent se trouver directement en série avec l'aimant et les réluctances de la jambe centrale afin de respecter le théorème d'Ampère. L'analyse du trajet des flux (Figure 2-4) nous permet de procéder au « découpage » de l'actionneur en différentes réluctances. Le schéma réluctant de l'actionneur est représenté sur la Figure 2-5.

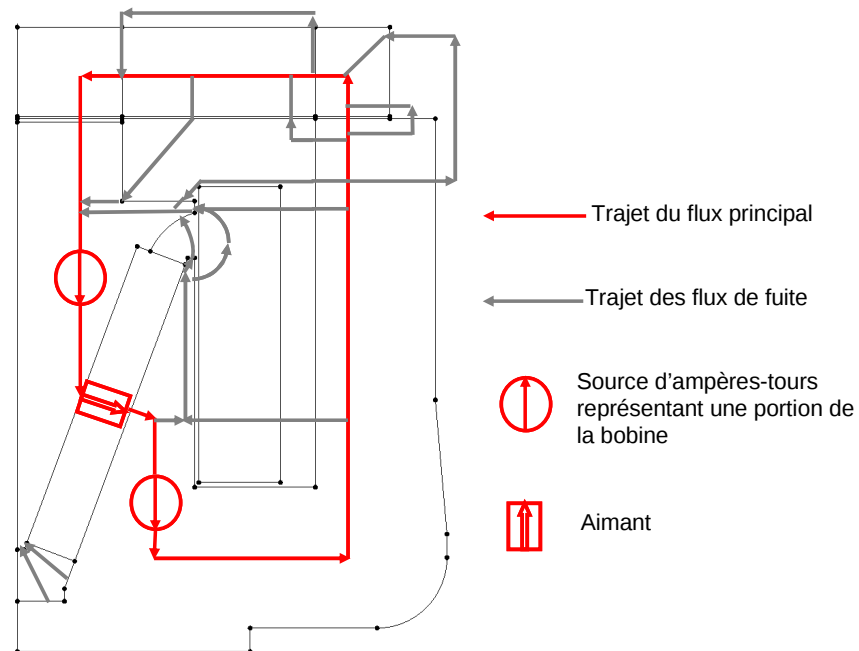


Figure 2-4 Représentation schématique du flux principal et des flux de fuite dans la moitié du corps supérieur de l'actionneur et dans la palette mobile

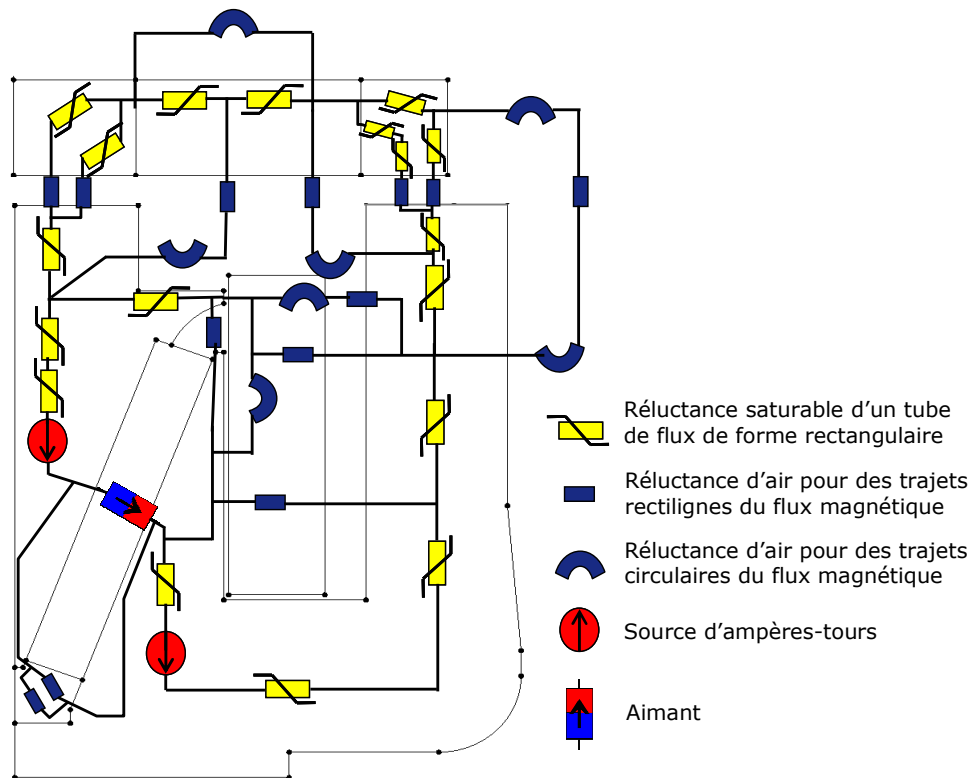


Figure 2-5 Schéma réluctant de l'actionneur en 2D

Les trajets du flux dans les parties ferromagnétiques sont modélisés par des réluctances saturables (éléments rectangulaires). Les trajets de flux dans l'air sont modélisés par des éléments rectangulaires et circulaires.

Les éléments rectangulaires sont définis par leur longueur et leur section. Les éléments circulaires sont définis par leur profondeur, leur rayon interne et externe, et l'angle entre les plans qu'ils relient.

2. Réluctance des parties ferromagnétiques de l'actionneur

Comme nous l'avons mentionné au début de ce chapitre, un logiciel dédié à la modélisation par réseau de réluctances (Reluctool) est utilisé au laboratoire G2Elab. Avec ce logiciel, nous définissons les réluctances des parties saturables de l'actionneur à partir d'une longueur moyenne L_R et d'une section moyenne S_R . La valeur d'une réluctance est calculée par la relation d'Hopkinson :

$$\Re(\varphi) = H(B) \times \frac{L_R}{\varphi} = \frac{L_R}{\varphi} \times H\left(\frac{\varphi}{S_R}\right) \quad (2-1)$$

Dans cette relation, φ représente le flux magnétique qui traverse la pièce saturable étudiée, avec l'hypothèse que l'induction magnétique y est uniforme.

Ainsi pour définir correctement chaque réluctance saturable dans Reluctool, il faut identifier la longueur et la section moyennes du trajet du flux magnétique dans la pièce étudiée, ainsi que l'expression analytique $H(B)$ du comportement magnétique du matériau constituant cette pièce. La fonction $H(B)$ donne le champ magnétique en fonction de l'induction magnétique ; c'est la fonction inverse de celle représentative de la courbe de première aimantation du matériau.

Dans ce paragraphe, nous calculerons la longueur et la section moyenne du trajet du flux magnétique dans les différentes parties ferromagnétiques de l'actionneur. La modélisation analytique du comportement magnétique des matériaux sera effectuée séparément.

a. Réluctances au niveau de la palette

Nous pouvons observer sur la Figure 2-6 que le trajet du flux magnétique dans la palette peut être divisé en trois parties : la partie où les lignes d'induction sont horizontales, le coude au-dessus de la jambe centrale, le coude où il y a concentration de flux. L'approximation des lignes d'induction nous permet de définir, pour chaque partie de la palette, la longueur du trajet moyen et sa section.

D'après la thèse de Albert [5] la longueur moyenne du trajet du flux magnétique dans la partie située au-dessus de la jambe centrale est donc :

$$L_m = \frac{\sqrt{L_{milieu}^2 + E_p^2}}{2} \quad (2-2)$$

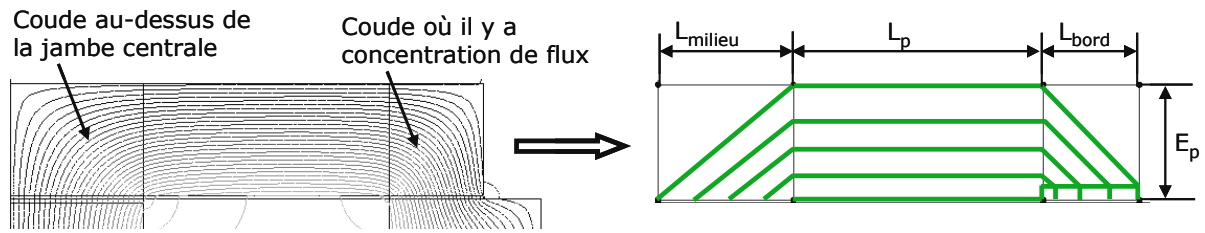


Figure 2-6 Approximation des lignes d'induction dans la palette

Comme nous sommes en 2D, la profondeur de toutes les parties de l'actionneur est égale à la longueur L de la palette. La section du trajet du flux magnétique est calculée en effectuant la moyenne des sections d'entrée et de sortie. La section du trajet moyen des lignes d'induction dans la partie située au-dessus de la jambe centrale est donc :

$$S_m = \frac{(E_p + L_{milieu}) \times L}{2} \quad (2-3)$$

La longueur moyenne du trajet du flux magnétique dans la partie où les lignes d'induction sont horizontales, reste L_p .

La section moyenne du trajet du flux est donc :

$$S_p = E_p \times L \quad (2-4)$$

Dans la partie où il y a un coude des lignes d'induction et concentration de flux magnétique, nous avons deux réductances en série. La première est similaire (coude) à la réductance située au-dessus de la jambe centrale et la deuxième est caractérisée par une faible longueur ε à cause de la saturation.

La réductance de faible longueur ε possède la section suivante :

$$S_e = L_{bord} \times L \quad (2-5)$$

La réductance du dernier coude dans la palette possède la longueur moyenne [5]:

$$L_b = \frac{\sqrt{L_{bord}^2 + (E_p - \varepsilon)^2}}{2} \quad (2-6)$$

Et la section moyenne suivante :

$$S_b = \frac{(E_p - \varepsilon + L_{milieu}) \times L}{2} \quad (2-7)$$

Dans la réalité, l'induction magnétique à l'intérieur du coude est plus importante que vers l'extérieur. Cette inhomogénéité introduit une erreur lors du calcul de la force magnétique.

Pour y remédier, nous scindons ces réductances en deux réductances ayant la moitié de la section et les longueurs suivantes : la réductance à l'intérieur du coude possède une longueur égale au quart de la diagonale du coude, tandis que celle vers l'extérieur du coude prend une longueur égale aux trois-quarts de la même diagonale. Dans le cas d'une seule réductance, cette dernière possède une longueur égale à la moitié de cette diagonale.

b. Réductances au niveau de la jambe centrale

Dans la jambe centrale, nous déterminerons cinq réductances visibles sur la Figure 2-7 : la partie en regard avec la palette (1), le bec (5), le support

inférieur de l'aimant (4), une partie en forme de V (3) et une partie intermédiaire (2). La difficulté est de modéliser le bec.

Les lignes d'induction dans l'aimant ne sont pas représentées. L'aimant est modélisé par une source d'ampères-tours en série avec une réluctance [8], [10]. Pour un aimant possédant une épaisseur E_a , une largeur L_a , une profondeur L , une induction rémanente B_r et une perméabilité relative μ_a , nous avons la valeur d'ampères-tours suivante :

$$\Theta_a = \frac{B_r \times E_a}{\mu_0 \mu_a} \quad (2-8)$$

Et la valeur de la réluctance série suivante :

$$R_a = \frac{E_a}{\mu_0 \mu_a \times L_a \times L} \quad (2-9)$$

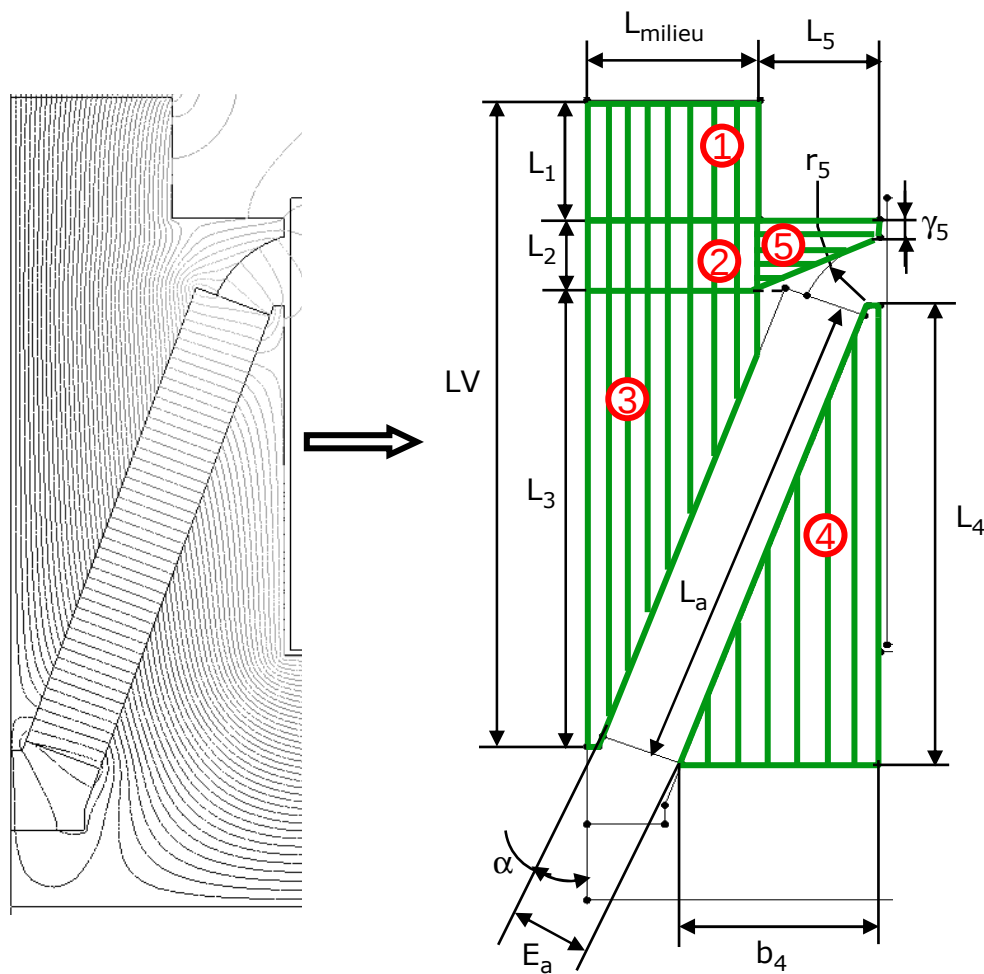


Figure 2-7 Approximation des lignes d'induction dans la jambe centrale

Dans la cotation de la Figure 2-7, les dimensions suivantes sont connues au niveau de la jambe centrale : L_{milieu} , LV , L_1, L_5 , r_5 , L_a , E_a , et α . Les largeurs des bouts des pointes sont aussi disponibles, mais elles ne sont pas représentées dans la cotation pour des questions de clarté. Nous les désignons par la grandeur γ affectée de l'indice correspondant aux parties numérotées sur la Figure 2-7.

La réluctance de l'élément numéro 1 est aisée à déterminer. Sa longueur moyenne est déjà disponible, c'est L_1 . Sa section moyenne est la suivante :

$$S_1 = L_{\text{milieu}} \times L \quad (2-10)$$

Pour définir la réluctance de l'élément numéro 2, nous devons déterminer L_2 . En général, c'est la longueur $L_1 + L_2$ qui est mesurable. Il s'agit de la distance séparant le coin supérieur de l'aimant et le dessus de la jambe centrale. Comme L_1 est directement mesurable, nous pouvons déduire L_2 que nous supposons par la suite connue.

La section de l'élément 2 dépend de l'angle d'inclinaison α de l'aimant par rapport à la verticale. En effet le coin supérieur de l'aimant peut se situer à l'intérieur de l'élément 2 (Figure 2-7) ou hors de ce dernier. Pour pouvoir tenir compte des deux cas de figure, nous exprimons la section de l'élément 2 par :

$$S_2 = L_a \times \sin \alpha \times L \quad (2-11)$$

Pour définir la réluctance des éléments 3 et 4, nous devons au préalable analyser le trajet des lignes de flux dans la Figure 2-7. On peut constater que la très grande partie du flux traverse l'aimant et les deux pièces verticalement. Une ligne à gauche de la figure traverse sur une grande longueur la partie 3 et sur une courte longueur la partie 4. Si on se décale sur la droite, c'est le phénomène inverse qui se produit. Comme les largeurs des pièces sont très voisines, on peut faire l'approximation de prendre pour les longueurs des réluctances 3 et 4, la moitié de L_3 et L_4 , et des sections définies par L_{milieu} et b_4

L'élément 5 est le bec arrondi. Même s'il n'est présent que pour des raisons mécaniques, il est nécessaire de le prendre en compte dans notre modélisation magnétique car il crée des fuites non négligeables. Nous supposons que cet élément 5 possède une forme rectangulaire, sa longueur est L_5 (Figure 2-7). Pour plus de simplicité, nous définissons sa section moyenne par :

$$S_5 = \frac{(L_2 + \gamma_5) \times L}{2} \quad (2-12)$$

c. Réluctances au niveau de la jambe externe et la culasse

La Figure 2-8 nous montre la dernière partie ferromagnétique de l'actionneur à modéliser. La jambe externe est découpée en plusieurs réluctances rectangulaires (7, 8 et 9), en raison des fuites latérales dans l'actionneur.

Nous avons aussi explicité certaines fuites pour justifier la longueur des réluctances en série au niveau de la seconde jambe en regard de la palette. Les longueurs accessibles sont : L_{bord} , W_{bord} , L_1 , L_7 , LW , ε , E_c , L_c . Pour plus de simplicité, nous n'avons pas modélisé les lignes d'induction dans le coude situé entre les éléments 6 et 7. De plus, cette partie est la moins sujette à la saturation.

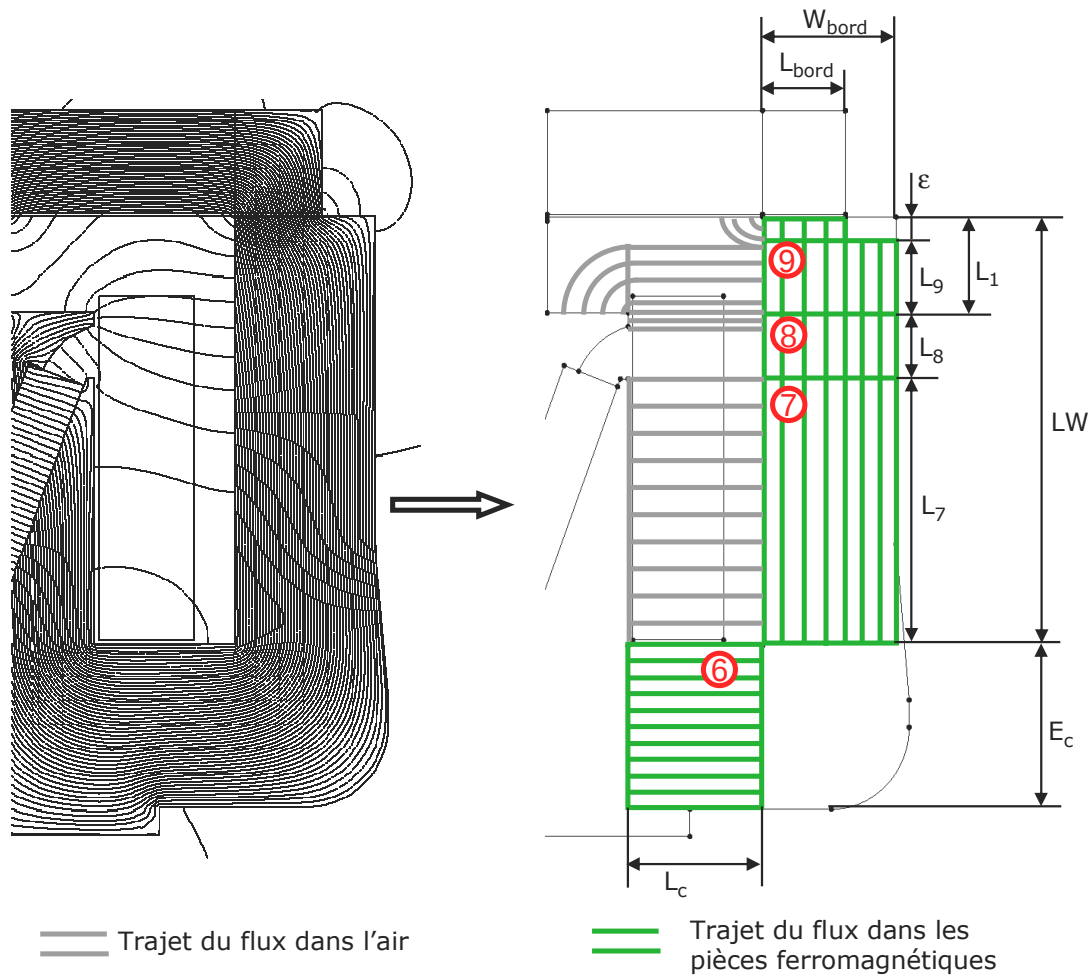


Figure 2-8 Approximation des lignes d'induction à l'intérieur et autour des parties ferromagnétiques restantes

Les sections et longueurs moyennes des éléments 6, 7, 8, et 9 s'expriment comme suit :

$$S_c = E_c \times L \quad (2-13)$$

$$S_7 = W_{\text{bord}} \times L \quad (2-14)$$

$$L_8 = LW - L_7 - L_1 \quad (2-15)$$

$$S_8 = W_{\text{bord}} \times L \quad (2-16)$$

$$L_9 = L_1 - \varepsilon \quad (2-17)$$

$$S_9 = W_{\text{bord}} \times L \quad (2-18)$$

Nous avons une autre réluctance rectangulaire qui est en série avec l'élément numéro 9. Elle permet de prendre en compte la concentration de flux observée du côté de la partie fixe de l'actionneur. Cette même longueur de réluctance apparaît en déduction dans la longueur L_9 .

3. Réluctance des fuites dans l'air

Par rapport aux réluctances dans les parties ferromagnétiques (qui canalisent le flux magnétique), les réluctances dans l'air sont plus difficiles à définir. Cela est dû à la difficulté de déterminer explicitement pour chaque position de la palette

et pour une plage de courant donnée, le trajet des lignes d'induction dans l'air. Cela rend d'autant plus complexe l'établissement d'un schéma réluctant unique sur la plage de fonctionnement désirée.

Cette difficulté ne concerne pas uniquement la détermination de la réluctance des tubes de flux dans l'air, mais aussi leurs connexions avec les réluctances des parties ferromagnétiques. En général, l'observation des lignes d'induction obtenues par simulations éléments finis permet de dégager une certaine tendance selon la zone d'air considérée. Les Figure 2-1, Figure 2-2, et Figure 2-3 nous donnent déjà une idée de ces tendances.

Dans ce paragraphe, nous présenterons l'approximation des lignes d'induction pour chaque zone étudiée, avant d'établir la portion de schéma réluctant qui en résulte. Le schéma global du réseau de réluctance est celui de la Figure 2-5.

a. Fuites dans les entrefers et autour de la palette

Dans cette partie, nous cherchons à approximer les fuites entre la palette et les parties fixes de l'actionneur (jambes centrale et externe) ainsi que les fuites autour de la palette.

La Figure 2-9 nous montre une approximation des lignes d'induction dans l'air reliant la palette et la jambe centrale (a) et celle des lignes reliant la palette et la jambe externe (b). Les éléments 13 à 16 relient la jambe externe à la palette ; les éléments 17 et 18 relient la jambe centrale à la palette.

Les éléments 13 et 18 sont constitués d'une réluctance circulaire (d'angle d'ouverture $\pi/2$) en série avec une réluctance rectangulaire. D'après Roters [11], une réluctance circulaire est caractérisée par son angle d'ouverture θ en radians, sa profondeur L , son rayon interne w_i et externe w_e . Dans le cas général, sa réluctance est :

$$\mathfrak{R}_w = \frac{\theta}{\mu_0 \cdot L} \times \frac{1}{\ln\left(\frac{w_e}{w_i}\right)} \quad (2-19)$$

Pour certains éléments, les grandeurs w_e et/ou w_i sont choisies à partir de l'observation de résultats de simulations éléments finis 2D (Flux2D).

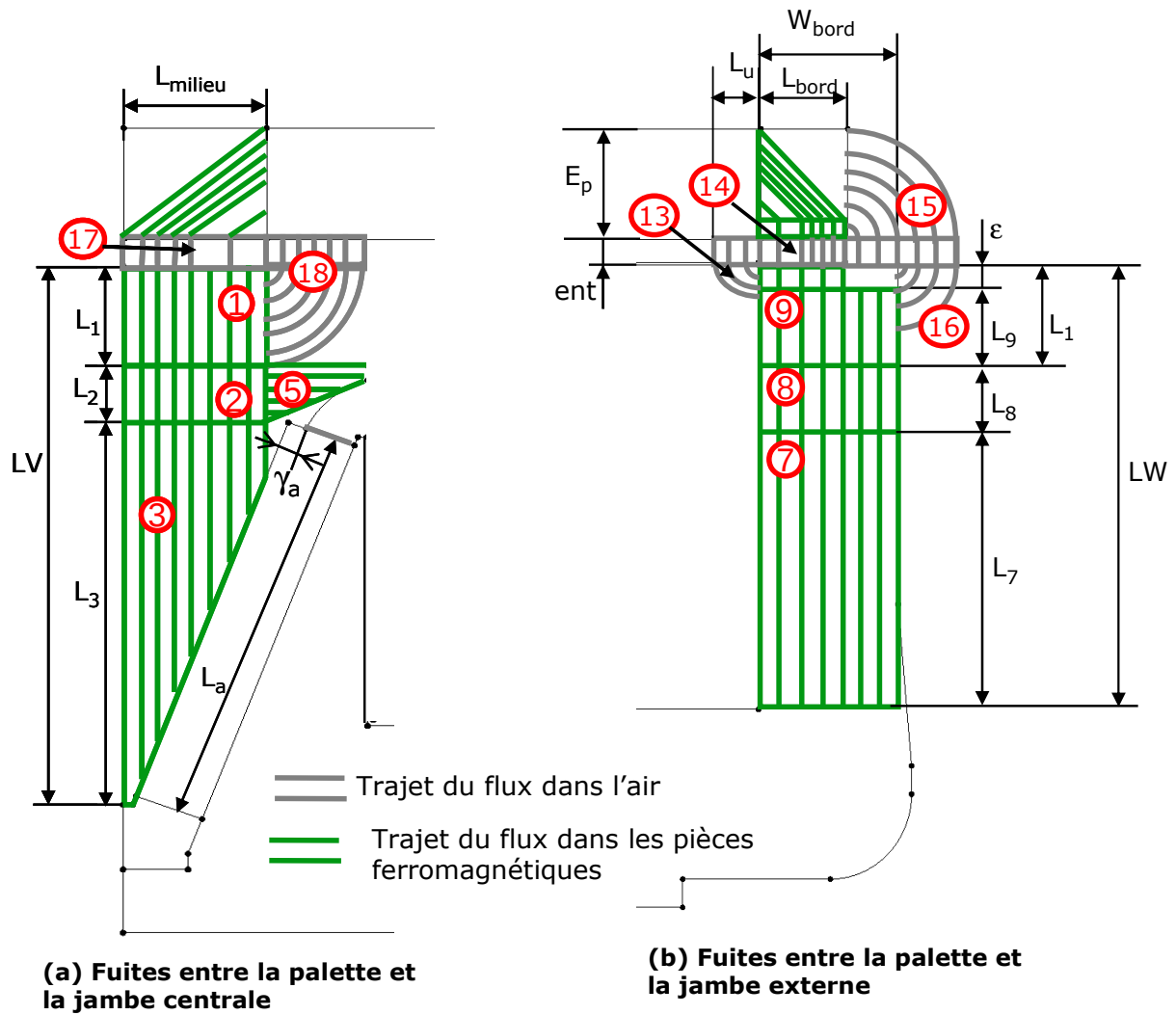


Figure 2-9 Approximation des fuites entre la palette et les parties fixes de l'actionneur

Une longueur supplémentaire ent_f est ajoutée à l'entrefer entre la palette et la jambe centrale. Elle est nécessaire pour maintenir la pièce ferromagnétique en forme de V collée à la jambe centrale. A partir des dimensions représentées sur la Figure 2-9, les réluctances globales des éléments 13 et 18 sont alors :

$$R_{13} = \frac{\pi}{2 \cdot \mu_0 \cdot L} \times \frac{1}{\ln\left(\frac{w_{e13}}{w_{i13}}\right)} + \frac{ent}{\mu_0 \cdot w_{e13} \times L} \quad (2-20)$$

$$R_{18} = \frac{\pi}{2 \cdot \mu_0 \cdot L} \times \frac{1}{\ln\left(\frac{L_1}{w_{i18}}\right)} + \frac{(ent + ent_f)}{\mu_0 \cdot L_1 \times L} \quad (2-21)$$

Les éléments 14 et 17 représentent respectivement la zone d'entrefer reliant la palette à la jambe externe et à la jambe centrale. Il s'agit de réluctances de forme rectangulaire. Les expressions de ces réluctances sont :

$$R_{14} = \frac{ent}{\mu_0 \cdot L_{bord} \times L} \quad (2-22)$$

$$R_{17} = \frac{ent + ent_f}{\mu_0 \cdot L_{milieu} \times L} \quad (2-23)$$

Pour mieux prendre en compte la saturation dans les coins de la palette, les réductances 14 et 17 sont chacune scindées en deux réductances de même section. La connexion de ces réductances d'air avec celles modélisant les coins de la palette est représentée sur la Figure 2-10.

L'élément 15 est constitué de deux réductances en série : une réductance circulaire et une réductance rectangulaire. La réductance circulaire est reliée à la palette (Figure 2-9). Elle possède un rayon interne w_{i15} très petit, un rayon externe de valeur E_p et un angle d'ouverture de $\pi/2$.

La réductance rectangulaire possède une longueur ent , une largeur E_p et une longueur L . La réductance globale de l'élément 15 est :

$$R_{15} = \frac{\pi}{2 \cdot \mu_0 \cdot L} \times \frac{1}{\ln\left(\frac{E_p}{w_{i15}}\right)} + \frac{ent}{\mu_0 \cdot E_p \times L} \quad (2-24)$$

L'élément 16 est une réductance circulaire reliant la jambe externe à l'élément 15. L'élément 16 (en série avec l'élément 15) possède un angle d'ouverture de $\pi/2$ et un rayon interne w_{i16} très petit. L'expression de son rayon externe est :

$$w_{e16} = E_p - W_{bord} + L_{bord} \quad (2-25)$$

La réductance de l'élément numéro 16 est donc :

$$R_{16} = \frac{\pi}{2 \cdot \mu_0 \cdot L} \times \frac{1}{\ln\left(\frac{E_p - W_{bord} + L_{bord}}{w_{i16}}\right)} \quad (2-26)$$

Les autres fuites autour de la palette sont celles qui l'enjambent en partie. Elles sont d'autant plus nombreuses que cette dernière travaille à une induction dépassant le coude de saturation du matériau. Nous pouvons observer ce type de fuite sur la Figure 2-3.

La Figure 2-10 nous montre la portion de schéma réductant que nous obtenons après approximation des fuites enjambant une partie de la palette et les fuites reliant cette dernière avec les parties fixes de l'actionneur. Comme nous pouvons le remarquer sur la Figure 2-3, l'angle d'ouverture du tube de flux qui enjambe la palette est inférieur π .

Ce tube de flux représenté sur la Figure 2-10 est modélisé par une réductance circulaire dont l'angle moyen d'ouverture est θ_p , le rayon interne r_i , le rayon externe r_e et la profondeur L .

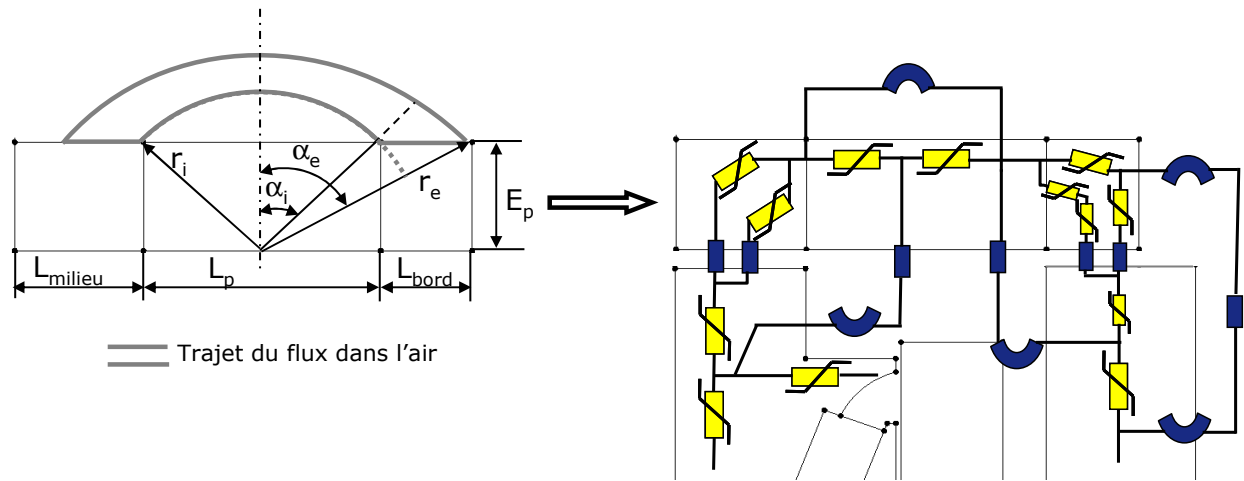


Figure 2-10 Etablissement du réseau de réluctances autour de la palette et dans les entrefers

L'angle θ_p est obtenu par l'expression :

$$\theta_p = \alpha_i + \alpha_e \quad (2-27)$$

Avec :

$$\alpha_i = \text{Arctg}\left(\frac{L_p}{2.E_p}\right) \quad (2-28)$$

$$\alpha_e = \text{Arctg}\left(\frac{0,5.L_p + L_{\text{bord}}}{E_p}\right) \quad (2-29)$$

Les expressions des rayons r_i et r_e sont les suivantes :

$$r_i = \sqrt{\left(\frac{L_p}{2}\right)^2 + E_p^2} \quad (2-30)$$

$$r_e = \sqrt{\left(\frac{L_p}{2} + L_{\text{bord}}\right)^2 + E_p^2} \quad (2-31)$$

La réluctance R_{fp} du tube de flux enjambant la palette est alors :

$$R_{fp} = \frac{\theta_p}{\mu_0.L} \times \frac{1}{\ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right)} \quad (2-32)$$

b. Fuites autour des parties fixes de l'actionneur

La Figure 2-11 nous montre les fuites autour de la jambe centrale (a) et les fuites reliant cette dernière à la jambe externe (b).

L'élément 10 représente les fuites qui divisent la bobine en deux sources d'ampères-tours. Cet élément rectangulaire possède une longueur de valeur L_c , une épaisseur L_7 et une profondeur L . L'expression de sa réluctance est :

$$R_{10} = \frac{L_c}{\mu_0 \times L_7 \times L} \quad (2-33)$$

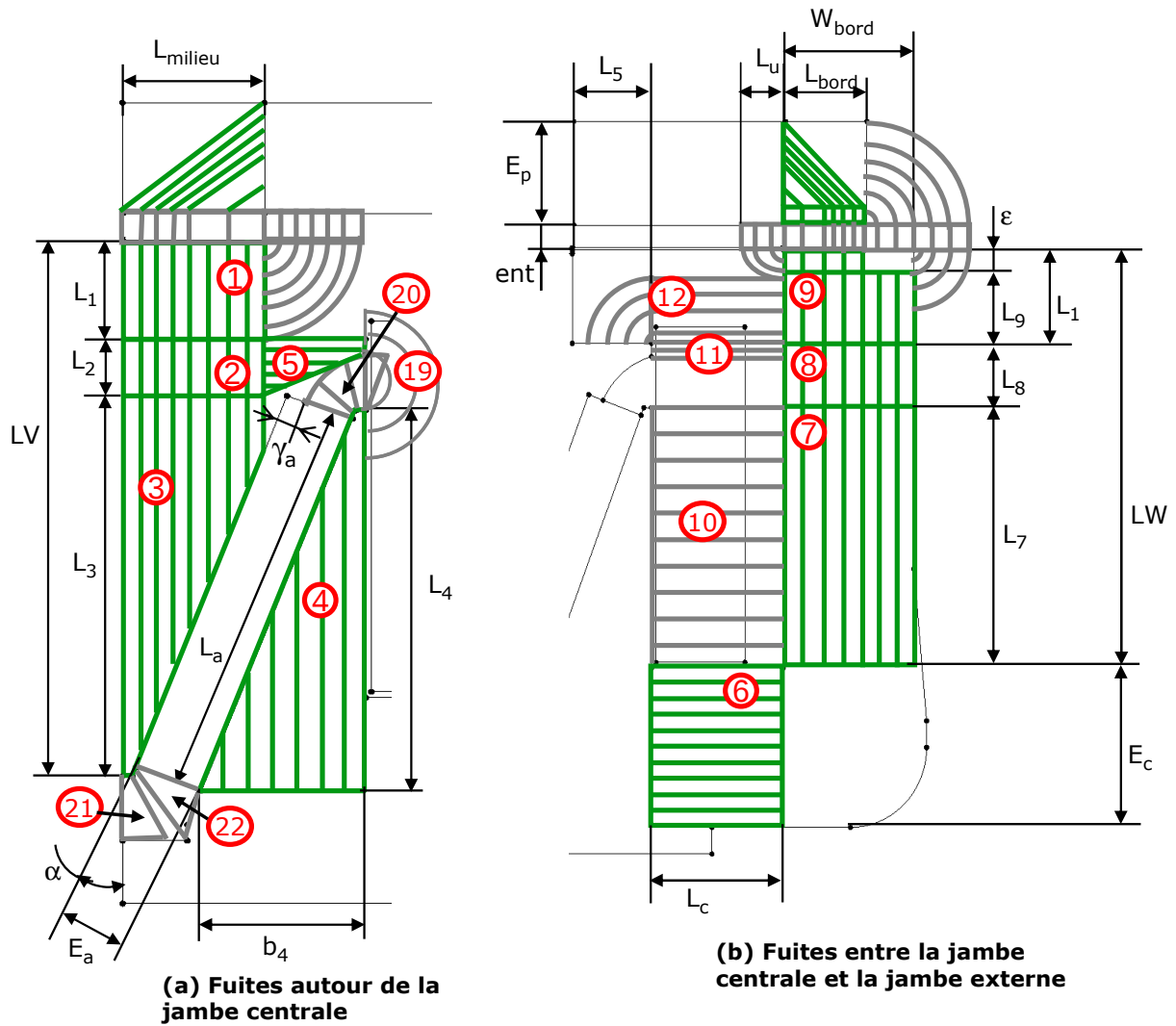


Figure 2-11 Fuites autour de la jambe centrale et fuites reliant les deux jambes de l'actionneur

L'élément 11 relie le bout du bec à la jambe externe. Cet élément est connecté au nœud que partagent les éléments 8 et 9. En se référant au paragraphe I-2-b et à la Figure 2-7, l'élément 11 possède une épaisseur γ_5 , et une longueur L_c (la profondeur reste L). La réluctance de l'élément 11 est donc :

$$R_{11} = \frac{L_c}{\mu_0 \cdot \gamma_5 \times L} \quad (2-34)$$

L'élément 12 est constitué de deux composants en série : l'un circulaire et l'autre rectangulaire. Sur la Figure 2-11 l'élément 11 est en parallèle avec l'élément 12. Sa réluctance est alors (le rayon interne w_{i12} est très petit) :

$$R_{12} = \frac{\pi}{2 \cdot \mu_0 \cdot L} \times \frac{1}{\ln\left(\frac{L_5}{w_{i12}}\right)} + \frac{L_c}{\mu_0 \cdot L_5 \times L} \quad (2-35)$$

L'élément 19 est une réluctance circulaire qui relie le support de l'aimant (élément 4) et le bec de maintien (élément 5). L'élément 19 possède un angle d'ouverture de π , d'un rayon interne $(L_a - \gamma_a)/2$ et d'un rayon externe w_{e19} . Le

rayon externe est obtenu après observation des résultats de simulations par éléments finis. Sa réluctance est donc :

$$R_{19} = \frac{\pi}{\mu_0 \cdot L} \times \frac{1}{\ln\left(\frac{2 \cdot w_{e19}}{L_a - \gamma_a}\right)} \quad (2-36)$$

L'élément 20 fait partie des éléments difficiles à modéliser car les lignes d'induction à son voisinage peuvent être complètement différentes d'un point de fonctionnement à un autre (Figure 2-1 et Figure 2-3). La réluctance de l'élément 20 est paramétrée par : l'épaisseur E_a de l'aimant, la longueur γ_a et le rayon de courbure r_5 du bord arrondi du bec (Figure 2-11).

Nous modélisons l'élément 20 par une réluctance de forme rectangulaire. Sa longueur moyenne est (Figure 2-11) :

$$L_{20} = E_a - \gamma_a \quad (2-37)$$

La section de l'élément 20 est obtenue par :

$$S_{20} = r_5 \times \alpha_{20} \times L \quad (2-38)$$

L'angle α_{20} (en radians) est obtenu à partir de l'observation des lignes d'induction autour du bec et du support de l'aimant. Comme le suggère la Figure 2-11, l'angle α_{20} peut être supérieur à $\pi/2$.

Les éléments 21 et 22 sont représentés par des tubes de flux de forme trapézoïdale. Ils sont modélisés par deux réluctances en parallèle. Comme les éléments 21 et 22 possèdent quasiment les mêmes dimensions, leur réluctance est donc (formulation exacte pour un matériau linéaire [12]) :

$$R_{21} = R_{22} = \frac{E_a \ln\left(\frac{E_a}{\gamma_{21}}\right)}{\mu_0 \cdot L \cdot (E_a - \gamma_{21})} \quad (2-39)$$

Dans cette expression, γ_{21} représente la petite base du trapèze représentant les éléments 21 et 22. Pour établir la relation (2-39), nous isolons l'élément 21 sur la Figure 2-12. Nous avons représenté une réluctance élémentaire ; sa réluctance globale est obtenue en intégrant cette réluctance élémentaire sur la longueur de l'élément 21.

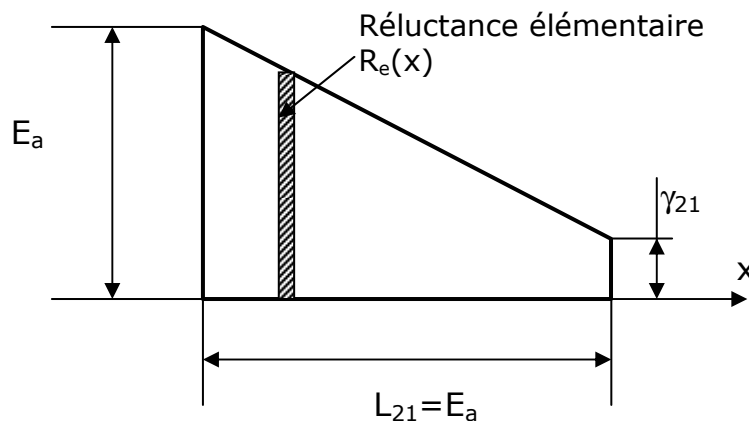


Figure 2-12 Etablissement de la réluctance d'un élément trapézoïdal

$$\text{Nous avons : } R_e(x) = \frac{dx}{\mu_0 \cdot L \cdot \left(E_a - \frac{(E_a - \gamma_{21})}{L_{21}} x \right)} \quad (2-40)$$

$$R_{21} = \int_0^{L_{21}} \frac{dx}{\mu_0 \cdot L \cdot \left(E_a - \frac{(E_a - \gamma_{21})}{L_{21}} x \right)} = \frac{1}{\mu_0 \cdot L} \times \frac{L_{21}}{(E_a - \gamma_{21})} [-\ln(\gamma_{21}) + \ln(E_a)] \quad (2-41)$$

Dans cette expression, nous choisissons $L_{21}=E_a$ comme longueur moyenne pour la définition de la réluctance. Après identification, sa section moyenne est alors :

$$S_{21} = S_{22} = \frac{(E_a - \gamma_{21}) \times L}{\ln\left(\frac{E_a}{\gamma_{21}}\right)} \quad (2-42)$$

Après cette décomposition des flux de fuite autour des parties fixes de l'actionneur, nous déduisons sur la Figure 2-13 la portion de schéma réluctant en 2D de l'actionneur autour de cette zone.

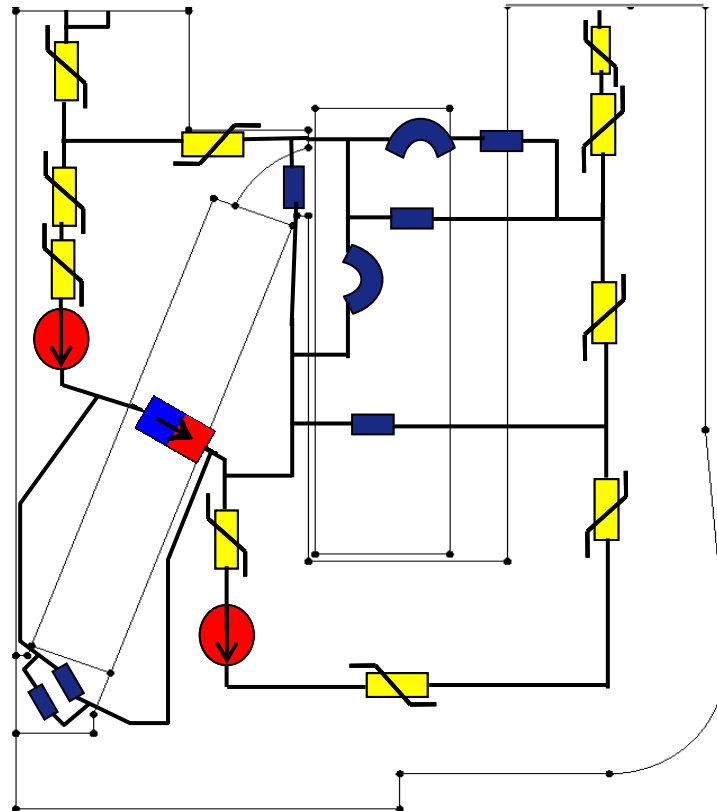


Figure 2-13 Réseau de réluctances autour des parties fixes de l'actionneur

L'étude des différentes parties de l'actionneur nous a permis d'identifier les tubes de flux essentiels à la modélisation par réseau de réluctances. A l'issue de cette partie, nous avons défini les grandeurs caractéristiques (longueur moyenne, section, angles et rayons) à introduire dans le logiciel Reluctool pour l'expression de chacune des réluctances.

La résolution semi-analytique utilisée par Reluctool nécessite d'introduire le comportement magnétique des matériaux de manière analytique. Il faut fournir

l'expression analytique du champ magnétique en fonction de l'induction magnétique, et c'est l'objectif du paragraphe suivant.

4. Prise en compte analytique du comportement des matériaux

Nous approximerons par des fonctions analytiques les courbes $H(B)$ expérimentales des matériaux constituant la palette et les parties ferromagnétiques fixes de l'actionneur. Ces courbes $H(B)$ représentent la fonction inverse de la courbe $B(H)$ de première aimantation. Les fonctions analytiques sont obtenues de manière empirique. Chaque fonction est dédiée uniquement au matériau qui lui correspond. C'est pourquoi un nombre important de chiffres significatifs est utilisé. Pour des inductions magnétiques supérieures à celles représentées, les courbes analytiques des matériaux prennent l'allure de segments de droite de pente $1/\mu_0$ (perméabilité du vide) : le modèle reste cohérent pour des valeurs plus importantes de l'induction magnétique.

Ces fonctions analytiques tiennent correctement compte de la saturation des matériaux constituant la palette et les parties ferromagnétiques fixes de l'actionneur.

a. Modélisation du matériau constituant la palette

L'expression analytique du matériau constituant la palette est établie à partir de la courbe expérimentale $H(B)$. Les coefficients sont ajustés à la main pour que la courbe analytique traduise le mieux possible le comportement « réel » du matériau (Figure 2-14).[]

$$H(b) = 2255.b - 10.b^{2,2} + \frac{(b - 2,06)}{\mu_0 \cdot \pi} \times [\text{Arctg}(50 \times 2,18) + \text{Arctg}[50 \times (b - 2,18)]] + \left[0,5 - \frac{\text{Arctg}[50 \times (b - 2,18)]}{\pi} \right] \times \left[0,55 + \frac{\text{Arctg}[16 \times (b - 1,64)]}{\pi} \right] \times 110.b^{8,5} \quad (2-43)$$

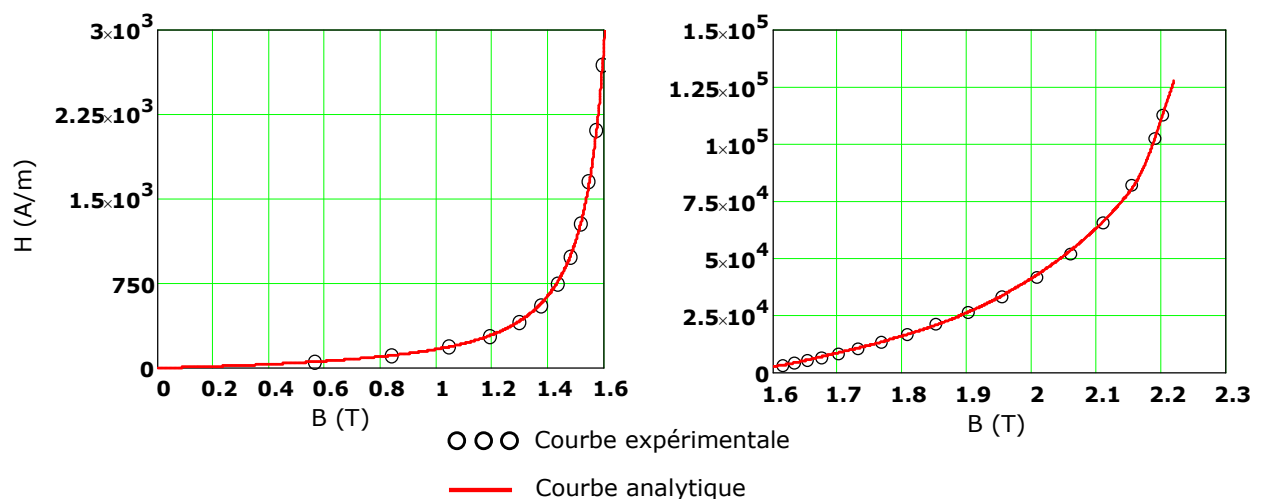


Figure 2-14 Courbe $H(B)$ du matériau constituant la palette

b. Modélisation du matériau constituant la partie fixe de l'actionneur

En procédant de la même façon nous établissons l'expression du matériau constituant la partie fixe de l'actionneur et nous vérifions sur la Figure 2-15 la bonne adéquation entre la courbe expérimentale et la courbe analytique.

$$H(b) = 2269.b - 26.b^3 + \frac{(b - 2,1)}{\mu_0 \cdot \pi} [\text{Arctg}(50 \times 2,18) + \text{Arctg}[50 \times (b - 2,18)]] +$$

$$\left[0,63 + \frac{2}{\pi} \text{Arctg} \left[\left(\frac{b}{1,481} \right)^{14,2} - 1 \right] \right] \left[0,5 - \frac{\text{Arctg}[50 \times (b - 2,183)]}{\pi} \right] (189.b^6 + 4,9.b^{10}) \quad (2-44)$$

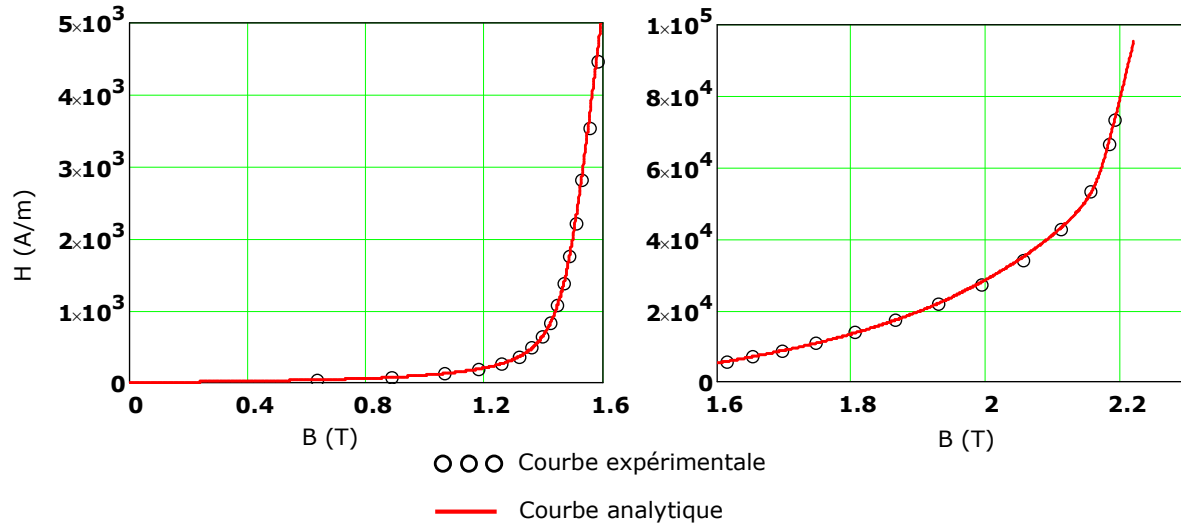


Figure 2-15 Courbe H(B) des autres parties de l'actionneur

Une fois que nous avons établi le réseau de réductances et introduit le comportement magnétique des matériaux, nous pouvons procéder à la simulation de l'actionneur. Nous faisons varier la valeur du courant et de l'entrefer en entrée, pour établir une cartographie du flux magnétique à travers la palette et de la force exercée sur cette dernière.

5. Comparaison du modèle 2D avec un modèle éléments finis 2D

Dans cette partie nous effectuerons la comparaison des cartographies de flux magnétique et de force, entre celles obtenues avec le modèle réductant et celles obtenues avec un modèle éléments finis sous Flux2D.

Le comportement des matériaux est introduit sous la forme d'un tableau de points sous Flux2D (courbe expérimentale), et nous rappelons que c'est une fonction analytique qui est utilisée dans Reluctool.

a. Comparaison des flux magnétiques dans la palette

Sur la Figure 2-16, nous estimons que la valeur du flux principal de l'actionneur est celle du flux circulant dans la réductance saturable entourée. Nous pouvons aussi affirmer que le flux magnétique à travers cette réductance correspond au flux moyen à travers la portion de longueur L_p de la palette.

Le flux moyen à travers la portion, de longueur L_p , de la palette est calculé grâce à la relation suivante sous Flux2D :

$$\varphi_{\text{moy}} = \frac{1}{L_p} \iiint_{V_p} B_x dv \quad (2-45)$$

Dans cette relation, B_x représente la composante horizontale de l'induction magnétique dans la portion étudiée de la palette et V_p représente le volume de cette portion.

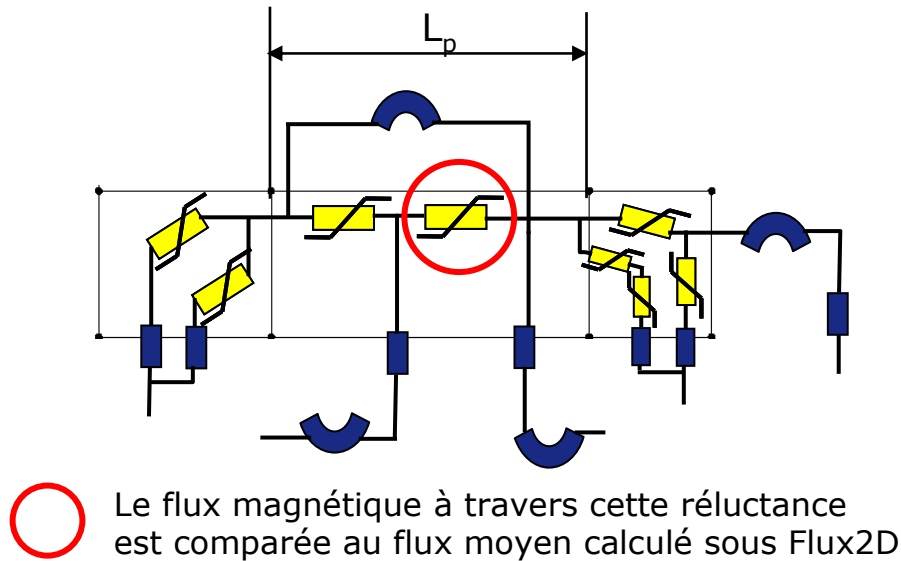


Figure 2-16 Réluctance mise en jeu pour la comparaison des flux magnétiques

Après avoir introduit les dimensions de l'actionneur, nous obtenons sur la Figure 2-17 le tracé des flux magnétiques, en fonction du courant dans la bobine et pour différentes valeurs d'entrefer.

Pour chaque valeur d'entrefer nous remarquons sur la Figure 2-17 que les valeurs de flux magnétique obtenues par réseau de réluctances et par éléments finis possèdent le même ordre de grandeur. De plus les courbes correspondantes suivent la même tendance. Cela montre que les résultats obtenus par le réseau de réluctances sont cohérents d'un point de vue qualitatif.

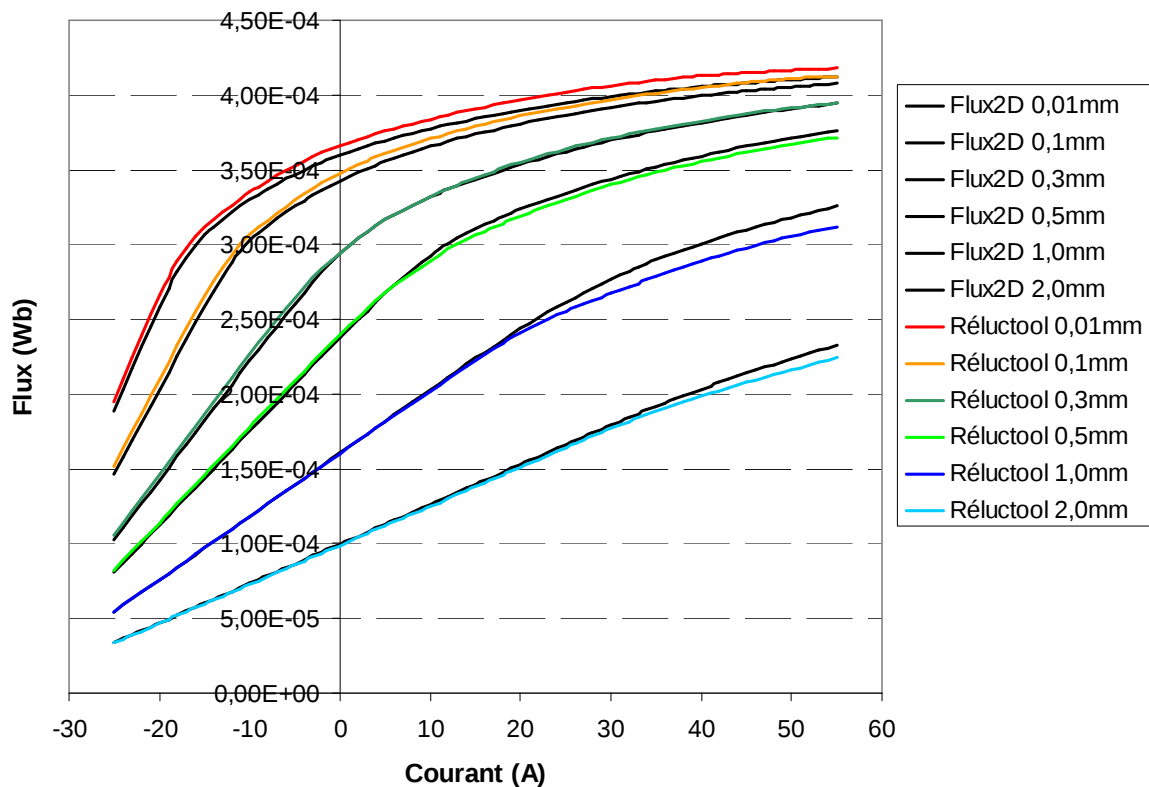


Figure 2-17 Cartographie du flux magnétique obtenu par réseau de réluctances et par éléments finis

Nous pouvons distinguer deux parties pour chaque courbe : une partie linéaire et une partie plus incurvée. La partie incurvée des courbes de la Figure 2-17 traduit la saturation de la palette et des parties en fer traversées par le flux magnétique principal. A titre d'illustration, la polarisation de l'actionneur par les aimants seuls sature déjà le circuit magnétique.

La partie linéaire des courbes est située dans la zone de défluxage des aimants. Elle traduit le fait que le circuit magnétique traversé par le flux principal travaille dans la partie linéaire des matériaux. Néanmoins cela n'exclut pas le fait que d'autres parties en fer de l'actionneur se retrouvent à un niveau élevé de saturation, notamment autour de l'aimant, à cause des fuites supplémentaires (Figure 2-1) lors de son défluxage.

Pour une comparaison plus quantitative entre les flux magnétiques, nous traçons pour chaque entrefer et en fonction du courant, l'erreur relative commise par rapport à la valeur obtenue par éléments finis. La cartographie de ces erreurs relatives est donnée sur la Figure 2-18.

L'erreur relative maximale pour le flux magnétique est de l'ordre de 4%, ce qui traduit une très bonne précision de notre réseau de réluctances en 2D. En effet Roters [12] mentionne qu'il est difficile de modéliser les fuites dans l'air et du Peloux [8] mentionne qu'une erreur relative de l'ordre de 10% en 2D est en général commise sur le flux si l'on utilise un réseau de réluctances.

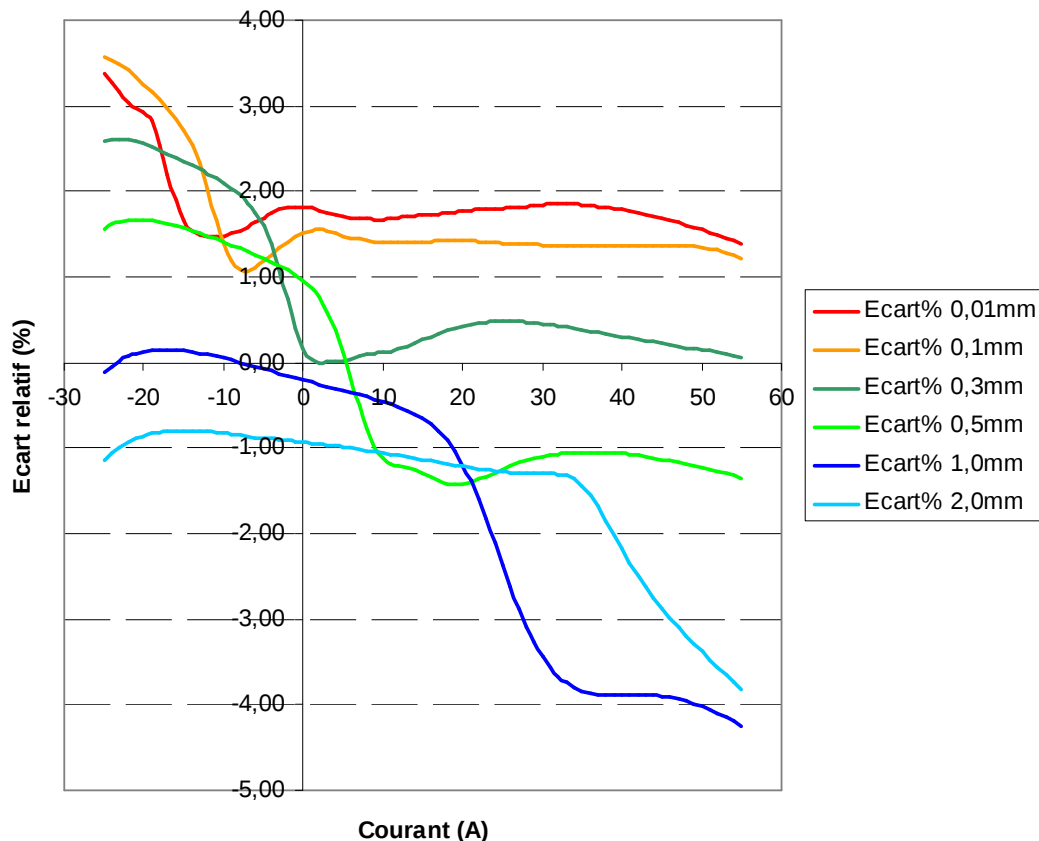


Figure 2-18 Erreur relative commise par rapport aux éléments finis pour chaque entrefer et courant

L'erreur relative est maximale pour un entrefer et un courant élevés, situation dans laquelle la plupart des parties ferromagnétiques de l'actionneur sont peu saturées, hormis le bec. Cela laisse à penser que notre modèle est probablement

imprécis en ce qui concerne les réluctances de fuite et la modélisation fine du bec.

Cette comparaison des flux dans une portion de la palette nous assure ainsi que les résultats obtenus par le réseau de réluctance possèdent le bon ordre de grandeur. La validation du modèle réluctant se fera plutôt par comparaison, avec le modèle éléments finis, des forces au niveau de la palette.

b. Comparaison des forces exercées sur la palette

D'après le théorème des travaux virtuels, la force est obtenue par dérivation de l'énergie ou de la coénergie du système entier par rapport à l'entrefer. Cependant, l'expression analytique de $H(B)$ dans les pièces ferromagnétiques difficilement intégrable fait qu'il est hors de question d'exprimer analytiquement leur énergie ou coénergie.

Pour contourner ce problème, nous faisons l'hypothèse que lors d'une variation infinitésimale de la position, nous avons invariance de l'état magnétique (répartition de l'induction magnétique) de l'actionneur. Cela signifie que les variations d'énergie magnétique sont localisées au niveau des zones d'air déformables, c'est-à-dire autour de l'entrefer. Nous supposons aussi que ces zones d'air déformables sont suffisamment discrétisées, pour que nous considérons qu'une induction magnétique uniforme règne dans chacune d'elles.

La Figure 2-19 nous montre les réluctances qui sont concernées par cette hypothèse. Elle nous permet d'effectuer un calcul simplifié de la force magnétique exercée sur la palette. La force s'exprime alors de la manière suivante (que nous codons dans Reluctool) [10] :

$$F_{\text{mag}} = \sum_i^{\text{nb Réluc tan ces}} \left(\frac{1}{2\mu_0} \times B_i^2 \times S_i \right) = \sum_i^{\text{nb Réluc tan ces}} \left(\frac{1}{2\mu_0} \times \frac{\phi_i^2}{S_i} \right) \quad (2-46)$$

Dans l'expression ci-dessus, ϕ_i et S_i sont respectivement le flux magnétique et la section moyenne de la réluctance indiquée i .

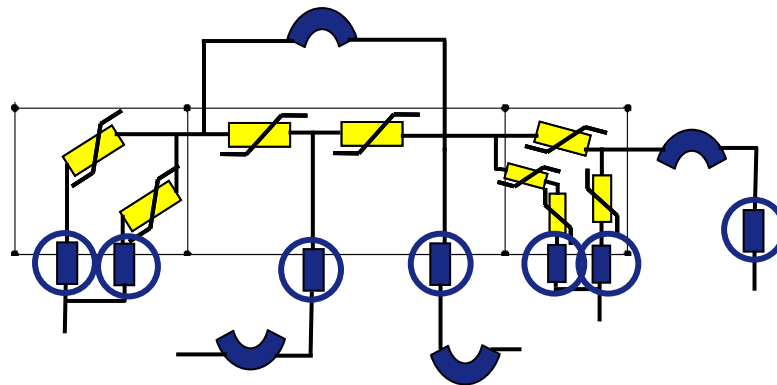


Figure 2-19 Réluctances intervenant dans le calcul de la force magnétique

Dans Flux2D, la force magnétique est calculée grâce à une fonction intégrée. La comparaison des forces obtenues par réseau de réluctances et par éléments finis est effectuée sur la Figure 2-20. Nous gardons la même plage de variation de courant et les mêmes valeurs d'entrefer que sur la Figure 2-17 et la Figure 2-18.

Nous pouvons observer sur la Figure 2-20 que les forces obtenues par réseau de réluctances sont très proches de celles calculées par éléments finis, et qu'elles

possèdent la même tendance. Le mode de calcul de la force magnétique est donc valide sur la plage de courant et d'entrefer que nous avons représentée.

L'utilisation d'un réseau simplifié de réductances sur toute la plage étudiée implique inévitablement que certaines fuites ne soient pas ou mal prises en compte, notamment avec un entrefer élevé. C'est pourquoi nous pouvons observer sur la Figure 2-20 que la force calculée par réseau de réductances est tantôt supérieure à celle calculée par éléments finis (à entrefer élevé et à courant élevé) et tantôt inférieure (à faible entrefer et à courant élevé).

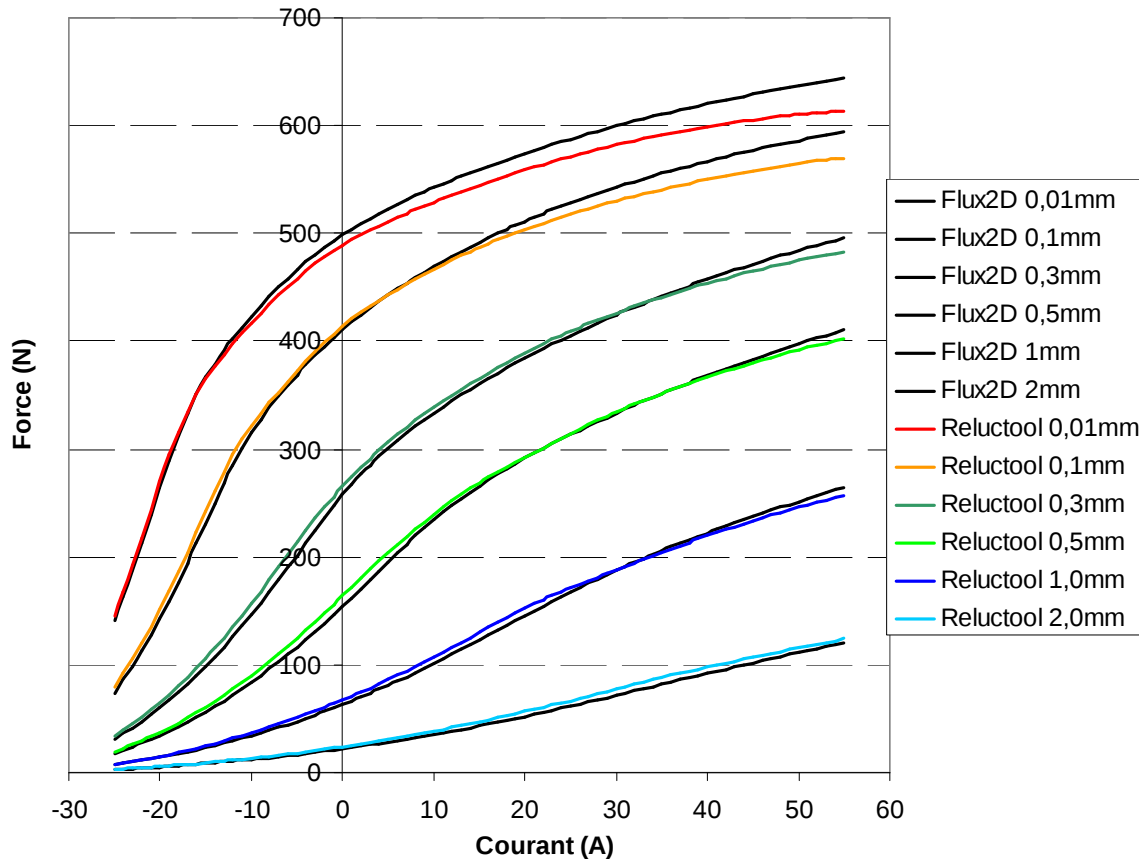


Figure 2-20 Cartographie de la force magnétique obtenue par réseau de réductances et par éléments finis

Le niveau de discrétisation de l'actionneur quant à lui a une influence directe sur l'exactitude de la relation (2-46) pour le calcul de la force exercée sur la palette. En effet, cette relation est valide si l'induction magnétique est uniforme dans la zone d'air représentée par une réductance ; si ce n'est pas le cas, il faut faire un découpage plus fin. En cas de discrétisation insuffisante, la force magnétique calculée par la relation (2-46) augmente peu avec le courant lorsque le niveau de saturation de la palette est élevé.

Pour une comparaison plus quantitative entre les forces, nous traçons pour chaque entrefer et en fonction du courant, l'erreur relative commise par rapport à la valeur obtenue par éléments finis. La cartographie de ces erreurs relatives est donnée sur la Figure 2-21.

Etant donné que la force est obtenue à partir du carré du flux magnétique dans les réductances d'air, l'erreur relative commise sur la valeur de la force est plus importante que l'erreur commise sur celle du flux. Néanmoins, l'erreur relative maximale de 10% sur la force (pour un grand entrefer) montre que les résultats

du réseau de réluctances sont corrects sur la plage de fonctionnement représentée.

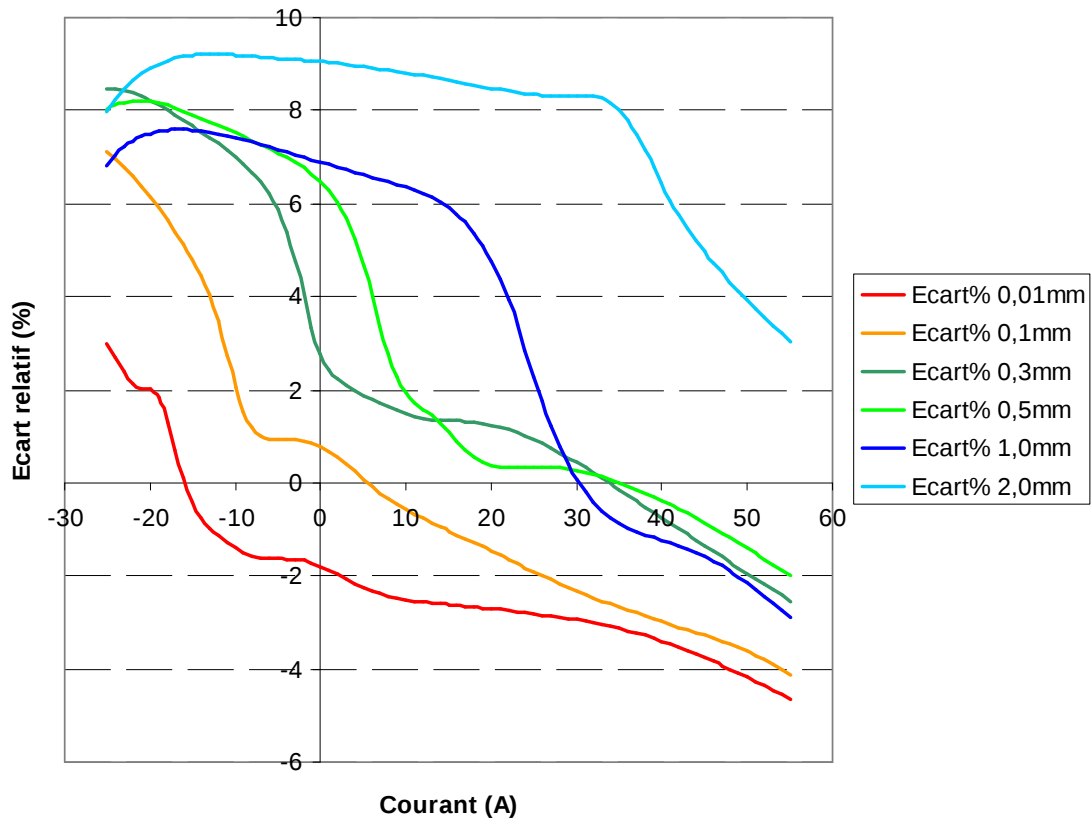


Figure 2-21 Erreur relative commise par rapport à Flux2D sur la force magnétique

Ces résultats, concernant le flux magnétique principal et la force magnétique exercée sur la palette, valident la modélisation analytique en 2D de l'actionneur. Comme nous l'avons mentionné au début de ce chapitre, cette modélisation en 2D de l'actionneur sert de base à l'établissement du modèle réluctant 3D.

II. Modèle réluctant de la géométrie en 3D de l'actionneur

Nous avons précédemment modélisé l'actionneur avec une géométrie en 2D. Cela permet d'avoir une idée des phénomènes magnétiques au sein de l'actionneur, mais un modèle 2D seul (par réseau de réluctances ou par éléments finis) ne suffit pas si nous voulons des ordres de grandeur des performances de l'actionneur. Des études ont été effectuées en modélisant l'actionneur par éléments finis en 3D. Cela permet certes d'avoir des résultats proches de la réalité, cependant le temps de calcul peut être excessivement long si un niveau de précision élevé est recherché.

L'un des apports de ce travail de thèse est d'aboutir à un modèle réluctant de la géométrie 3D rapide et qui soit capable de prédire fidèlement des performances de l'actionneur. Nous allons partir du modèle 2D précédemment développé, lui ajouter des réluctances d'air pour tenir compte des fuites supplémentaires et corriger quelques sections de réluctances. Cette démarche est similaire à celle utilisée par Bekhaled [6] pour modéliser une machine synchrone à excitation hybride en 3D. Pour la modélisation en 3D de l'actionneur, nous ne considérons que le quart du corps supérieur, afin de tirer profit des symétries.

1. Éléments supplémentaires par rapport au modèle 2D

Comme nous l'avons mentionné plus haut, le modèle réluctant 2D de l'actionneur constitue une bonne base pour l'établissement du modèle réluctant 3D de l'actionneur. Concernant le calcul des sections des réluctances, nous préciserons sur le schéma final quelles sont celles qui possèdent la longueur des parties ferromagnétiques fixes comme profondeur et celles qui possèdent plutôt la longueur de la palette.

a. Fuites supplémentaires

La Figure 2-22 nous montre de manière schématique la forme et la localisation des fuites supplémentaires à prendre en compte pour établir le modèle 3D de l'actionneur. Nous nous sommes entre autres, inspirés des travaux de Roters [11] pour estimer ces fuites supplémentaires.

La méthodologie utilisée pour calculer la valeur des réluctances de fuite supplémentaires est la même que celle utilisée pour les réluctances de fuite dans le modèle 2D de l'actionneur. Nous n'avons qu'à nous placer dans une autre vue de l'actionneur pour nous ramener en 2D et mieux observer les tubes de flux de ces fuites supplémentaires.

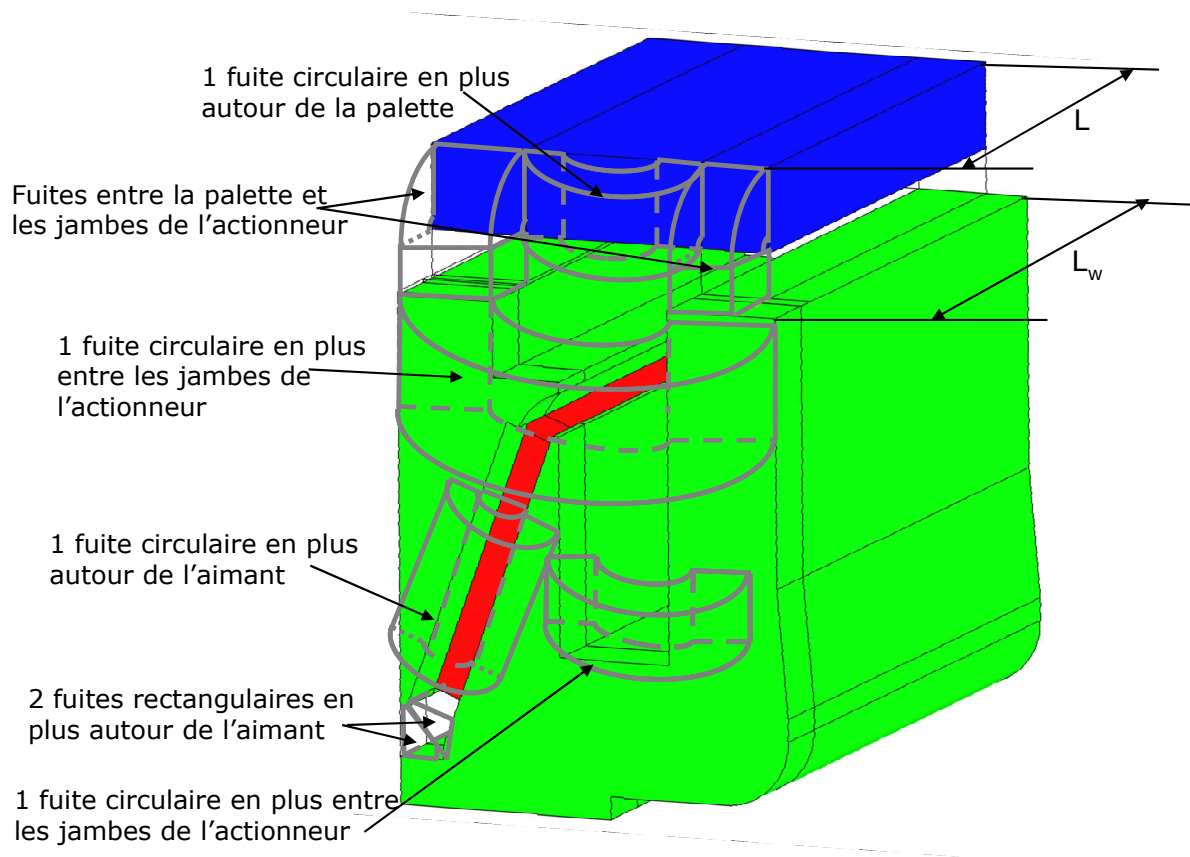


Figure 2-22 Formes et localisation des fuites dans la troisième dimension du quart du corps supérieur de l'actionneur

La Figure 2-23 nous montre la localisation des fuites supplémentaires dans la troisième dimension de l'actionneur. Nous pouvons alors calculer l'expression de leurs réluctances.

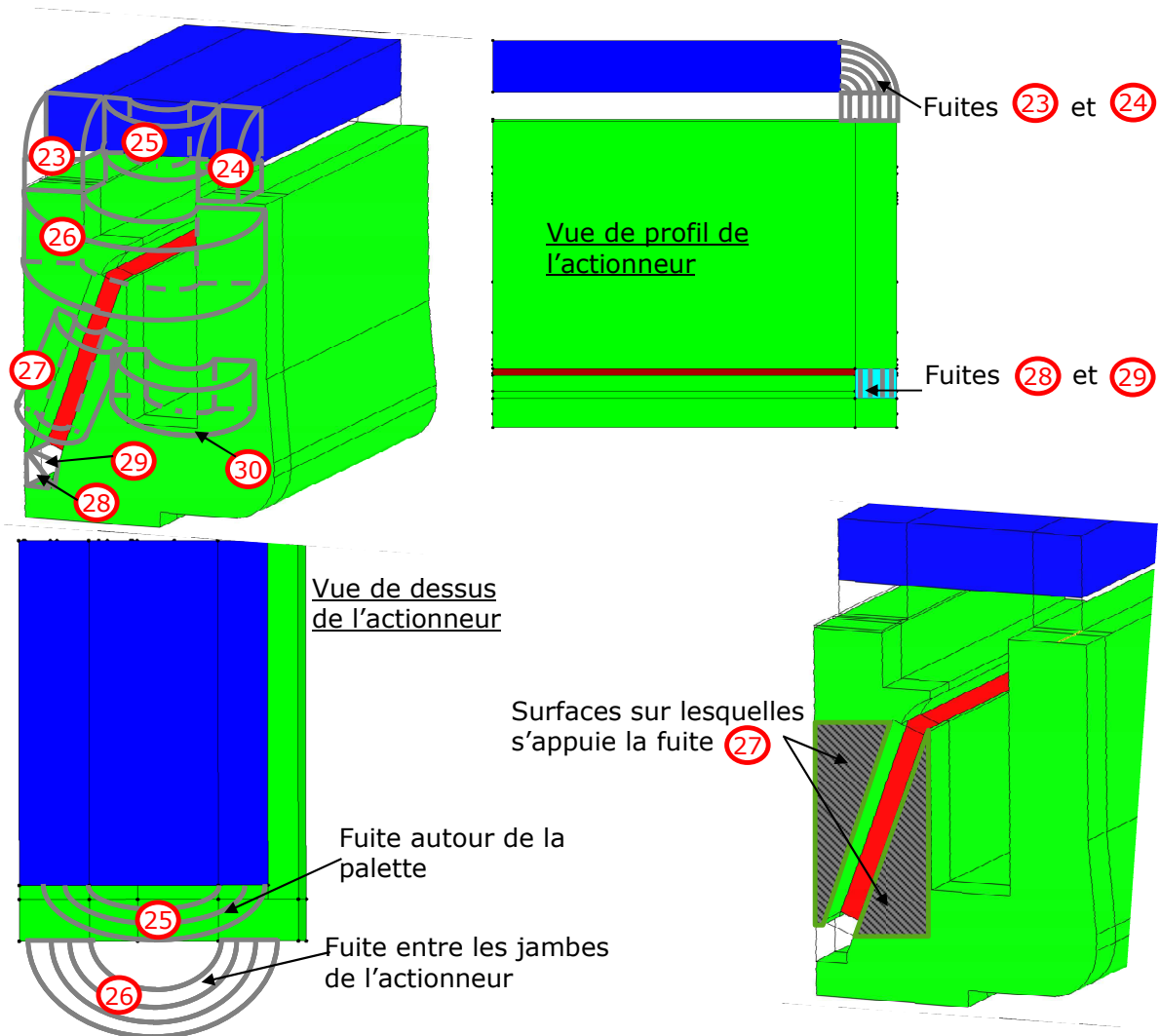


Figure 2-23 Observation des flux de fuite dans différentes vues

Les éléments 23 et 24 représentent d'autres fuites entre la palette et les parties fixes de l'actionneur. Ils sont constitués d'un élément circulaire en série avec un élément rectangulaire. L'élément 23 possède un rayon w_{i23} très petit, un rayon externe $(L_w - L)$, un angle d'ouverture de $\pi/2$ et cette fois-ci une profondeur L_{milieu} . Sa réductance est donc :

$$R_{23} = \frac{\pi}{2 \cdot \mu_0 \cdot L_{milieu} \cdot \ln\left(\frac{L_w - L}{w_{i23}}\right)} + \frac{\text{ent}}{\mu_0 \cdot (L_w - L) \cdot L_{milieu}} \quad (2-47)$$

L'élément 24 possède un rayon w_{i24} très petit, un rayon externe $(L_w - L)$, un angle d'ouverture de $\pi/2$ et cette fois-ci une profondeur L_{bord} . Sa réductance est donc :

$$R_{24} = \frac{\pi}{2 \cdot \mu_0 \cdot L_{bord} \cdot \ln\left(\frac{L_w - L}{w_{i24}}\right)} + \frac{\text{ent}}{\mu_0 \cdot (L_w - L) \cdot L_{bord}} \quad (2-48)$$

Les expressions de la réductance des éléments 23 et 24 ne sont valables que dans le cas où la différence $(L_w - L)$ est supérieure à l'épaisseur E_p de la palette. Si le cas contraire se produisait, les réductances des éléments 23 et 24

deviendraient alors les suivantes et seraient constituées de trois éléments en série (un élément rectangulaire et deux éléments circulaires) :

$$R'_{23} = \frac{\pi}{2 \cdot \mu_0 \cdot L_{\text{milieu}} \cdot \ln\left(\frac{E_p}{w_{i23}}\right)} + \frac{\text{ent}}{\mu_0 \cdot E_p \cdot L_{\text{milieu}}} + \frac{\pi}{2 \cdot \mu_0 \cdot L_{\text{milieu}} \cdot \ln\left(\frac{E_p - L_w + L}{w_{i23}}\right)} \quad (2-49)$$

$$R'_{24} = \frac{\pi}{2 \cdot \mu_0 \cdot L_{\text{bord}} \cdot \ln\left(\frac{E_p}{w_{i24}}\right)} + \frac{\text{ent}}{\mu_0 \cdot E_p \cdot L_{\text{bord}}} + \frac{\pi}{2 \cdot \mu_0 \cdot L_{\text{bord}} \cdot \ln\left(\frac{E_p - L_w + L}{w_{i24}}\right)} \quad (2-50)$$

L'élément 25 (une réductance circulaire) enjambe une partie de la palette sur la Figure 2-10. Nous supposons alors qu'il possède le même angle d'ouverture, le même rayon interne et externe que la réductance R_{fp} (2-32). Nous reprenons alors les relations (2-27) à (2-31) ; sa profondeur est cette fois-ci E_p . La réductance de l'élément 25 est alors :

$$R_{25} = \frac{\theta_p}{\mu_0 \cdot E_p \cdot \ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right)} \quad (2-51)$$

L'élément 26 est modélisé par une réductance circulaire, de rayon interne $L_p/2$, de rayon externe $(L_p/2) + 0,5x(L_{\text{milieu}} + W_{\text{bord}})$, d'angle d'ouverture π et de profondeur $L_1 + L_2$ (figure 2-7). Sa réductance est donc :

$$R_{26} = \frac{\pi}{\mu_0 \cdot (L_1 + L_2) \cdot \ln\left(\frac{L_p + L_{\text{milieu}} + W_{\text{bord}}}{L_p}\right)} \quad (2-52)$$

L'élément 27 est modélisé par une réductance circulaire ; il s'appuie sur des sections rectangulaires possédant la même surface que les triangles hachurés sur la Figure 2-23.

Cette surface hachurée a pour expression :

$$S_{27} = \frac{1}{2} L_a^2 \cdot \cos \alpha \cdot \sin \alpha \quad (2-53)$$

La largeur de la section rectangulaire sur laquelle s'appuie l'élément 27 est :

$$l_{27} = \frac{S_{27}}{L_a} = \frac{1}{2} L_a \cos \alpha \cdot \sin \alpha \quad (2-54)$$

L'élément 27 possède un rayon interne $E_a/2$, d'angle d'ouverture π , et de profondeur L_a . Sa réductance est donc :

$$R_{27} = \frac{\pi}{\mu_0 \cdot L_a \cdot \ln\left(\frac{E_a + L_a \cos \alpha \cdot \sin \alpha}{E_a}\right)} \quad (2-55)$$

Les éléments 28 et 29 sont des extensions des éléments 21 et 22 (Figure 2-11). Ils possèdent une profondeur de $(L_w - L_{\text{aimant}})$. Leurs réductances sont :

$$R_{28} = R_{29} = \frac{E_a \ln\left(\frac{E_a}{\gamma_{21}}\right)}{\mu_0 \cdot (L_w - L_{\text{aimant}}) \cdot (E_a - \gamma_{21})} \quad (2-56)$$

L'élément 30 est une autre fuite circulaire entre les jambes de l'actionneur, il est situé autour de la partie inférieure de la bobine et relie le support inférieur de l'aimant à la jambe externe de l'actionneur. Cet élément possède une profondeur égale à L_7 (Figure 2-11), un angle d'ouverture π , un rayon interne égal à $L_c/2$ et un rayon externe égal à $L_c/2 + W_{\text{bord}}$. La réluctance de l'élément 30 est donc :

$$R_{30} = \frac{\pi}{\mu_0 \cdot L_7 \cdot \ln\left(\frac{L_c + 2W_{\text{bord}}}{L_c}\right)} \quad (2-57)$$

b. Modifications dans le calcul de la section de certaines réluctances

En implémentant ces réluctances de fuites supplémentaires, nous aboutissons au schéma réluctant global représenté sur la Figure 2-24. Il modélise la géométrie en 3D de l'actionneur. Les connexions des fuites supplémentaires au schéma réluctant initial sont établies en se basant sur l'observation de la Figure 2-22.

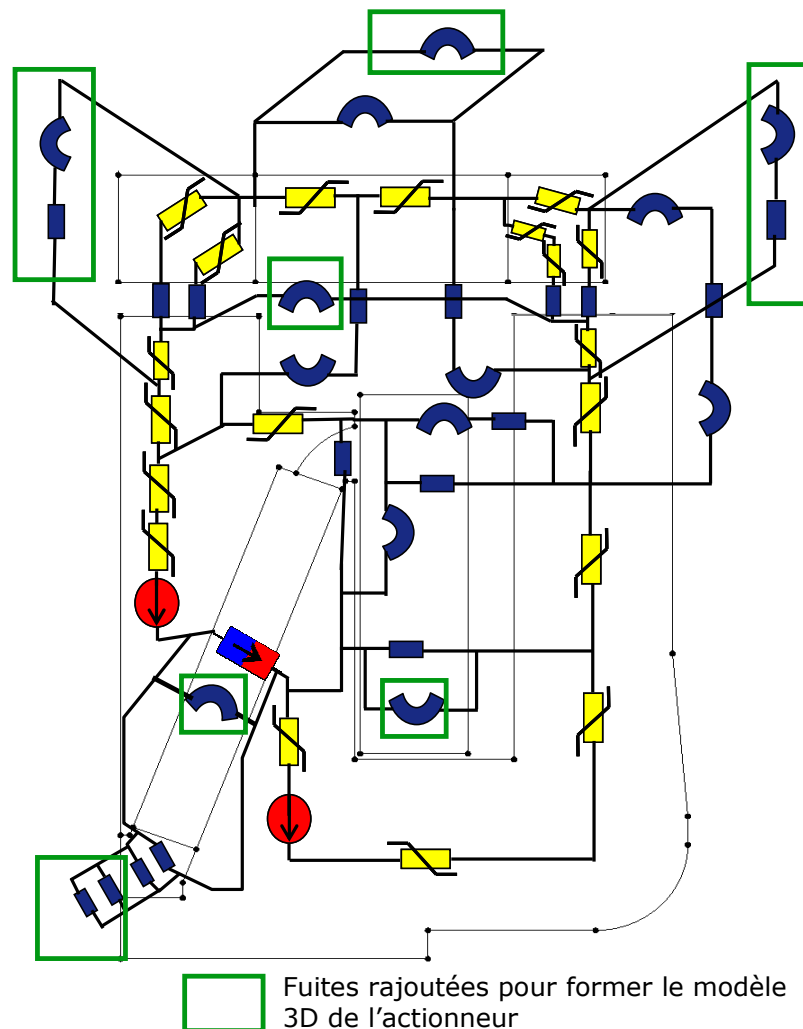


Figure 2-24 Schéma réluctant de la géométrie en 3D de l'actionneur

Des modifications sont aussi nécessaires dans le calcul de la section de certaines réluctances, afin de tenir compte des effets 3D dans l'actionneur. Les réluctances d'air situées dans la zone d'entrefer entre la palette et les jambes de l'actionneur possèdent une profondeur égale à celle de la palette. Il en est de même pour les réluctances des portions de la palette.

Les éléments 13 et 18 (constitués d'une réluctance d'air circulaire en série avec une réluctance rectangulaire d'air), reliant les parties fixes de l'actionneur à la palette (Figure 2-9), possèdent une profondeur égale à la longueur L_w .

Pour les réluctances de fer correspondant aux parties fixes de l'actionneur, leur profondeur est égale à la longueur L_w , sauf pour celles qui sont directement en regard avec la palette : elles possèdent une profondeur égale à celle de la palette. Nous avons déjà procédé à cette distinction en 2D dans le sens de la largeur (Figure 2-8), au niveau de la jambe externe de l'actionneur et près de la surface en regard avec la palette. En se plaçant dans la vue de profil de l'actionneur, nous pouvons illustrer la concentration de flux dans le sens de la longueur de l'actionneur sur la Figure 2-25. Nous supposons aussi qu'il y a concentration du flux magnétique de part et d'autre de l'aimant : l'aimant possède sa propre profondeur, tandis que les pièces ferromagnétiques autour de ce dernier possèdent une profondeur égale à L_w .

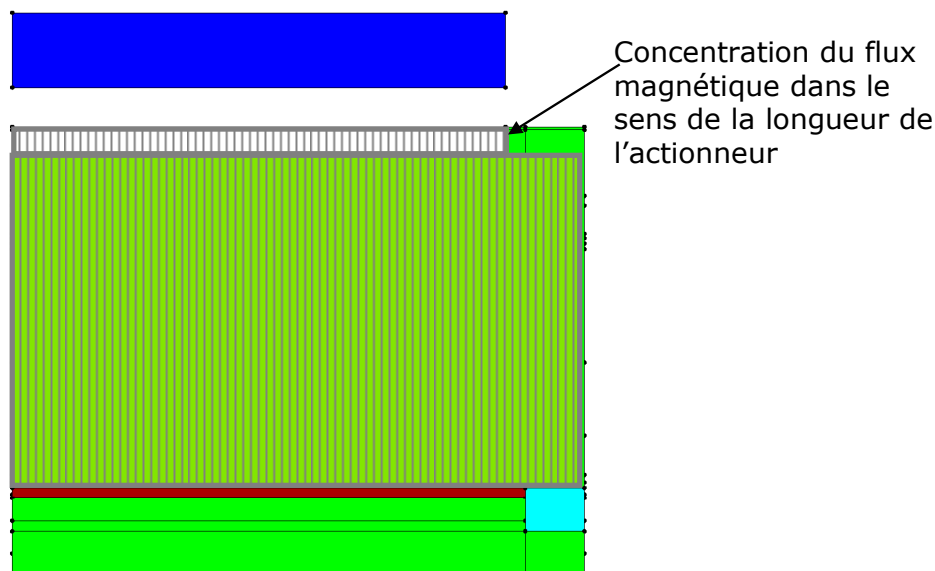


Figure 2-25 Concentration du flux magnétique au niveau des éléments directement en regard avec la palette

L'élément 1 dans la jambe centrale (Figure 2-7) est scindé en deux réluctances. Celle directement en regard avec la palette possède une faible longueur, la même longueur ε que celle de la réluctance située juste au-dessus de l'élément 9 sur la Figure 2-8 et la même section que la surface de la palette qui lui fait face.

Après avoir effectué les modifications nécessaires au niveau du réseau de réluctances obtenu, nous pouvons le confronter à des simulations éléments finis ainsi qu'à des mesures sur un prototype.

2. Comparaison du modèle 3D avec un modèle éléments finis 3D

Dans cette partie nous effectuerons la comparaison des cartographies de flux magnétique et de force, entre celles obtenues avec le modèle réluctant et celles obtenues avec un modèle éléments finis sous Flux3D.

Les dimensions de l'actionneur dans la vue de face sont les mêmes que celles utilisées dans Flux2D. Dans le modèle élément finis et réluctant, nous n'avons représenté que le quart du corps supérieur de l'actionneur. Les matériaux utilisés sont les mêmes que ceux utilisés dans la modélisation de l'actionneur en 2D. Comme précédemment, nous comparerons les cartographies, obtenues avec Reluctool et Flux3D, du flux magnétique principal et de la force magnétique.

a. Comparaison des flux magnétiques dans la palette

Comme nous l'avons fait en I-5-a, nous comparons le flux magnétique à travers la réluctance entourée de la figure 2-22, avec le flux moyen calculé sous Flux3D dans la portion de longueur L_p de la palette. Ce flux moyen est calculé sous Flux3D en utilisant la relation (2-45).

La Figure 2-27 nous donne la cartographie du flux magnétique, en fonction du courant et pour différents entrefers, obtenue par réseau de réluctances et par Flux3D.

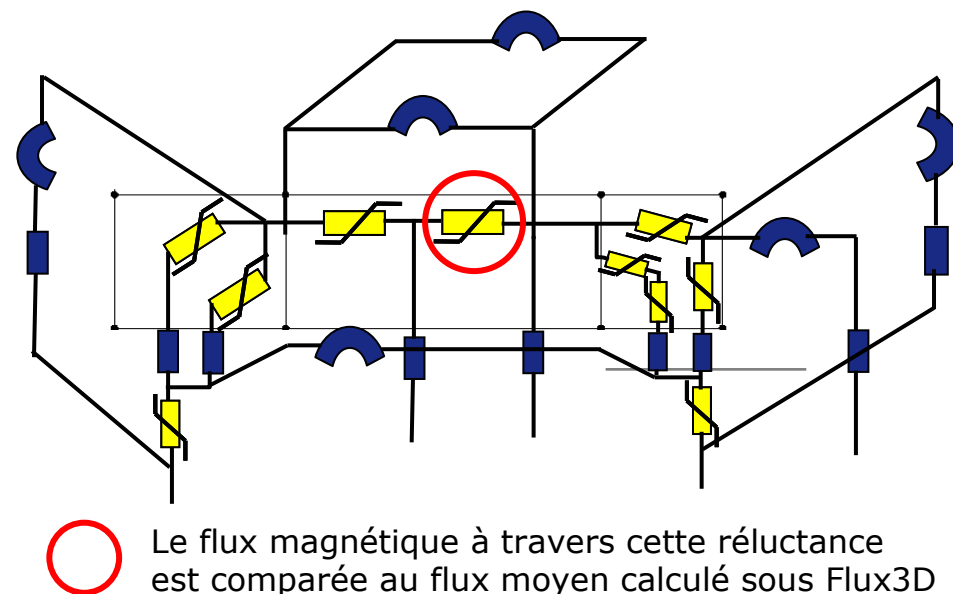


Figure 2-26 Réluctance mise en jeu pour la comparaison des flux magnétiques pour le modèle 3D

Les courbes de flux magnétique en 3D observées sur la Figure 2-27 présentent la même allure que celles en 2D, observées sur la Figure 2-17 : en fonction du courant, elles se composent d'une partie incurvée, correspondant à la saturation des parties ferromagnétiques traversées par le flux magnétique principal, ainsi que d'une partie linéaire.

Nous pouvons aussi remarquer que pour une même position et un même courant, les valeurs du flux magnétique calculées au moyen du modèle réluctant 3D sont inférieures à celles calculées au moyen du modèle réluctant 2D. Cela montre que les valeurs obtenues sur la Figure 2-27 sont cohérentes : en effet le flux magnétique principal doit être plus faible en raison des fuites ajoutées au modèle réluctant 2D pour aboutir au modèle réluctant 3D.

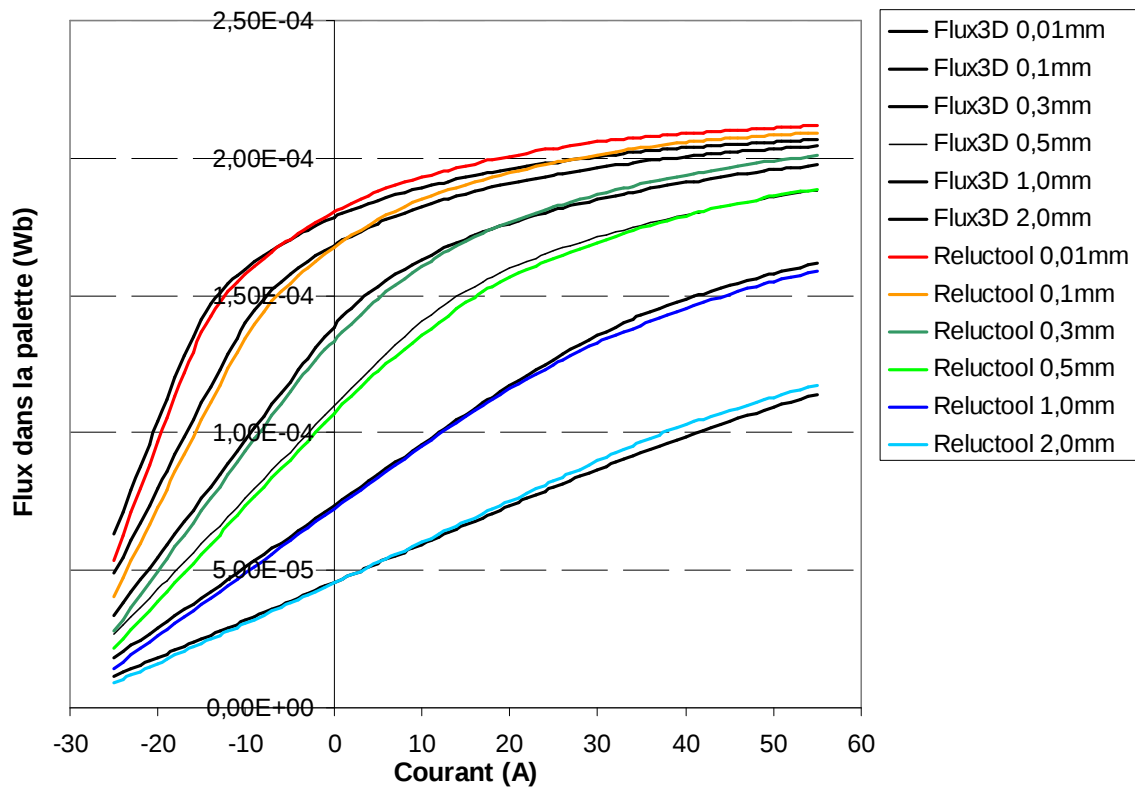


Figure 2-27 Cartographie du flux magnétique obtenu par réseau de réluctances et par Flux3D

Les flux magnétiques calculés par réseau de réluctances et par éléments finis présentent le même ordre de grandeur. Pour quantifier les écarts observés, nous représentons sur la Figure 2-28 l'erreur relative commise sur le flux magnétique pour chaque entrefer et en fonction du courant.

Nous observons sur la Figure 2-28 que l'erreur relative est maximale en valeur absolue pour un entrefer de 2 mm. Nous pouvons évoquer les mêmes raisons qu'en I-5-a pour expliquer cette erreur relative maximale à entrefer élevé (alors que le niveau de saturation est faible). Nous observons aussi sur la Figure 2-28 une erreur relative proche de 20% en valeur absolue dans la zone où le défluxage est plus important (cette fois-ci à faible entrefer). Dans cette plage de fonctionnement, les trajectoires des lignes d'induction sont modifiées et nous avons d'autres parties ferromagnétiques qui se mettent à saturer localement. Il s'agit notamment le bec au voisinage de l'aimant. Cela crée des fuites qui sont difficiles à prendre en compte. Le niveau de discrétisation que nous avons adopté explique cet écart de flux lors du défluxage des aimants ; il aurait fallu ajouter d'autres réluctances de fuite autour du bec.

Néanmoins l'erreur relative maximale est de l'ordre de 11% pour un courant supérieur à -20 A. En raison de la difficulté à prendre en compte les phénomènes magnétiques en 3D au niveau du bec et des fuites situées autour de ce dernier, nous pouvons considérer les résultats de la Figure 2-28 comme étant acceptables.

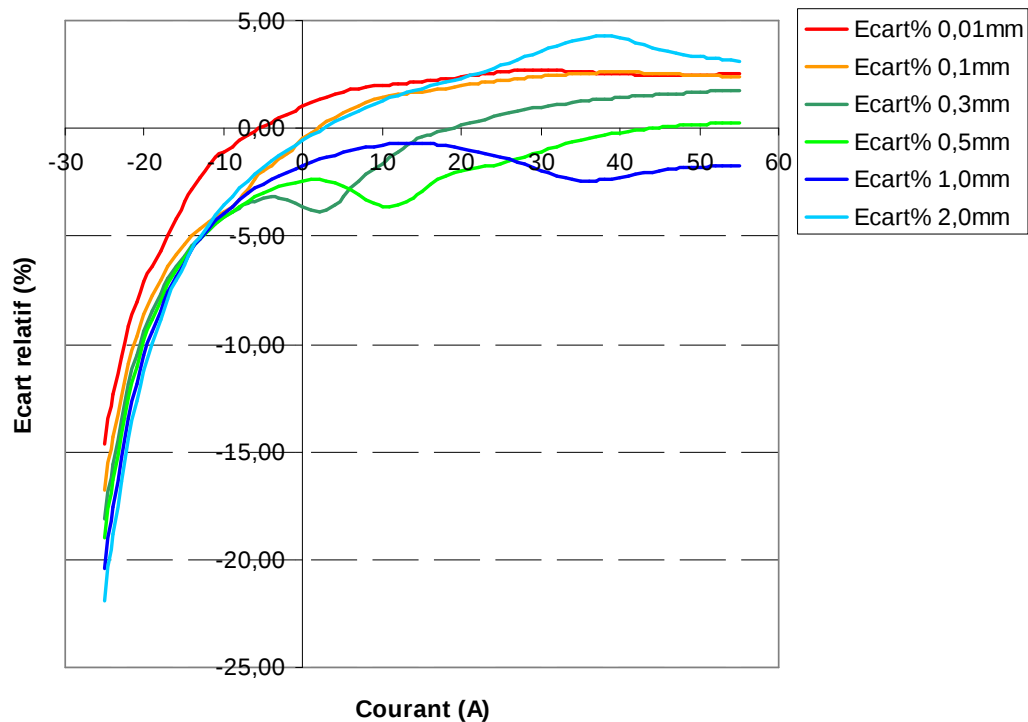


Figure 2-28 Cartographie de l'erreur relative commise sur le flux magnétique

b. Comparaison des forces magnétiques exercées sur la palette.

Nous reprenons les mêmes hypothèses qu'en I-5-b, afin que nous puissions utiliser la relation (2-46) pour le calcul de la force magnétique à l'aide du réseau de réluctances. La seule différence observée avec le modèle 3D, est qu'il y a plus de réluctances en jeu pour le calcul de la force magnétique. La Figure 2-29 nous montre les réluctances d'air impliquées dans la relation (2-46) pour le calcul de la force magnétique.

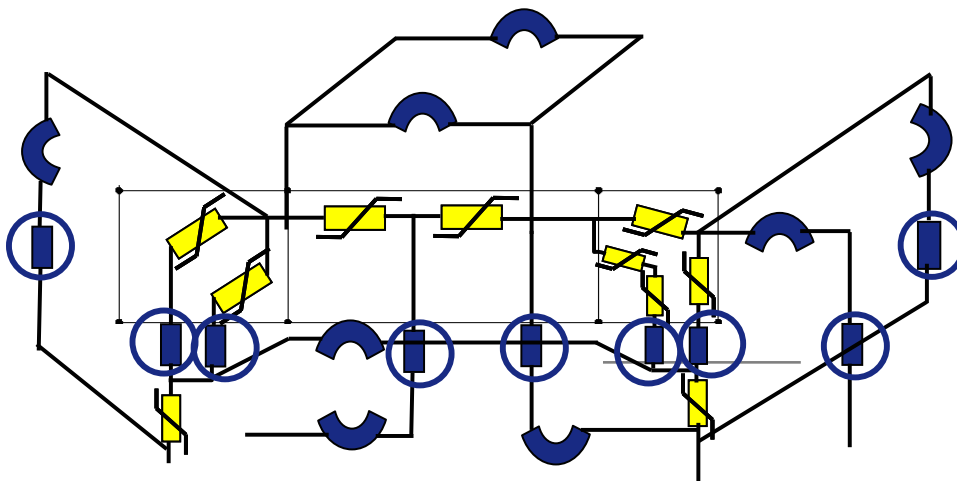


Figure 2-29 Réluctances intervenant dans le calcul de la force magnétique pour le modèle 3D

La comparaison des forces obtenues par réseau de réluctances et par éléments finis est effectuée sur la Figure 2-30. Nous avons la même plage de variation de courant et les mêmes valeurs d'entrefer que sur la Figure 2-27 et la Figure 2-28.

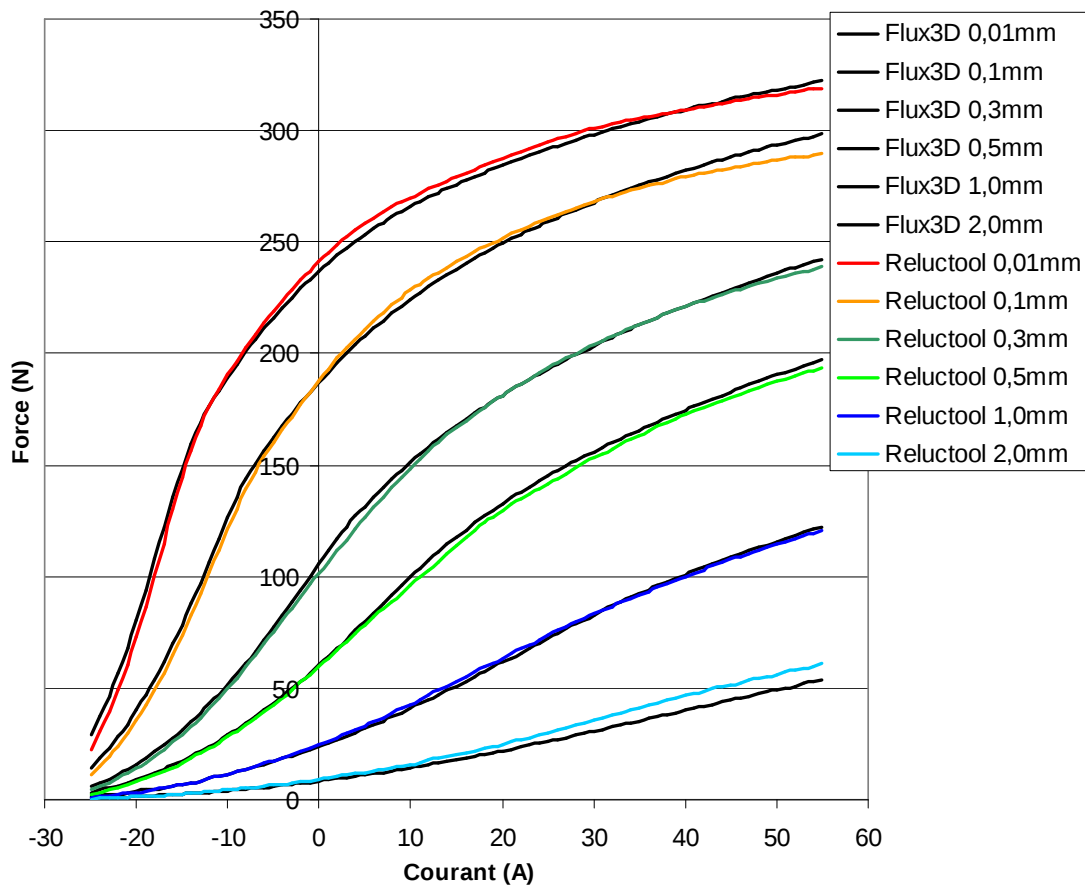


Figure 2-30 Cartographie de la force magnétique obtenue par réseau de réductances et par Flux3D

Nous pouvons observer sur la Figure 2-30 que les courbes de force obtenues par réseau de réductances et celles obtenues par éléments finis 3D ont des allures similaires et présentent les mêmes ordres de grandeur pour chaque entrefer et sur la plage de courant représentée.

Comme pour le flux magnétique, nous observons sur la Figure 2-30 que pour une même valeur d'entrefer et de courant, les valeurs de force magnétique en 3D sont inférieures à celles obtenues en 2D. Cela montre que les valeurs obtenues sur la Figure 2-30 sont cohérentes : la force doit effectivement être plus faible lorsque les fuites 3D sont prises en compte.

Pour juger de la validité du modèle réductant par rapport au modèle éléments finis, nous traçons la cartographie de l'erreur relative commise par rapport aux éléments finis (Figure 2-31). Une erreur relative négative signifie que la force obtenue par réseau de réductances est inférieure à celle obtenue par éléments finis.

Sur la Figure 2-31, l'erreur relative est maximale en valeur absolue pour un entrefer de 2 mm, en régime de renforcement des aimants ; certaines fuites à entrefer élevé ne sont en effet pas prises en compte par notre schéma réductant. En régime de défluxage des aimants, elle est maximale en valeur absolue pour un très faible entrefer ; cela s'explique par la saturation locale du bec, causée par la modification de la trajectoire des lignes d'induction lors du défluxage.

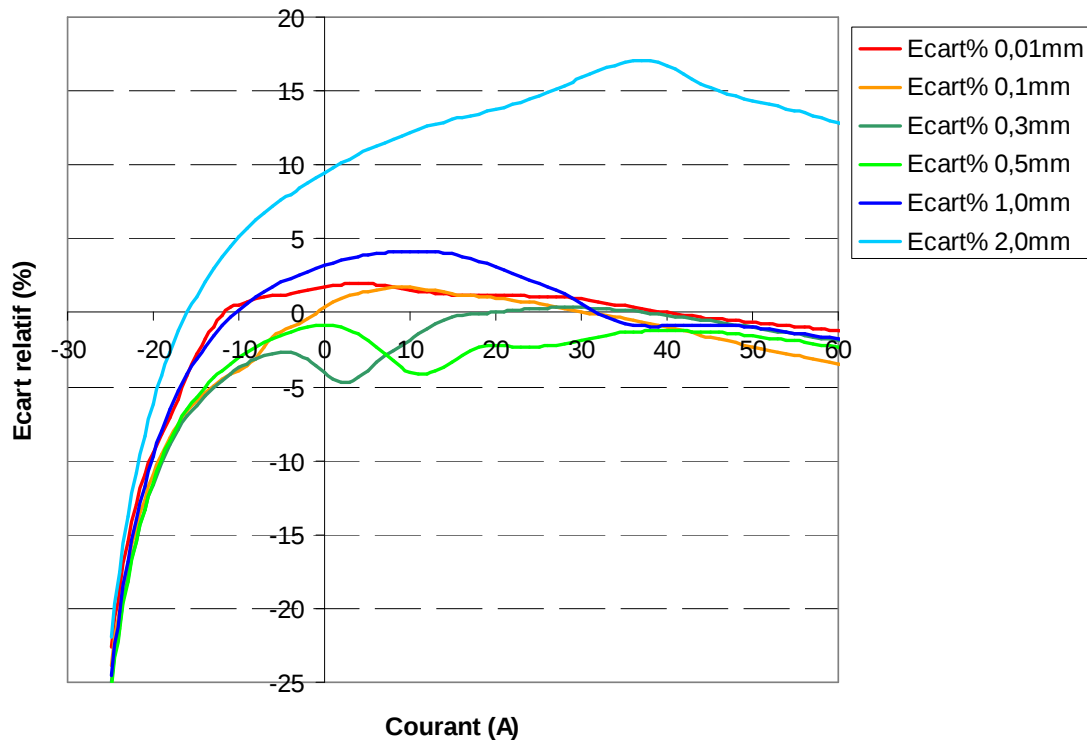


Figure 2-31 Cartographie de l'erreur relative commise sur la force magnétique

Lors de l'ajout des fuites en 3D, aucun ajustement n'est effectué autour des pièces difficiles à modéliser, à part la valeur de l'angle α_{20} (Figure 2-11) lors de l'application numérique. Inévitablement, certaines fuites sont mal prises en compte ainsi que la saturation du bec. Cela explique notamment l'erreur importante à faible entrefer lorsque le défluxage des aimants est important.

Néanmoins l'erreur relative maximale est de l'ordre de 12% pour un courant supérieur à -20 A, et en raison de la difficulté à modéliser les phénomènes en 3D, nous pouvons considérer que les courbes de force sur la Figure 2-30 sont acceptables. Nous confrontons ensuite le modèle réluctant à des mesures sur un prototype, pour le valider expérimentalement.

3. Confrontation du modèle réluctant avec un prototype

Pour tester la fiabilité du réseau de réluctances établi, nous effectuons les mesures de forces sur un prototype dont les dimensions sont différentes de celles utilisées lors de la comparaison avec un modèle éléments finis en 3D.

Pour éviter tout recalage du modèle réluctant, aucune simulation par éléments finis ne servira de validation intermédiaire. Le test du réseau de réluctances est « effectué en aveugle ». Néanmoins, les mesures et les simulations par éléments finis ont été effectuées avant la modélisation par réseaux de réluctances. C'est à titre de comparaison que les résultats de ces trois approches sont confrontés ensemble.

a. Dispositif de mesure des forces magnétiques

Pour mesurer les forces exercées sur la palette, une machine de traction est utilisée. Elle possède déjà toute l'instrumentation pour convertir les contraintes mécaniques mesurées en forces, ainsi que l'interfaçage pour la piloter et recueillir les résultats des mesures.

La Figure 2-32 nous montre comment monter l'actionneur sur la machine de traction. La jauge de contrainte de la machine de traction est attachée à la tige de la palette pour effectuer les mesures de force.

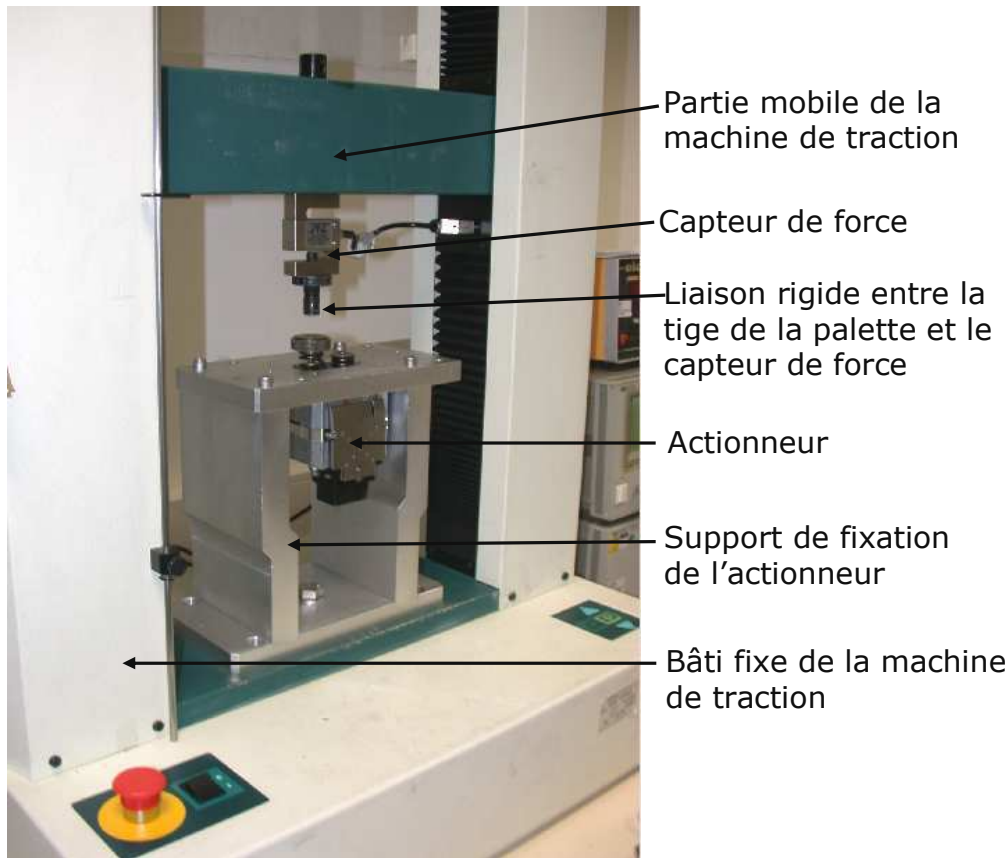


Figure 2-32 Montage de l'actionneur sur une machine de traction pour mesurer la force exercée sur la palette

Les mesures sont effectuées à iso-courant : pour un courant donné, la force est tracée en fonction de la position de la palette. Trois valeurs de courant sont choisies pour le test du réseau de réductances : une correspondant au défluxage des aimants, une en l'absence de courant et une correspondant au renforcement du flux des aimants.

La force est mesurée en déplaçant très lentement la palette, en partant du collage jusqu'à 2 mm. La palette n'est pas déplacée jusqu'à la mi-course, pour éviter qu'elle ne soit attirée vers l'autre corps de l'actionneur et pour limiter l'influence de ce dernier.

La machine de traction est une H50KT Tinius OLSEN, étalonnée en usine et livrée avec les certificats d'étalonnage. Une cellule de 5 kN est utilisée pour la mesure de force. L'incertitude sur la force est de 1%, la résolution est de 1 μ m pour le déplacement.

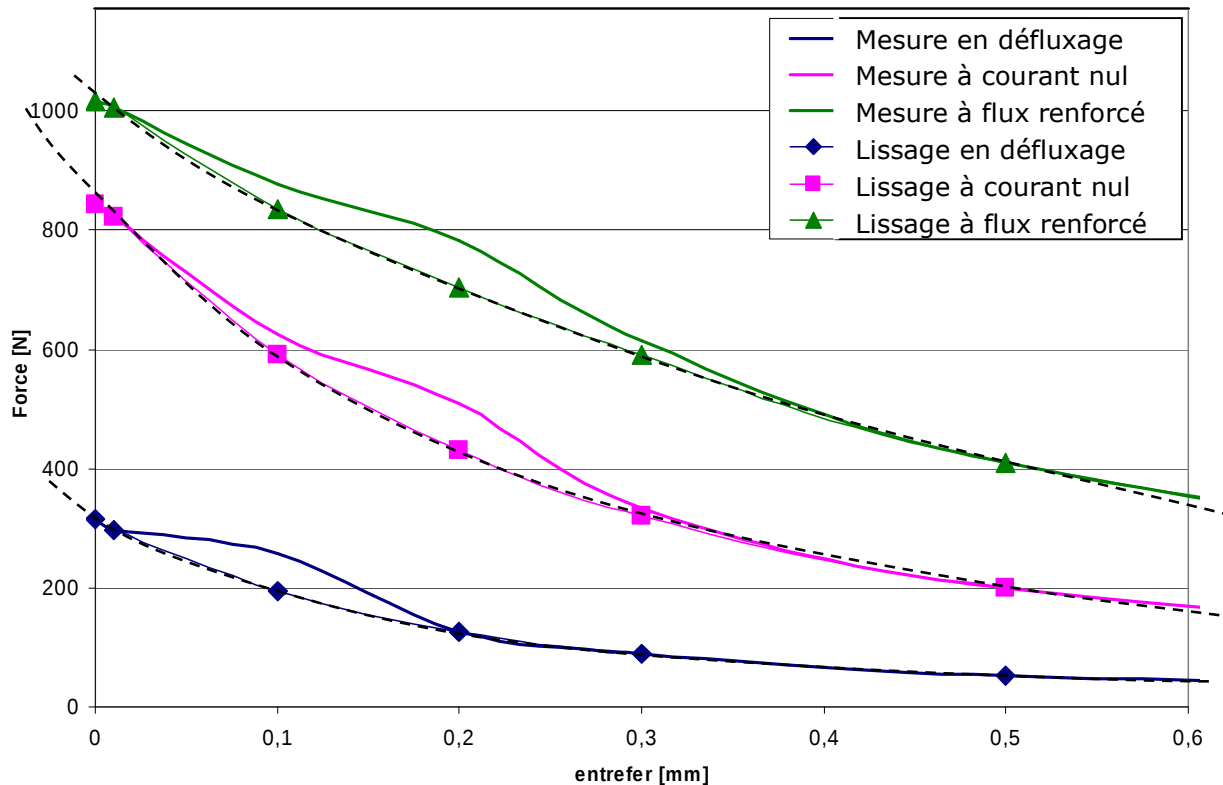


Figure 2-33 Lissage des courbes des forces mesurées

La Figure 2-33 nous donne les forces obtenues après une série de mesures ainsi que les courbes obtenues après leur lissage (expliqué un peu plus loin). À part l'influence de l'autre moitié de l'actionneur, nous rappelons que d'autres phénomènes interviennent lors de la mesure. Nous pouvons citer entre autres les courants de Foucault que nous nous efforçons de limiter au maximum en déplaçant la palette le plus lentement possible.

Une déformation de la palette peut aussi survenir en raison des différences de sections et de longueurs d'entrefer traversées par le flux magnétique au niveau de la jambe centrale et des jambes latérales de l'actionneur. Comme l'entrefer est plus important au niveau de la jambe centrale, la palette peut fléchir légèrement, avec ses extrémités encore très proches des jambes latérales. Cette déformation peut « retarder » la diminution de la force lorsque nous éloignons la palette des parties fixes. L'effet de ce fléchissement de la palette peut être observé sur la Figure 2-33 pour un entrefer de 0,2 mm à courant nul. Les courbes de forces sont lissées pour tenter d'éliminer cette perturbation statique.

Le lissage est effectué en adoptant l'hypothèse qu'il n'y a quasiment pas de déformation de la palette au collage et à une position suffisamment éloignée (à partir de 0,5 mm sur la Figure 2-33). Les forces calculées par le réseau de réluctances sont comparées aux courbes lissées des mesures.

b. Comparaison des forces exercées par le corps supérieur

L'avantage que procure le réseau de réluctances par rapport aux éléments finis, est que nous pouvons calculer la force exercée sur la palette au collage. Avec les éléments finis (notamment avec Flux3D), il est nécessaire de laisser une zone d'air entre la partie mobile (la palette) et les parties fixes pour pouvoir calculer la force. Par conséquent des problèmes numériques pourraient se poser si l'on

tente de rendre cette zone d'air très fine ; ce problème ne se pose pas dans le cas d'un réseau de réluctance où nous pouvons rendre l'entrefer nul.

Les courbes de force en fonction de la position, pour différentes valeurs de courant, sont représentées sur la Figure 2-34. Nous pouvons remarquer que les forces obtenues par le réseau de réluctances sont proches de celles obtenues par les mesures.

Pour quantifier l'écart entre les résultats du modèle réluctant et les résultats expérimentaux, nous traçons en fonction de la position et pour chaque courant l'erreur relative (Figure 2-35) ainsi que l'erreur absolue (Figure 2-36) commises par rapport aux mesures de force. Nous avons aussi représenté (en pointillés) sur ces courbes, les erreurs relatives et absolues commises par rapport aux simulations Flux3D.

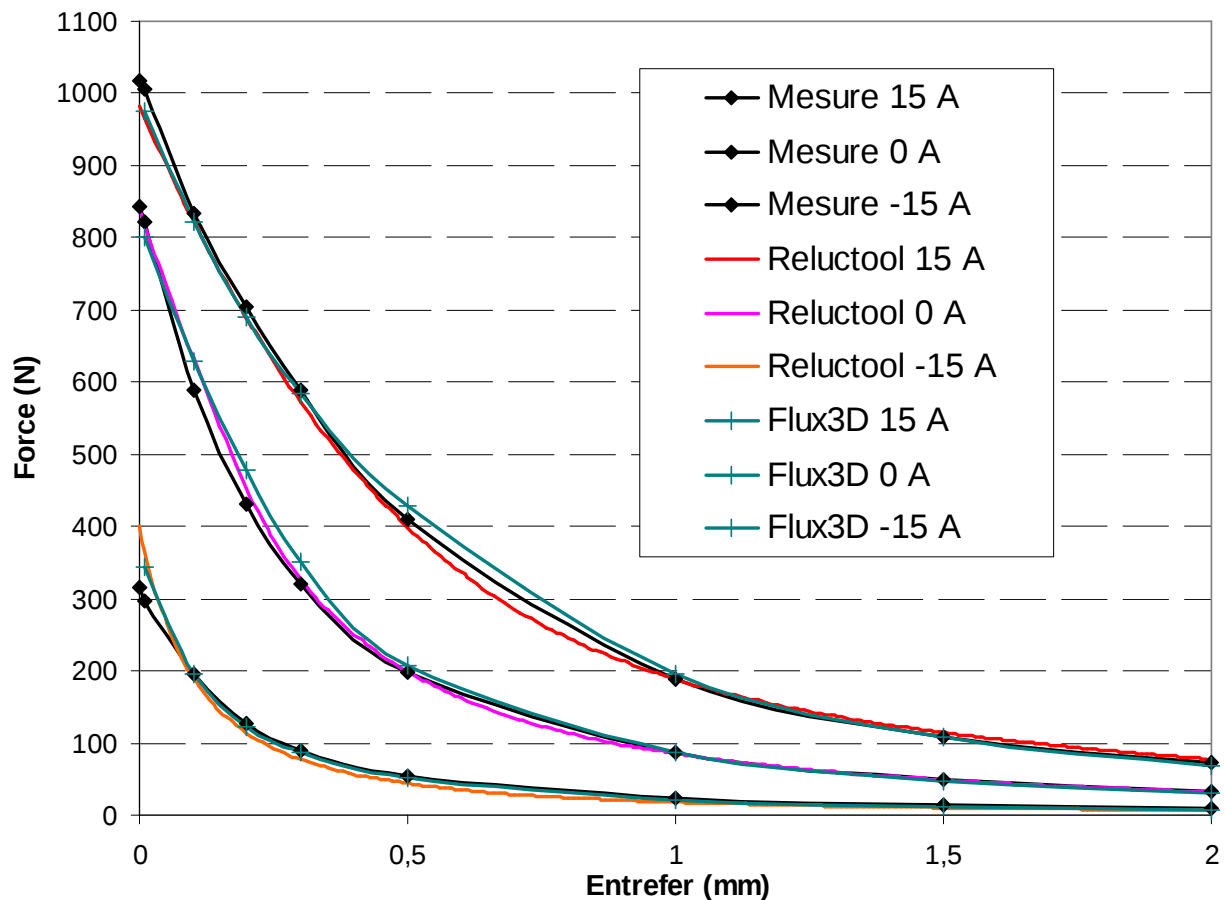


Figure 2-34 Confrontation du modèle réluctant avec des mesures sur prototype

A courant nul et en régime de renforcement des aimants, nous observons sur la Figure 2-35 que l'erreur relative commise par rapport aux mesures reste inférieure à 10%, ce qui valide le modèle réluctant sur cette plage de fonctionnement. Nous pouvons aussi l'observer sur les courbes d'erreur par rapport à Flux3D (sauf à 2 mm d'entrefer).

Sur la Figure 2-35, les erreurs les plus importantes sont commises lors du défluxage des aimants (valeur maximale de 27%) ; le modèle réluctant est proche de ses limites. Cependant l'erreur commise par rapport à Flux3D est bien plus faible. Cela montre que la modélisation de l'actionneur est complexe, même par éléments finis, en régime de défluxage important des aimants.

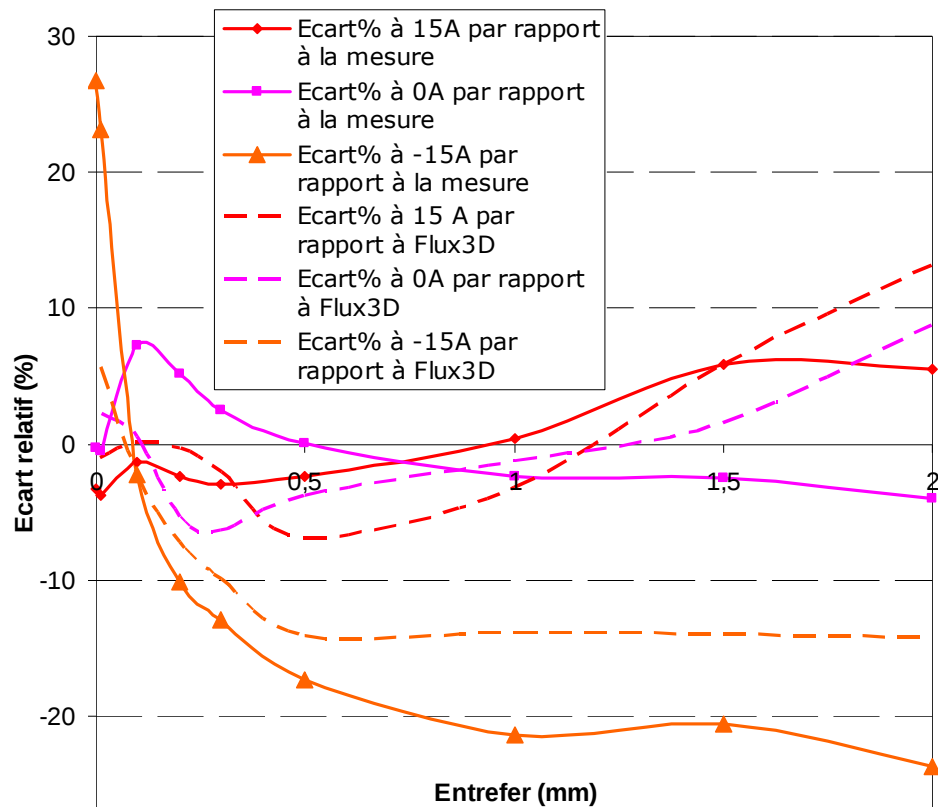


Figure 2-35 Ecart relatif de la force obtenue par réseau de réluctances par rapport aux mesures

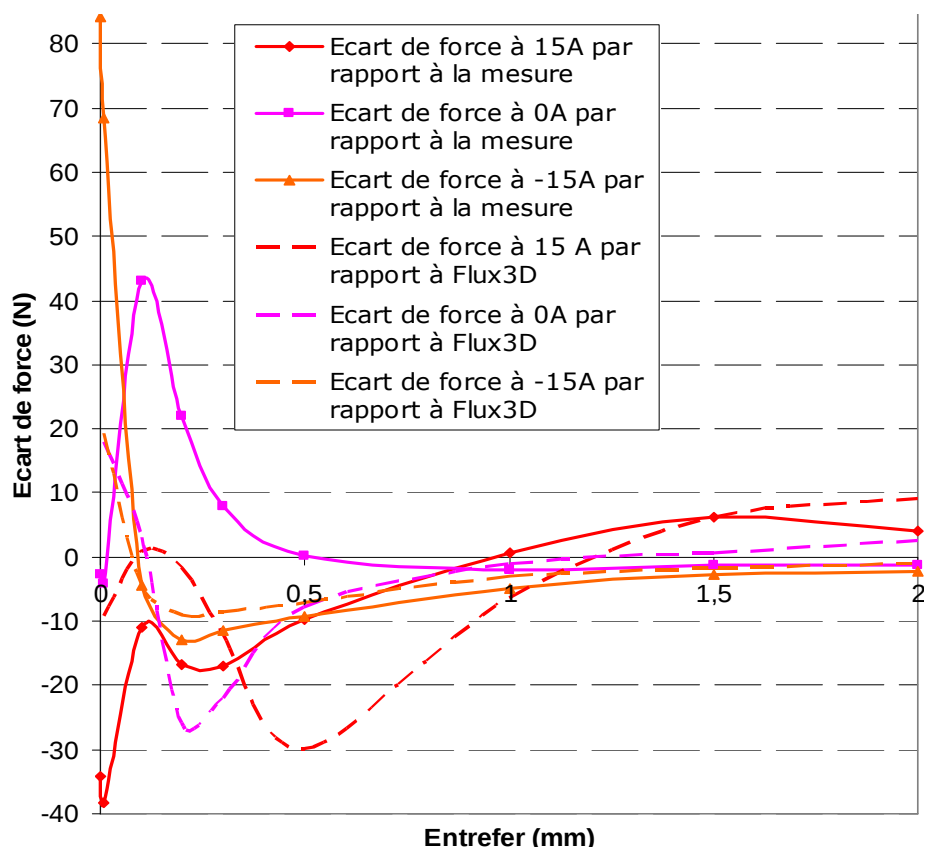


Figure 2-36 Ecart absolu de la force obtenue par réseau de réluctances par rapport aux mesures

Les erreurs relatives représentées sur la Figure 2-35 sont ainsi acceptables compte tenu des hypothèses du modèle ré luctant de l'actionneur. Même si certaines erreurs relatives sont proches de la valeur maximale sur la Figure 2-35, nous pouvons voir sur la Figure 2-36 que certaines d'entre elles correspondent à des écarts absolus de force qui peuvent être plus faibles. Nous avons ainsi validé expérimentalement le modèle ré luctant 3D de l'actionneur.

III. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons détaillé l'établissement du modèle ré luctant 3D de l'actionneur étudié, en vue d'étudier ses performances en régime statique. La méthode consiste à discrétiser en premier lieu la géométrie 2D de l'actionneur en des macroéléments rectangulaires, trapézoïdaux ou circulaires, puis à procéder à l'extension vers la 3D en ajoutant des fuites supplémentaires et en adaptant la profondeur des ré reluctances. L'intérêt de procéder par une étude préalable en 2D est qu'elle puisse être menée plus rapidement et de manière systématique. En effet, les simulations par éléments finis sont plus rapides en 2D, ce qui nous aide à construire rapidement le réseau de ré reluctances.

Notre méthode d'extension du modèle ré luctant vers la troisième dimension est plus simple, à la différence de celles qui discrétisent la profondeur de l'actionneur [7], [13]. Nous nous contentons d'adapter la section des ré reluctances et de rajouter les fuites qui interviennent dans la troisième dimension. Cette méthode systématique a plus ou moins l'avantage d'aboutir à un modèle ré luctant qui reste aussi rapide que le modèle ré luctant 2D, tout en gardant une précision acceptable.

Vu la complexité de la géométrie de l'actionneur, certains ajustements pourraient améliorer la précision du modèle. Les phénomènes en 3D sont en effet difficiles à prendre en compte au niveau et autour du bec. Pourtant il est impératif d'en tenir compte dans la modélisation car il a un impact négatif et non négligeable sur les performances de l'actionneur.

Une démarche alternative pourrait être envisagée [14] en hybridant une résolution par éléments finis dans les zones difficiles (autour du bec et dans l'entrefer) et une résolution par réseau de ré reluctances dans les autres parties de l'actionneur pour une meilleure modélisation.

Le modèle ré luctant a été validé par éléments finis à chaque étape de son établissement : par éléments finis en 2D et 3D, et finalement en confrontant les résultats du modèle ré luctant 3D avec des mesures sur un prototype. Nous n'avons pu confronter le modèle ré luctant 3D qu'à un seul prototype ; l'idéal aurait été de disposer d'autres prototypes.

Ce chapitre a permis de dégager une méthode pour établir un modèle statique de l'actionneur qui prenne en compte sa géométrie en 3D, qui soit rapide et paramétré par la géométrie de l'actionneur. Le prochain chapitre sera dédié à la modélisation de l'actionneur en régime transitoire, dans le but d'estimer les pertes par courants de Foucault et de modéliser les perturbations de ces derniers sur le flux magnétique circulant à travers l'actionneur.

IV. Bibliographie

- [1] Olivier de la Barrière. *Modèles analytiques électromagnétiques bi et tri dimensionnels en vue de l'optimisation des actionneurs disques. Etude théorique et expérimentale des pertes magnétiques dans les matériaux granulaires*. Thèse de l'Ecole Normale Supérieure de Cachan, Novembre 2010.
- [2] Nicolas BRACIKOWSKI, Michel HECQUET, Pascal BROCHET. Optimisation multi-objectif sous contraintes multi-physiques d'une machine à aimants permanents utilisant des modèles à constantes localisées. *Conférence Electrotechnique du Futur*, 2011.
- [3] Christian Chillet and Jean-Yves Voyant. Design-oriented analytical study of a linear electromagnetic actuator by means of a reluctance network. *IEEE Transactions on Magnetics*, VOL. 37(NO. 4):pp 3004–3011, July 2001.
- [4] Tsarafidy Raminosoa. *Optimisation des performances des machines synchro-réluctantes par réseaux de perméances*. Thèse de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, 2006.
- [5] Laurent Albert. *Modélisation et optimisation des alternateurs à griffes - Application au domaine automobile*. Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, Juillet 2004.
- [6] C. Bekhaled, S. Hlioui, L. Vido, M. Gabsi, M. Lecrivain, and Y. Amara. 3D magnetic equivalent circuit model for homopolar hybrid excitation synchronous machines. In *Electrical Machines and Power Electronics, 2007. ACEMP '07. International Aegean Conference on*, pages 575 –580, sept. 2007.
- [7] Boumedyen NEDJAR. *Modélisation basée sur la méthode des réseaux de perméances en vue de l'optimisation des machines synchrones à simple et à double excitation*. Thèse de l'Ecole Normale Supérieure de Cachan, Décembre 2011.
- [8] Bertrand du Peloux. *Modélisation des actionneurs électromagnétiques par réseaux de réluctances. Création d'un logiciel métier dédié au prédimensionnement par optimisation*. Thèse de l'Université Joseph Fourier, Mars 2006.
- [9] Thai Phuong DO. *Simulation dynamique des actionneurs et capteurs électromagnétiques par réseaux de réluctances : modèles, méthodes et outils*. Thèse de l'Institut Polytechnique de Grenoble, Mars 2010.
- [10] Marcel Jufer. *Electromécanique*, volume VOL. IX of *Traité d'électricité*. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1995.
- [11] Herbert C. Roters. *Electromagnetic Devices*. John Wiley and Sons, first edition edition, 1941.
- [12] Jarmo Perho. *Reluctance Network for analysis of Induction Machines*. PhD thesis, Helsinki University of Technology, May 2002.
- [13] A. Demenko. Three dimensional eddy current calculation using reluctance-conductance network formed by means of fe method. *IEEE Transactions on Magnetics*, 36(4):741 –745, July 2000.
- [14] Boumedyen Nedjar, Lionel Vido, Sami Hlioui, Yacine Amara, Mohamed Gabsi, M. Lecrivain. Modélisation hybride : Couplage éléments finis – Réseau de perméances. *Conférence Electrotechnique du Futur*, Décembre 2011.

Chapitre 3. Modélisation analytique des pertes par courants de Foucault dans l'actionneur

Dans le chapitre précédent, nous avons modélisé l'actionneur en régime statique : nous avons déterminé la force exercée sur la palette (et sur la soupape) pour différentes positions et pour différents courants fournis. Il faut cependant rappeler que dans l'application camless, il est nécessaire d'avoir des réponses très rapides de l'actionneur et en ce sens une étude des phénomènes transitoires est nécessaire. En effet des réponses rapides de l'actionneur reposent inévitablement sur des variations rapides du flux principal à travers le circuit magnétique. Les courants induits par ces variations importantes et rapides du flux magnétique principal peuvent alors créer des pertes non négligeables dans les parties ferromagnétiques de l'actionneur.

Comme l'actionneur est constitué de parties ferromagnétiques laminées et de parties ferromagnétiques massives, nous pouvons estimer que les courants induits sont prédominants dans les parties massives. Nous verrons par la suite que les pertes dans ces parties massives de l'actionneur sont essentiellement constituées de pertes par courants de Foucault. Nous proposerons ensuite de les modéliser analytiquement, afin d'avoir une estimation rapide des pertes en fonction des paramètres géométriques.

I. Prédominance des pertes par courants de Foucault dans les parties massives de l'actionneur

L'une des exigences pour l'actionneur est une faible consommation électrique lors du cycle de soupape. Cela signifie implicitement que les pertes dissipées par ses différents composants doivent être faibles. Ainsi il est nécessaire d'estimer finement la répartition des pertes dans ses différents composants. La consommation globale peut être déterminée à partir de la tension et du courant fournis lors du cycle de soupape, mais ces grandeurs ne permettent pas d'accéder aux pertes des composants, qui sont de natures différentes : massives et laminées. Il est alors nécessaire de procéder à une simulation en régime transitoire de l'actionneur durant un cycle de fonctionnement, pour accéder à ces pertes.

Dans un premier temps, il est essentiel d'identifier la nature des pertes les plus importantes. Dans la littérature, les pertes fer sont en général décomposées en pertes statiques par hystérésis et pertes dynamiques comme dans le cas du modèle LS (Loss Surface) [1]. Dans certains modèles, notamment celui de Bertotti, les pertes par courants de Foucault sont séparées des pertes par excès. Les pertes par courants de Foucault sont prédominantes dans les pièces massives de l'actionneur. Cela est confirmé par des mesures de pertes fer effectuées par Boglietti [2] sur des tôles de différentes épaisseurs, à différentes inductions crêtes et pour des fréquences allant jusqu'à 160 Hz. La répartition des pertes par courants de Foucault peut atteindre 60% à 160Hz, pour certaines épaisseurs de tôles.

Nous sommes en présence de pièces massives et le mouvement très rapide de la soupape (un aller en 3 ms environ) requiert des variations elles aussi très

rapides du flux magnétique principal. Nous pouvons alors estimer que dans notre application, les pertes sont majoritairement dans les parties massives de l'actionneur, et sont constituées par les pertes par courants de Foucault.

1. Simulation de l'actionneur en régime transitoire

Les hypothèses ci-dessus sur la prédominance des pertes dans les parties massives de l'actionneur et sur la nature des pertes, nous permettent de simplifier la modélisation de l'actionneur en régime transitoire. Nous imposons alors dans Flux3D que les pertes par courants de Foucault n'aient lieu que dans la palette et dans les aimants. La simulation de l'actionneur en régime transitoire lors d'un cycle de soupape est effectuée en tenant compte de la géométrie complète de l'actionneur. Cela est nécessaire car la palette se déplace du corps supérieur vers le corps inférieur, avant de revenir vers le corps supérieur. La Figure 3-1 représente la géométrie de l'actionneur (aux symétries près) que nous avons simulé avec Flux3D en régime transitoire : les courants de Foucault sont présents, le mouvement de la palette est imposé ainsi que les courants dans les deux bobines non maillées. Le maillage comporte environ 590000 éléments volumiques. Le circuit électrique, associé au modèle éléments finis, permettant d'imposer le courant à travers les bobines est représenté sur la Figure 3-2.

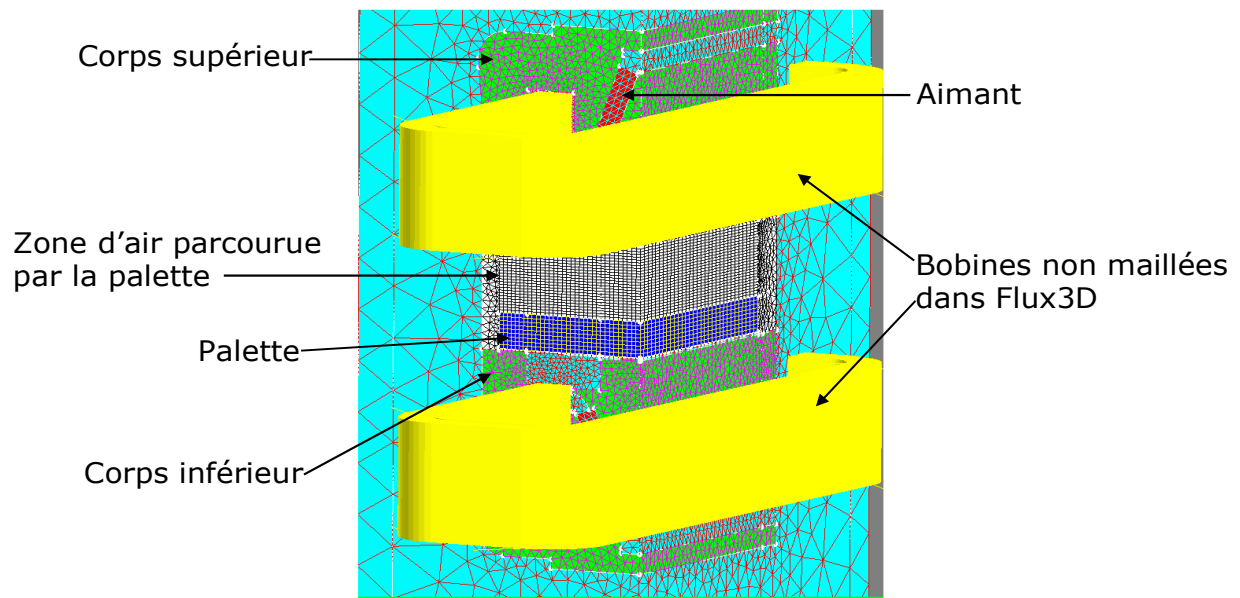


Figure 3-1 Modèle éléments finis de l'actionneur simulé en régime transitoire

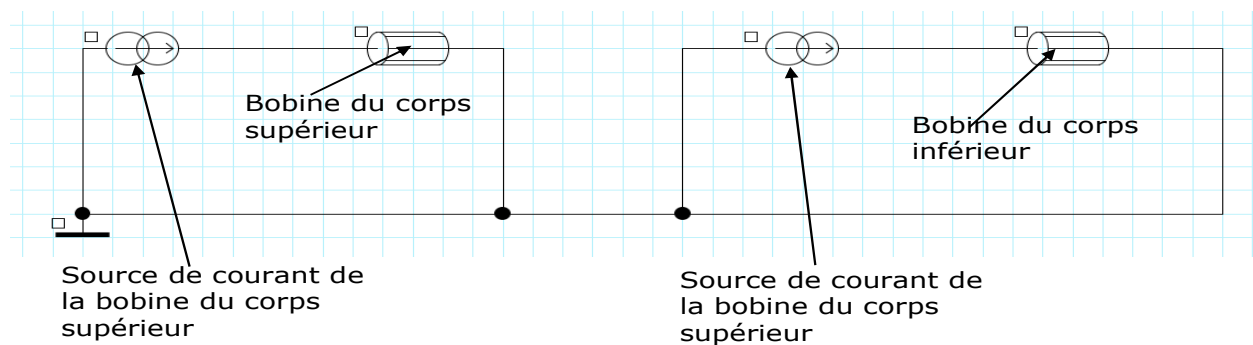


Figure 3-2 Circuit électrique associé au modèle éléments finis de l'actionneur

Le but de cette simulation en régime transitoire durant un cycle de soupape est d'effectuer le bilan énergétique de l'actionneur. D'un côté, en intégrant sur la

durée du cycle de soupape le produit tension-courant des bobines (récupéré en post-traitement sous Flux3D), nous obtenons l'énergie électrique fournie à l'actionneur.

De l'autre côté, nous intégrons sur la durée du cycle toutes les grandeurs (accessibles dans Flux3D) qui traduisent une consommation d'énergie. Ces grandeurs sont essentiellement : les pertes par effet Joule dans les bobines, les pertes par courants de Foucault dans la palette et dans les aimants, et le produit force-vitesse qui traduit la puissance nécessaire pour assurer les asservissements. L'intégration de ces grandeurs nous donne l'énergie consommée par l'actionneur. La Figure 3-3 nous montre un histogramme qui donne cette comparaison entre énergie fournie et énergie consommée pour un régime moteur élevé.

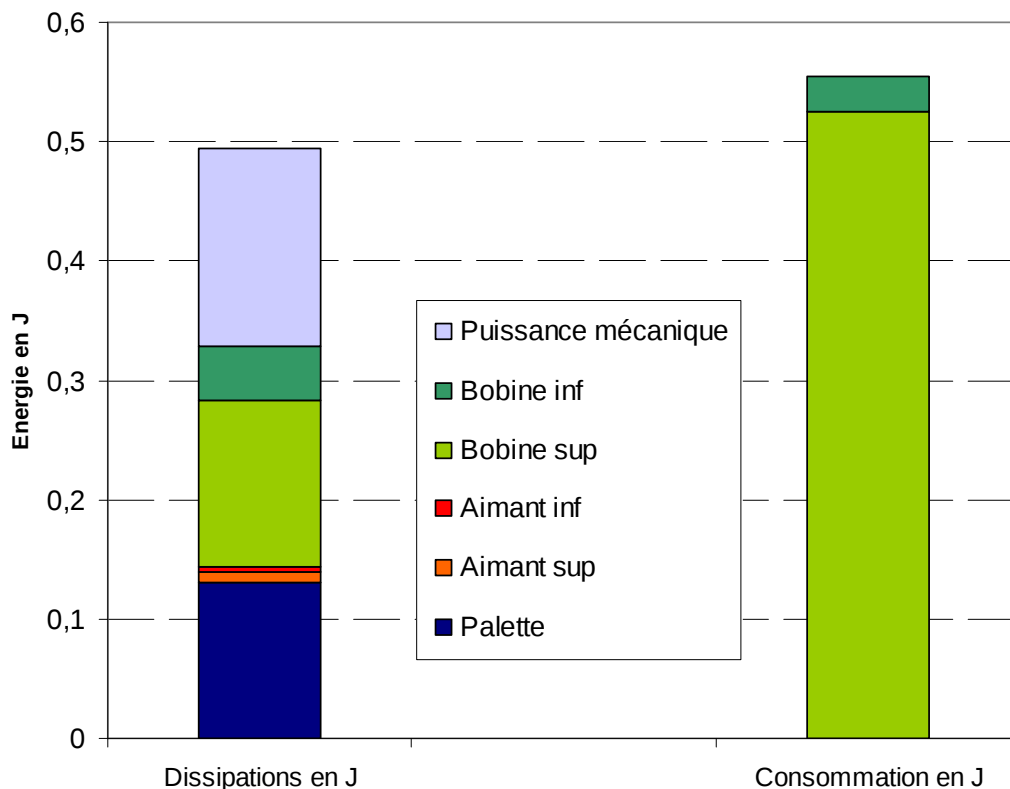


Figure 3-3 Bilan énergétique de l'actionneur en régime moteur élevé

La simulation de l'actionneur est effectuée en imposant l'évolution du courant dans les bobines et la position de la palette pour un aller-retour. Pour rester le plus proche possible du comportement réel de l'actionneur, nous aurions dû modéliser le comportement mécanique des ressorts sous Flux3D et imposer uniquement le courant dans les bobines : le mouvement de la palette s'effectuant alors en fonction de sa position et de la valeur des forces magnétiques. Cependant procéder ainsi aurait augmenté considérablement le temps de simulation, sans compter les éventuels problèmes de convergence vue la difficulté que cela engendrerait : nous nous retrouverions face à un couplage fort entre phénomènes magnétique et mécanique.

L'énergie électrique fournie à l'actionneur, calculée sous Flux3D est du même ordre de grandeur que celle fournie réellement à l'actionneur. La faible différence entre l'énergie fournie à l'actionneur et celle consommée par ses composants, montre que notre simulation est valide et qu'elle traduit fidèlement le

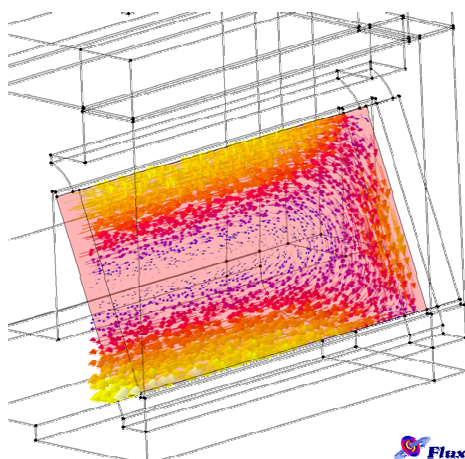
comportement de l'actionneur. L'écart entre les dissipations et la consommation peut s'expliquer par les discrétisations spatiale et temporelle utilisées pour la simulation en régime transitoire. Etant donné les problèmes de convergence rencontrés et la limitation en mémoire vive pour le calcul, il a fallu se contenter d'un maillage de qualité moindre et d'une précision moindre pour la simulation.

Des mesures faites par VALEO lors de ce même cycle donnent une consommation électrique de 0,7 J au total, en tenant aussi compte des pertes dans les tôles et dans l'électronique de puissance. Cela valide donc notre hypothèse que les pertes fer sont essentiellement constituées des pertes par courants de Foucault et que ces dernières sont en majorité situées dans la palette massive.

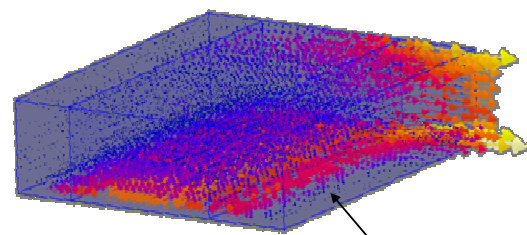
2. Effet de peau non négligeable

Dans la partie précédente, nous avons évalué les pertes dissipées par effet Joule dans les parties massives de l'actionneur. Ces pertes sont obtenues par intégration des courants induits sur le volume massif considéré. Leur modélisation nécessite la détermination préalable de la distribution des courants induits dans le volume massif.

La Figure 3-4 montre de manière qualitative les courants induits dans la palette et dans l'aimant. Nous pouvons remarquer la répartition linéaire de la densité de courant dans le sens de la largeur de l'aimant, tandis qu'elle est essentiellement concentrée sur le bas dans le cas de la palette.



Pas d'effet de peau au niveau des aimants
Répartition linéaire des courants induits



Partie située au-dessus du bras central de l'actionneur (contenant les aimants)

Les courants induits se répartissent en majorité en surface et entourent le bras central de l'actionneur

Figure 3-4 Répartition de la densité de courant dans la palette et dans l'aimant

La Figure 3-5 montre la distribution de l'induction magnétique dans la palette au début du cycle de soupape (le circuit magnétique est polarisé par l'aimant) et à un instant de la phase de défluxage des aimants.

L'effet de peau est très marqué au niveau de la palette. Sur la Figure 3-5, nous observons que l'induction magnétique suit les variations du flux magnétique, sur une très faible épaisseur dans le bas de la palette. Les courants induits y sont essentiellement concentrés ; ils s'opposent bien aux variations du flux magnétique dans la partie située au-dessus de l'épaisseur de peau, mais en dessous ils créent un autre flux qui renforce les variations du flux magnétique créé par la bobine.

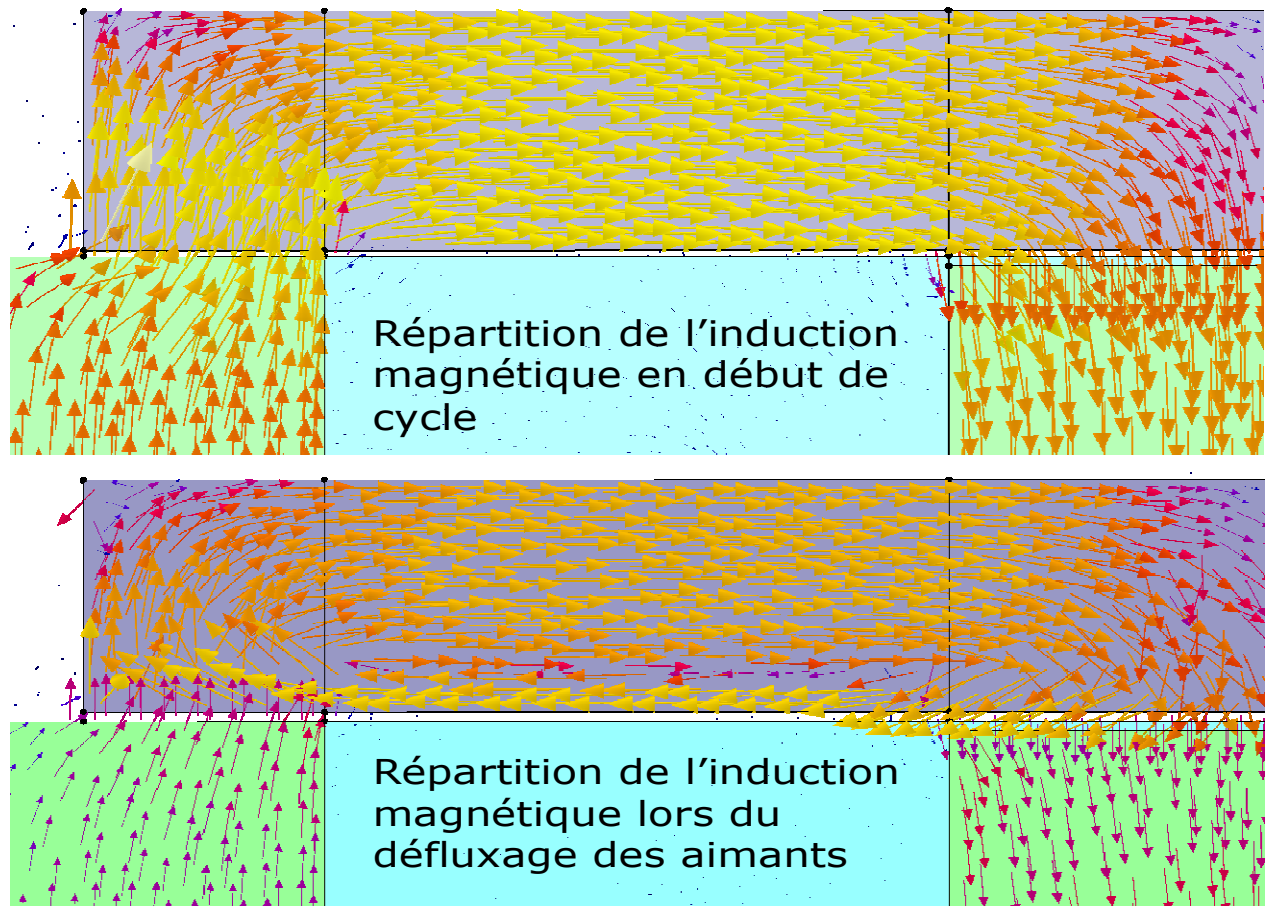


Figure 3-5 Observation de l'effet de peau sur la répartition de l'induction magnétique dans la palette lors du défluxage des aimants

Cet effet de peau très marqué traduit bien la présence de courants de Foucault très importants dans la palette. Pour l'étude analytique des courants de Foucault, la méthode classique serait de procéder comme Stoll [3], en imposant le champ ou l'induction magnétique sur les bords de la palette (conditions aux limites de Dirichlet). Cependant, nous remarquons sur la Figure 3-5 que l'induction magnétique ne peut pas être connue à priori sur les bords de la palette : l'induction magnétique dans l'épaisseur de peau suit les variations du flux magnétique créé par la bobine. La méthode adoptée par Stoll [3] n'est donc pas appropriée pour notre cas de figure, à cause des conditions aux limites et du cas sinusoïdal qui est uniquement traité.

Pour se rapprocher de la situation observée lors de la simulation éléments finis, la détermination analytique des courants induits dans la palette sera menée dans le cas où elle est traversée par un flux magnétique imposé et variable au cours du temps. Il s'agit là d'un défi car nous avons à traiter le dual du problème posé par Stoll [3] : comment retrouver la valeur de l'induction magnétique sur les bords de la palette, sachant que c'est le flux magnétique qui est connu et qu'il faut tenir compte de l'effet de peau ?

La mise en équation, l'établissement des conditions aux limites ainsi que le calcul analytique des grandeurs électromagnétiques et des pertes ont été présentés à la conférence EF 2011[4].

II. Détermination analytique des courants de Foucault

1. Utilité d'imposer le flux magnétique

Dans notre démarche, nous imposons le flux magnétique à travers la palette et déterminons la répartition des courants induits qui en résulte. Tenir compte du flux magnétique à travers la palette dans les conditions aux limites comporte certains avantages majeurs par rapport au fait d'imposer les valeurs de l'induction magnétique sur les bords de la palette.

a. Possibilités de choisir la valeur du flux magnétique a priori

Tout d'abord, le flux magnétique est une grandeur intégrale, ce qui signifie que nous n'avons plus à nous soucier de la valeur de l'induction magnétique sur les bords de la palette.

Un autre avantage majeur d'imposer le flux magnétique dans les conditions aux limites est que sa valeur peut être choisie a priori. Par exemple nous pouvons récupérer à partir d'un réseau de réductances (vu dans le chapitre précédent), la valeur du flux statique circulant dans la palette et majorer les pertes par courants de Foucault. Cette démarche est illustrée par la Figure 3-6.

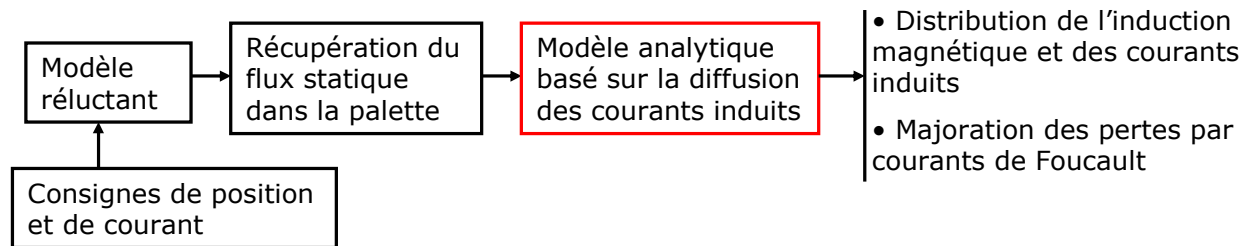


Figure 3-6 Démarche de récupération du flux statique dans la palette pour majorer les pertes par courants de Foucault

Un autre moyen de choisir une valeur du flux magnétique à imposer est de se baser sur la tension fournie à l'actionneur. Nous pouvons décrire l'actionneur de manière schématique grâce au circuit électrique représenté sur la Figure 3-7 [10], [6] : il est représenté par une bobine autour d'un noyau magnétique. Ce circuit peut être traduit par l'équation :

$$U(t) = R_{\text{bobine}} I(t) + L_f \frac{dI(t)}{dt} + \frac{d\phi_{\text{bobine}}}{dt} \quad (3-1)$$

L_f représente l'inductance de fuite de la bobine. La dérivée du flux à travers la bobine tient compte des variations dues au courant et au mouvement de la palette : elle est une image des variations du flux magnétique à travers la palette.

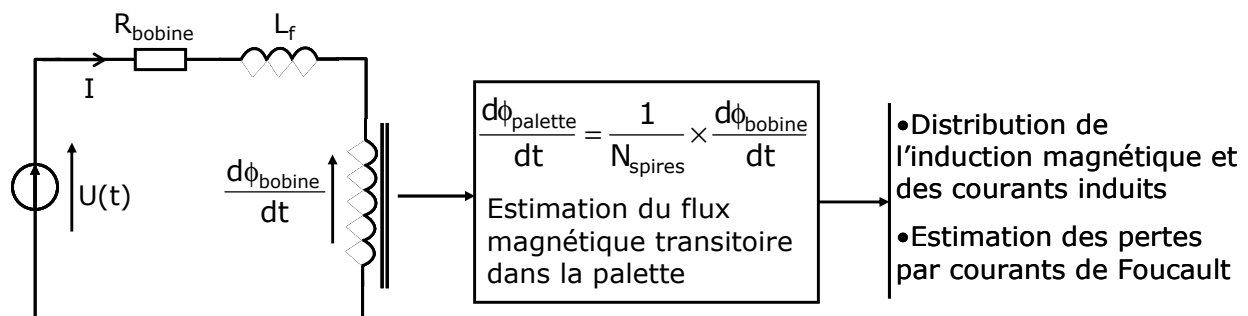


Figure 3-7 Accès à une valeur indicative de la dérivée du flux dans la palette

Les conditions aux limites dépendent fortement de la topologie de l'actionneur. Nous sommes dans le cas d'un actionneur en forme de E : d'après la Figure 3-8, les courants induits sont essentiellement présents dans le bas de la palette tandis qu'ils sont nuls sur la partie supérieure [4].

Pour établir les conditions aux limites, nous devons exprimer au préalable la valeur de la densité de courant sur les bords de la palette. Ces valeurs sont proportionnelles à la dérivée du flux magnétique par rapport au temps. D'après la disposition du repère sur la Figure 3-8, une dérivée positive du flux magnétique entraîne, une circulation des courants induits dans le sens positif au niveau de $y=0$. La dérivée du flux magnétique possède le même signe que $J_z(0,t)$. Nous avons ainsi les conditions suivantes pour la densité de courant:

$$\begin{cases} J_z(0, t) = \frac{\sigma}{L_c} \frac{d\phi(t)}{dt} \\ J_z(e_p, t) = 0 \end{cases} \quad (3-3)$$

Nous avons la relation suivante entre la densité de courant et l'induction magnétique :

$$\mu \vec{J} = \text{rot} \vec{B} \Rightarrow \mu J_z(y, t) = - \frac{\partial B_x(y, t)}{\partial y} \quad (3-4)$$

Nous obtenons alors les conditions aux limites ci-dessous sur l'induction magnétique. La différence avec la méthode de Stoll [3] est que nous avons des conditions aux limites de Neumann à la place de conditions aux limites de Dirichlet lorsque le flux magnétique est imposé à travers la palette.

$$\begin{cases} \frac{\partial B_x(0, t)}{\partial y} = - \frac{\mu \sigma}{L_c} \frac{d\phi(t)}{dt} \\ \frac{\partial B_x(e_p, t)}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (3-5)$$

Comme nous pouvons le remarquer dans l'équation (3-3), c'est la dérivée du flux magnétique par rapport au temps qui intervient. C'est pourquoi nous pouvons affirmer que la démarche décrite dans la Figure 3-7 permet aussi de choisir une valeur du flux magnétique à imposer.

Pour compléter les équations (3-2) et (3-5), nous avons la condition initiale :

$$B_x(y, 0) = \frac{\phi(0)}{e_p \cdot L_c} \quad (3-6)$$

Cela signifie qu'initialement, l'induction magnétique dans la partie étudiée de la palette est uniforme et possède la valeur indiquée dans l'équation (3-6).

Dans tout ce qui suit, nous adoptons les hypothèses suivantes :

- diffusion 1-D suivant l'axe y de l'induction magnétique,
- linéarité du matériau composant la palette,
- lignes de champ rectilignes,
- induction magnétique ne possédant que la composante $B_x(y,t)$, densité de courant ne possédant que la composante $J_z(y,t)$,
- invariance le long de l'axe x et le long de l'axe z .

2. Résolution de l'équation de diffusion dans la palette traversée par un flux variable dans le temps

Les équations (3-2) à (3-6) sont analogues à celles rencontrées dans un problème de conduction thermique en régime variable dans le temps [9]. Une démarche plus aisée pour la résolution des équations (3-2) à (3-4) consiste à résoudre un problème intermédiaire pour en tirer une « fonction fondamentale » [9]-[10], qui servira par la suite de base pour la détermination de l'induction magnétique à partir d'un produit de convolution.

a. Méthode générale de résolution

La « fonction fondamentale » mentionnée ci-dessus est la fonction $b_f(y,t)$, nulle à $t=0$ et qui est solution de l'équation de diffusion [4]:

$$\frac{\partial b_f}{\partial y^2} = \mu\sigma \frac{\partial b_f}{\partial t} \quad (3-7)$$

Avec comme conditions aux limites :

$$\begin{cases} \frac{\partial b_f(0,t)}{\partial y} = 1 \\ \frac{\partial b_f(e_p,t)}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (3-8)$$

La fonction fondamentale est ainsi homogène à une position. La résolution analytique est effectuée par séparation des variables. L'expression de la fonction fondamentale pour notre application est donc (démarche détaillée en II-4):

$$b_f(y,t) = y - \frac{y^2}{2e_p} - \frac{e_p}{3} - \frac{t}{\mu\sigma e_p} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2e_p}{k^2 \pi^2} \cos\left(\frac{k\pi}{e_p} y\right) \exp\left[-\frac{1}{\mu\sigma} \left(\frac{k\pi}{e_p}\right)^2 t\right] \quad (3-9)$$

Cette fonction fondamentale ne dépend que des conditions aux limites de l'équation de diffusion et celles-ci sont obtenues à partir de la topologie de l'actionneur. L'induction magnétique est obtenue grâce à l'expression suivante dans le cas général, par application du théorème de Duhamel [9]-[10]:

$$B_x(y,t) = \frac{\phi(0)}{e_p L_c} + \frac{d}{dt} \left[\int_0^t b_f(y,t-u) \cdot \left[-\frac{\mu\sigma}{L_c} \frac{d\phi(u)}{du} \right] du \right] \quad (3-10)$$

L'important pour l'expression (3-10) est de connaître l'expression du flux magnétique en fonction du temps. Pour une évolution arbitraire du flux magnétique dans le temps, nous discrétiserons sa courbe par une succession de segments de droite (évolution linéaire par morceaux). La précision de la modélisation ne dépend alors que de la qualité de la discrétisation temporelle.

Dans ce qui suit nous allons d'abord traiter le cas d'une rampe de flux magnétique, puis effectuer l'extension pour une évolution arbitraire du flux.

b. Cas d'une rampe de flux magnétique suivie d'un palier

Pour un flux magnétique évoluant selon une rampe suivie d'un palier, son expression en fonction du temps est la suivante :

$$\phi(t) = \begin{cases} \phi_f \cdot \left(\frac{t}{t_1}\right) & \text{si } t < t_1 \\ \phi_f & \text{si } t \geq t_1 \end{cases} \quad (3-11)$$

Pour alléger l'écriture des équations, posons :

$$S(t) = -\frac{\mu\sigma}{L_c} \left(\frac{d\phi}{dt}\right) \quad (3-12)$$

Pour le cas de la rampe de flux ($t < t_1$), nous avons :

$$S(t) = S_f = -\frac{\mu\sigma}{L_c} \times \frac{\phi_f}{t_1} \quad (3-13)$$

En appliquant la relation (3-10), l'expression de l'induction magnétique est :

$$B_x(y, t) = \begin{cases} \frac{d}{dt} \int_0^t \left[y - \frac{y^2}{2e_p} - \frac{e_p}{3} - \frac{(t-u)}{\mu\sigma e_p} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{-2e_p}{k^2 \pi^2} \cos\left(\frac{k\pi}{e_p} y\right) e^{-\beta_k(t-u)} \right] S_f du & \text{si } t < t_1 \\ \frac{d}{dt} \int_0^{t_1} \left[y - \frac{y^2}{2e_p} - \frac{e_p}{3} - \frac{(t-u)}{\mu\sigma e_p} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{-2e_p}{k^2 \pi^2} \cos\left(\frac{k\pi}{e_p} y\right) e^{-\beta_k(t-u)} \right] S_f du & \text{si } t \geq t_1 \end{cases} \quad (3-14)$$

$$\text{Avec } \beta_k = \frac{1}{\mu\sigma} \left(\frac{k \cdot \pi}{e_p}\right)^2 \quad (3-15)$$

Tous calculs effectués, nous obtenons l'expression suivante de $B_x(y, t)$:

$$B_x(y, t) = \begin{cases} \left(y - \frac{y^2}{2e_p} - \frac{e_p}{3} \right) S_f - \left(\frac{S_f}{\mu\sigma e_p} \times t \right) + S_f \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2e_p}{k^2 \pi^2} \cos\left(\frac{k\pi}{e_p} y\right) e^{-\beta_k t} & \text{si } t < t_1 \\ -\left(\frac{S_f}{\mu\sigma e_p} \times t_1 \right) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2e_p S_f}{k^2 \pi^2} \cos\left(\frac{k\pi}{e_p} y\right) \left(e^{-\beta_k t} - e^{-\beta_k(t-t_1)} \right) & \text{si } t \geq t_1 \end{cases} \quad (3-16)$$

Nous pouvons reconnaître dans cette expression de l'induction magnétique, le terme $B_s(t)$ suivant :

$$B_s(t) = \begin{cases} -\left(\frac{S_f}{\mu\sigma e_p} \times t \right) = \frac{\phi_f}{E_p \cdot L_c} \cdot \left(\frac{t}{t_1}\right) & \text{si } t < t_1 \\ -\left(\frac{S_f}{\mu\sigma e_p} \times t_1 \right) = \frac{\phi_f}{E_p \cdot L_c} & \text{si } t \geq t_1 \end{cases} \quad (3-17)$$

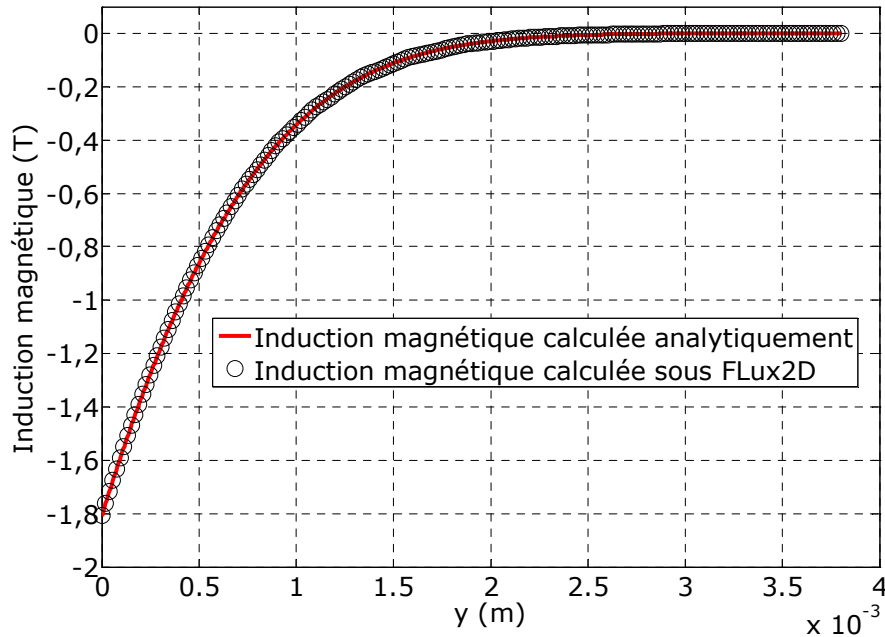
$B_s(t)$ est une grandeur homogène à une induction magnétique statique et uniforme dans la palette. Elle correspond à la répartition de l'induction magnétique que l'on retrouverait dans la palette si l'on était en régime statique.

La densité de courant est obtenue par dérivation de l'induction magnétique :

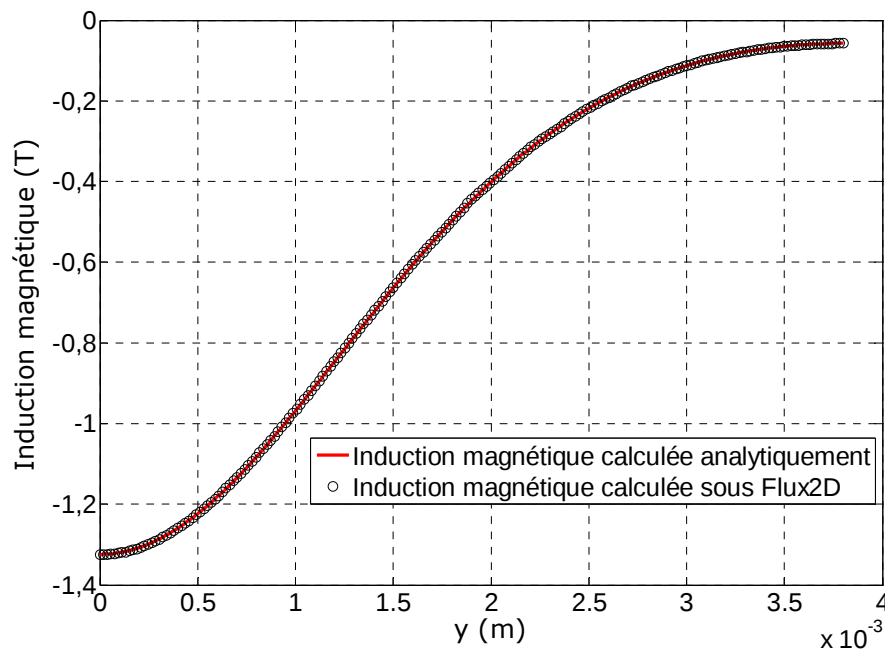
$$\vec{j} = \frac{1}{\mu} \text{rot} \vec{B} \Leftrightarrow J_z(y, t) = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial B_x(y, t)}{\partial y} \quad (3-18)$$

L'expression de la densité de courant est donc :

$$J_z(y, t) = \begin{cases} -\left(1 - \frac{y}{e_p}\right) \left(\frac{S_f}{\mu}\right) + \left(\frac{S_f}{\mu}\right) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2}{k\pi} \sin\left(\frac{k\pi}{e_p} y\right) e^{-\beta_k t} & \text{si } t < t_1 \\ \left(\frac{S_f}{\mu}\right) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2}{k\pi} \sin\left(\frac{k\pi}{e_p} y\right) (e^{-\beta_k t} - e^{-\beta_k (t-t_1)}) & \text{si } t \geq t_1 \end{cases} \quad (3-19)$$



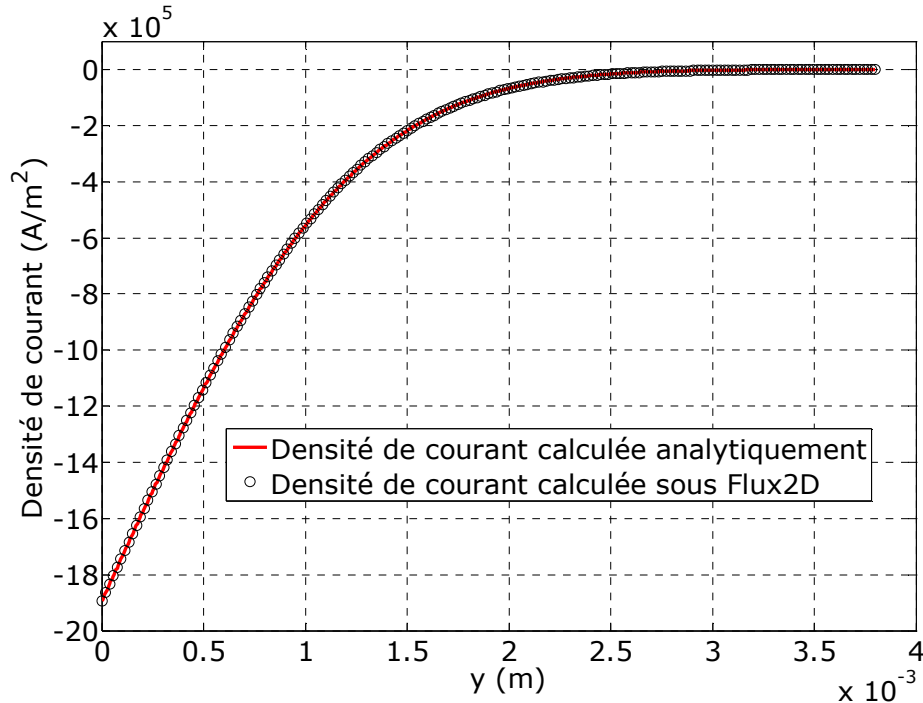
(a) Induction magnétique dans l'épaisseur de la palette à t=1ms



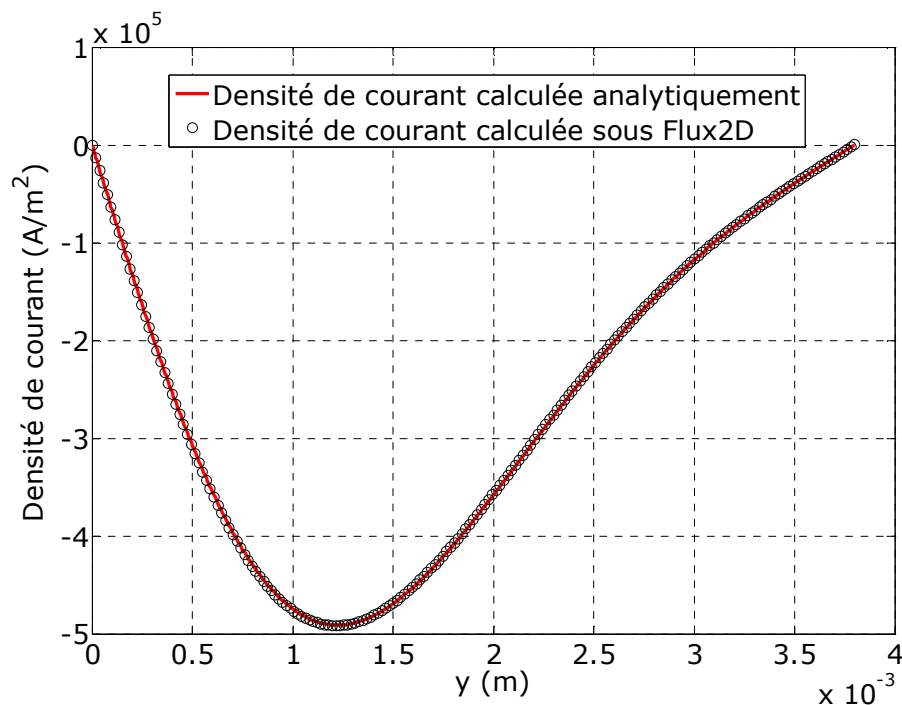
(b) Induction magnétique dans l'épaisseur de la palette à t=3ms

Figure 3-9 Répartition de l'induction magnétique dans l'épaisseur de la palette lors de la montée du flux en rampe (a) et lors du palier (b)

Pour valider l'expression analytique de l'induction magnétique et de la densité de courant, nous simulons la situation décrite par la figure 3-8 sous Flux2D. Nous gardons les mêmes hypothèses que celles données au §II-1-b. Le Tableau 3-1 récapitule les dimensions de la plaque isolée, les propriétés du matériau et les caractéristiques de la rampe de flux imposée dans les conditions aux limites.



(a) Densité de courant dans l'épaisseur de la palette à $t=1\text{ms}$



(b) Densité de courant dans l'épaisseur de la palette à $t=3\text{ms}$

Figure 3-10 Répartition de la densité de courant dans l'épaisseur de la palette lors de la montée du flux en rampe (a) et lors du palier (b)

La Figure 3-9 et la Figure 3-10 nous montrent la comparaison entre les résultats (induction magnétique et densité de courant) obtenus analytiquement et par éléments finis à deux instants durant l'évolution du flux magnétique : lors de la montée et lors du palier.

Paramètre	Description	Valeur
e_p	Épaisseur de la plaque	3,8 mm
l_a	Largeur de la plaque	16 mm
L_c	Longueur de la plaque (dans le sens de la profondeur)	25 mm
μ	Perméabilité magnétique du matériau constituant la plaque	$1000 \times 4\pi \times 10^{-7}$ H/m
ρ	Résistivité électrique du matériau constituant la plaque	57×10^{-8} $\Omega \cdot m$
ϕ_f	Flux magnétique atteint en fin de rampe et début de palier (dans le sens des x négatifs)	$-5,4 \times 10^{-5}$ Wb
t_1	Durée de la montée en rampe du flux magnétique	2 ms

Tableau 3-1 Dimensions de la plaque isolée, propriétés du matériau et caractéristiques de la rampe de flux

Nous avons ainsi validé notre modèle analytique dans le cas d'une évolution en rampe du flux magnétique imposé. Nous allons ensuite réutiliser cette méthode pour le cas d'une évolution arbitraire du flux magnétique.

c. Cas d'un flux magnétique arbitraire

Dans le cas d'un flux arbitraire, celui-ci est discrétisé en un tableau de points, et la courbe du flux est approximée par une succession de segments de droites. Cette discrétisation est illustrée sur la figure 3-11 [4]. A chaque instant t compris entre t_{n-1} et t_n (t_0 représente l'instant initial) le flux magnétique s'exprime par :

$$\phi(t) = \left(\frac{\phi_n - \phi_{n-1}}{t_n - t_{n-1}} \right) (t - t_{n-1}) + \phi_{n-1} \quad (3-20)$$

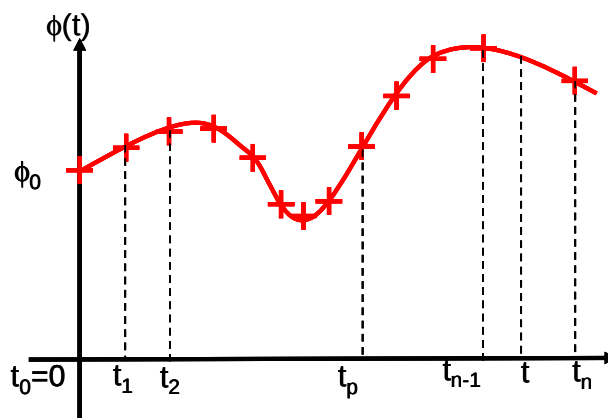


Figure 3-11 Principe de la discrétisation du flux en un tableau de points

Pour alléger les écritures lors de l'application du théorème de Duhamel, nous reprenons le terme $S(t)$ suivant pour t compris entre t_{n-1} et t_n ($n > 1$) :

$$S(t) = S_n = -\frac{\mu\sigma}{L_c} \left(\frac{\phi_n - \phi_{n-1}}{t_n - t_{n-1}} \right) \quad (3-21)$$

Pour t compris entre t_{n-1} et t_n ($n > 1$), l'expression générale de $B_x(y, t)$ [4] est :

$$B_x(y, t) = \frac{\phi(0)}{e_p L_c} + \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{t_1} b_f(y, t-u) S_1 du + \frac{\partial}{\partial t} \int_{t_1}^{t_2} b_f(y, t-u) S_2 du + \dots \quad (3-22)$$

$$\dots + \frac{\partial}{\partial t} \int_{t_{n-1}}^t b_f(y, t-u) S_n du$$

Pour t compris entre t_0 et t_1 , l'expression de l'induction magnétique est donnée par la relation (3-16) dans laquelle il suffit de remplacer S_f par S_1 . Pour t compris entre t_{n-1} et t_n ($n > 1$), l'expression de l'induction magnétique [4] est :

$$B_x(y, t) = \frac{\phi(0)}{e_p L_c} - \frac{S_n(t - t_{n-1})}{\mu\sigma e_p} + \left(\frac{-e_p}{3} + y - \frac{y^2}{2e_p} \right) \cdot S_n - \sum_{p=1}^{n-1} \frac{S_p(t_p - t_{p-1})}{\mu\sigma e_p} \quad (3-23)$$

$$+ S_n \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{2e_p}{k^2 \pi^2} \right) \cdot \cos \left(\frac{k\pi y}{e_p} \right) \cdot \exp(-\beta_k(t - t_{n-1}))$$

$$+ \sum_{p=1}^{n-1} (-S_p) \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{2e_p}{k^2 \pi^2} \right) \cdot \cos \left(\frac{k\pi y}{e_p} \right) \cdot [\exp(-\beta_k(t - t_p)) - \exp(-\beta_k(t - t_{p-1}))]$$

$$\text{Avec } \beta_k = \frac{1}{\mu\sigma} \left(\frac{k\pi}{e_p} \right)^2 \quad (3-24)$$

Pour t compris entre t_0 et t_1 , l'expression de la densité de courant est donnée par la relation (3-19) dans laquelle il suffit de remplacer S_f par S_1 . Pour t compris entre t_{n-1} et t_n ($n > 1$), l'expression de la densité de courant [4] est :

$$J_z(y, t) = \frac{S_n}{\mu} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{2}{k\pi} \right) \cdot \sin \left(\frac{k\pi y}{e_p} \right) \cdot \exp(-\beta_k(t - t_{n-1})) - \left(1 - \frac{y}{e_p} \right) \cdot \frac{S_n}{\mu} \quad (3-25)$$

$$+ \sum_{p=1}^{n-1} \left(-\frac{S_p}{\mu} \right) \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{2}{k\pi} \right) \cdot \sin \left(\frac{k\pi y}{e_p} \right) \cdot [\exp(-\beta_k(t - t_p)) - \exp(-\beta_k(t - t_{p-1}))]$$

Les pertes instantanées par courants de Foucault sont alors déduites par intégration de la densité de courant :

$$P(t) = \int_V \rho J^2 dV = \int_0^{e_p} I_a \cdot L_c \cdot \rho \cdot [J_z(y, t)]^2 dy \quad (3-26)$$

V est le volume de la partie isolée de la palette. Pour des raisons de commodité, cette intégrale est calculée numériquement. Pour valider les expressions analytiques de $B_x(y, t)$ et $J_z(y, t)$, nous reprenons la simulation Flux2D présentée au §II-2-b (celle de la plaque rectangulaire seule), avec les paramètres du tableau 3-1. Au lieu d'imposer une rampe de flux à travers la plaque, nous imposons le flux arbitraire (pris plus ou moins au hasard pour mettre à l'épreuve le modèle analytique) représenté en valeur absolue sur la Figure 3-12 [4], dirigé

dans le sens des x négatifs. La comparaison des grandeurs électromagnétiques calculées analytiquement et par éléments finis est effectuée à l'instant marqué sur la Figure 3-12 : $t=30\text{ }\mu\text{s}$ et $\phi=1,75\text{ }\mu\text{Wb}$.

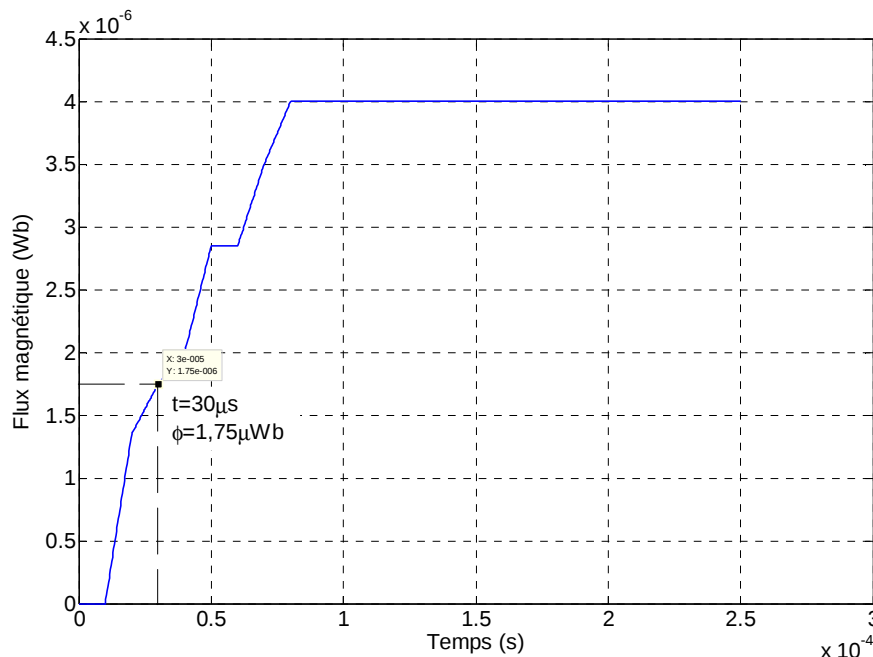
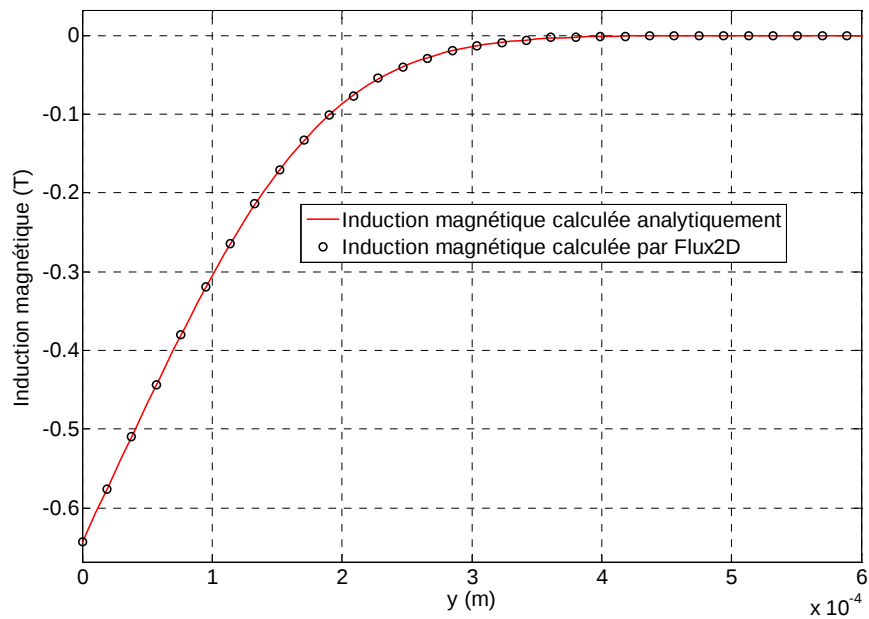


Figure 3-12 Evolution au cours du temps du flux imposé à travers la plaque

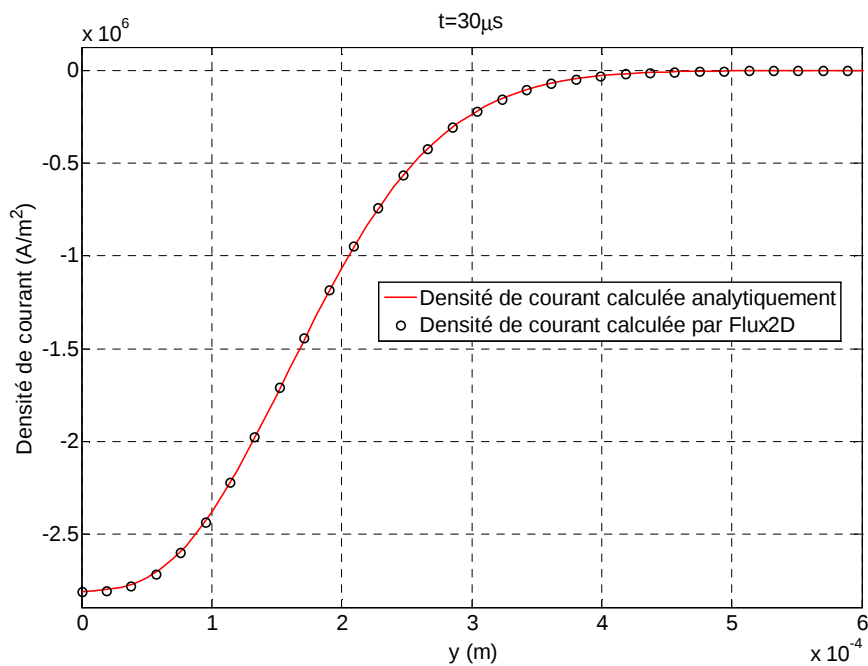
La Figure 3-13 nous montre la comparaison entre les grandeurs calculées analytiquement et par éléments finis. Ces distributions de l'induction magnétique et de la densité de courant ne sont représentées que sur une faible épaisseur, en raison de l'effet de peau. Un avantage du calcul analytique par rapport au calcul numérique est le fait que les distributions de l'induction magnétique et de la densité de courant peuvent être obtenues de manière explicite à un instant choisi, sans avoir à les déterminer pour les instants précédents. Un autre avantage non négligeable est que le calcul analytique est plus rapide que le calcul numérique. La situation représentée sur la Figure 3-13 a été entièrement simulée en environ 30 secondes par le modèle analytique tandis qu'il faut environ 10 minutes avec Flux2D.

Le calcul analytique et le calcul par éléments finis donnent quasiment les mêmes distributions de l'induction magnétique et de la densité de courant dans la plaque à $t=30\text{ }\mu\text{s}$. Comme cet instant a été choisi de manière arbitraire sur la courbe d'évolution du flux magnétique au cours du temps, on peut considérer que les expressions analytiques de l'induction magnétique et de la densité de courant dans la plaque sont validées.

Les courants induits sont dirigés dans le sens des z négatifs. De manière globale, ils s'opposent à l'augmentation du flux magnétique, dirigé dans le sens des x négatifs. Les variations de l'induction magnétique sont donc quasiment inexistantes au-delà de l'épaisseur de peau (0,4mm environ). Par conséquent, et afin de conserver la valeur imposée du flux magnétique, l'induction magnétique se retrouve renforcée dans l'épaisseur de peau. Dans l'épaisseur de peau, l'induction magnétique possède le même sens que le flux imposé, et sa valeur est supérieure à celle obtenue en divisant le flux magnétique par la section traversée. La figure confirme cela (pic à $-0,6\text{T}$), car nous aurions obtenu $-0,02\text{T}$ à $t=30\text{ }\mu\text{s}$ dans toute la plaque en régime statique.



(a) Induction magnétique dans l'épaisseur de la palette à $t = 30 \mu s$



(b) Densité de courant dans l'épaisseur de la palette à $t = 30 \mu s$

Figure 3-13 Induction magnétique (a) et densité de courant (b) dans l'épaisseur de la palette à $t = 30 \mu s$

Les pertes provoquées par le flux imposé sont calculées à partir de l'expression (3-26) à chaque instant. La Figure 3-14 représente la comparaison entre les pertes calculées analytiquement et les pertes calculées par Flux2D. Nous pouvons observer que les deux courbes sont très proches, ce qui confirme la validité de l'expression analytique de la densité de courant et de l'induction magnétique.

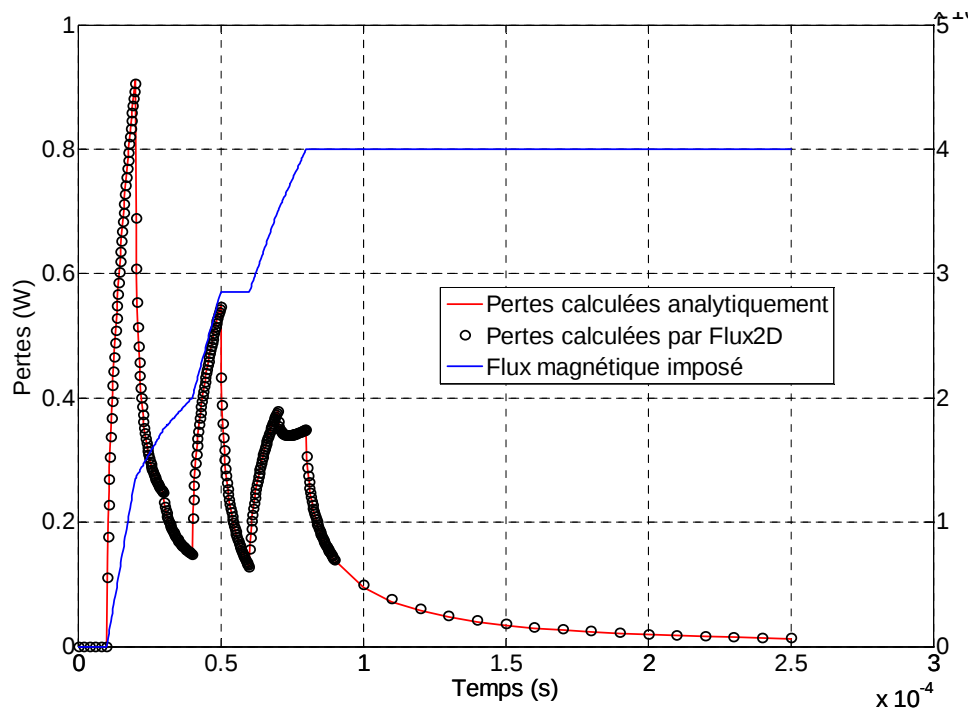


Figure 3-14 Pertes dans la plaque provoquées par le flux imposé.

Le niveau des pertes à un instant donné ne dépend que de la valeur absolue de la dérivée du flux. En effet, la valeur des courants induits dépend essentiellement de la dérivée du flux magnétique imposé.

d. Prise en compte implicite du mouvement de la palette

Dans les parties précédentes, nous avons déterminé analytiquement les pertes par courants de Foucault en considérant le cas d'une plaque immobile. Dans cette partie, nous allons récupérer sous Flux2D le flux magnétique traversant une palette mobile lors du régime transitoire. Nous avons simulé un exemple d'actionneur en forme de E alimenté par une rampe de courant. Nous avons imposé que la position de la palette suive aussi une rampe au cours du temps.

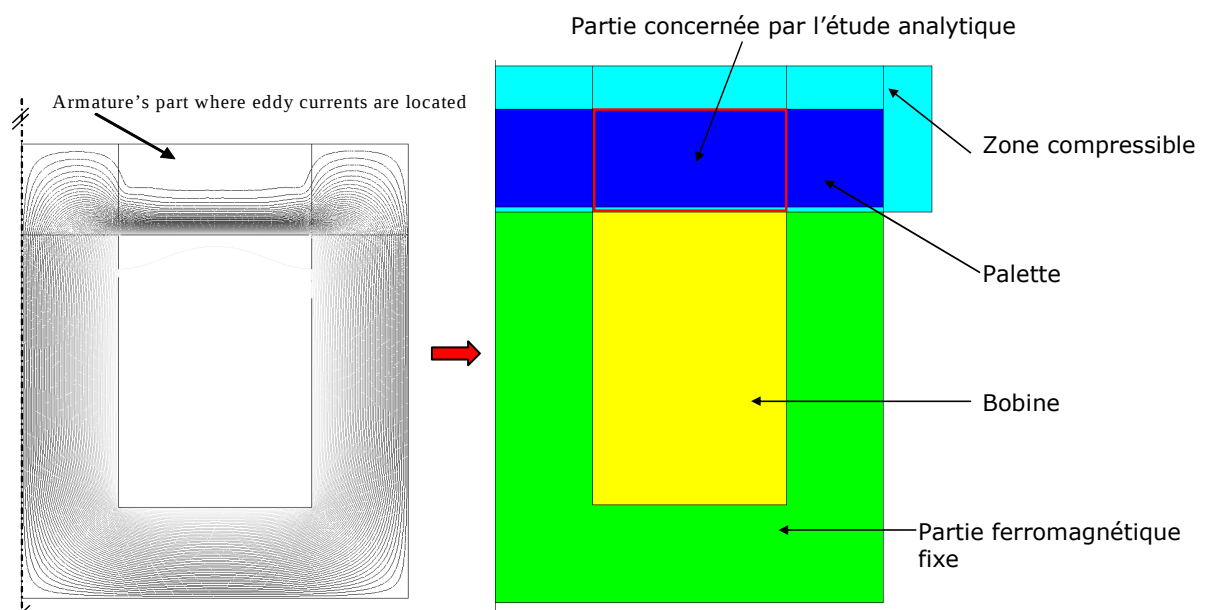


Figure 3-15 Moitié de l'exemple d'actionneur en forme de E simulée en régime transitoire

Paramètre	Description	Valeur
e_p	Epaisseur de la plaque	10 mm
l_a	Largeur de la plaque	20 mm
L_c	Longueur de la plaque (dans le sens de la profondeur)	25 mm
E_c	Demi-largeur du bras central de l'actionneur, largeur du bras externe	60 mm
μ	Perméabilité magnétique du matériau constituant la palette	$1000 \times 4\pi \times 10^{-7}$ H/m
ρ	Résistivité électrique du matériau constituant la plaque	57×10^{-8} $\Omega \cdot m$
	Perméabilité relative de la partie fixe de l'actionneur (simulation Flux2D)	8000

Tableau 3-2 Dimensions géométriques de l'exemple d'actionneur en forme de E

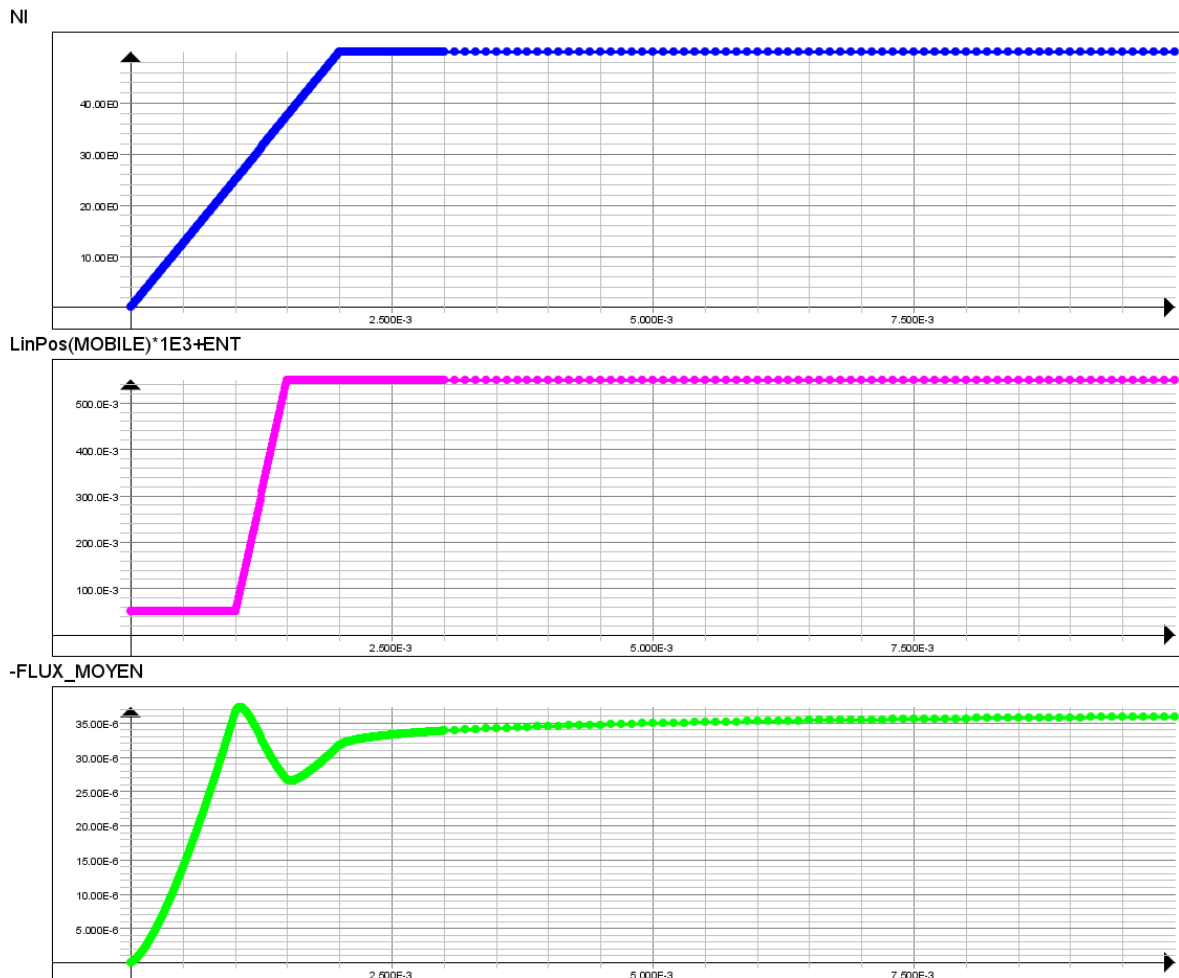
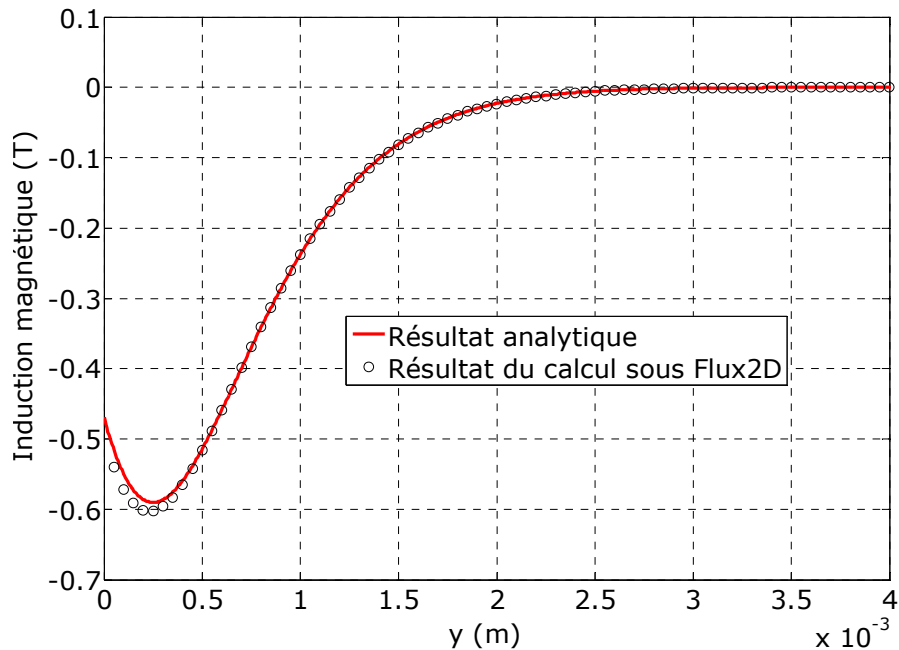


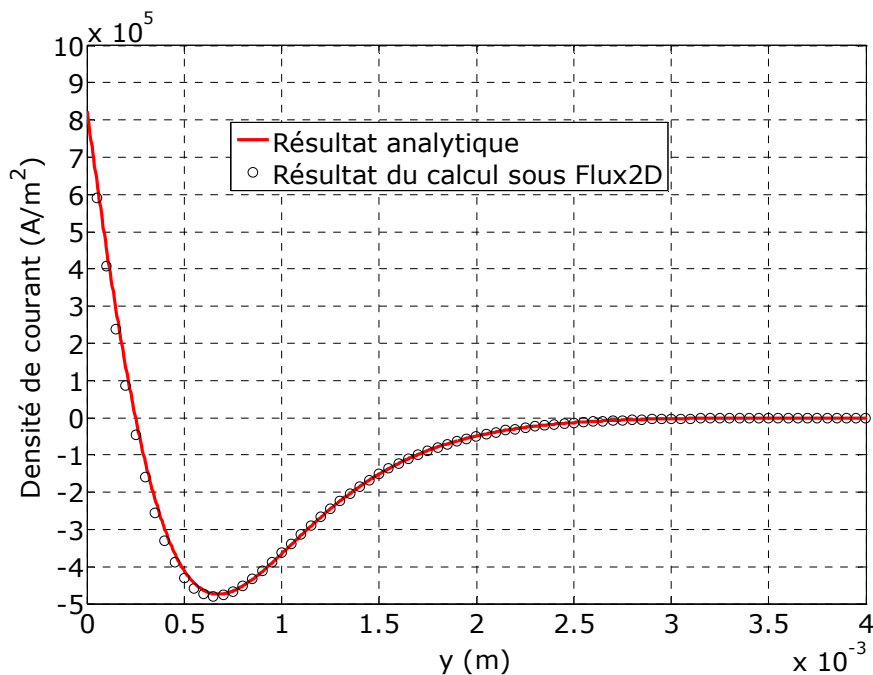
Figure 3-16 Evolution du courant, de la position et du flux transitoire dans la palette au cours du temps

La Figure 3-15 représente l'actionneur simulé sous Flux2D. Nous considérons que seule la partie concernée par l'étude analytique (encadrée) est le siège de courants de Foucault, ce qui explique la répartition des lignes d'induction sur la

Figure 3-15. Le Tableau 3-2 récapitule ses paramètres géométriques. La Figure 3-16 représente, en fonction du temps, les ampères-tours injectés dans la bobine, la position (en mm) de la palette imposée au cours du temps, et le flux transitoire récupéré sous Flux2D, utilisé en entrée de notre modèle analytique. Le but est de montrer qu'en récupérant le flux dans la palette, nous tenons compte implicitement du mouvement de cette dernière. Notre étude reste au niveau de la partie de la palette où les lignes d'induction sont quasi horizontales, comme cela est représenté sur la Figure 3-8.



(a) Induction magnétique dans l'épaisseur de la palette



(b) Densité de courant dans l'épaisseur de la palette

Figure 3-17 Induction magnétique (a) et densité de courant (b) dans l'épaisseur de la palette à $t=1,2$ ms

La Figure 3-17 représente l'induction magnétique et la densité de courant dans l'épaisseur de la palette à l'instant $t=1,2$ ms ; à cet instant, la pente du courant par rapport au temps et la vitesse de la palette sont toutes deux non nulles. Nous n'avons représenté les résultats que sur une partie de l'épaisseur de la palette, pour mieux mettre en évidence les phénomènes au voisinage de l'épaisseur de peau. Nous pouvons remarquer que les courbes obtenues analytiquement et par éléments finis sont très proches. Nous n'avons pas de résultat éléments finis pour $y=0$, en raison de la difficulté à mailler autour de cette position.

La comparaison effectuée sur la Figure 3-17 valide ainsi notre démarche qui consiste à récupérer le flux magnétique à travers la palette et à l'utiliser dans les conditions aux limites afin de s'affranchir des termes en vitesse dans l'équation de diffusion. Nous pouvons confirmer cette validation grâce à la comparaison des pertes calculées grâce à notre modèle analytique avec celles calculées par Flux2D sur la Figure 3-18.

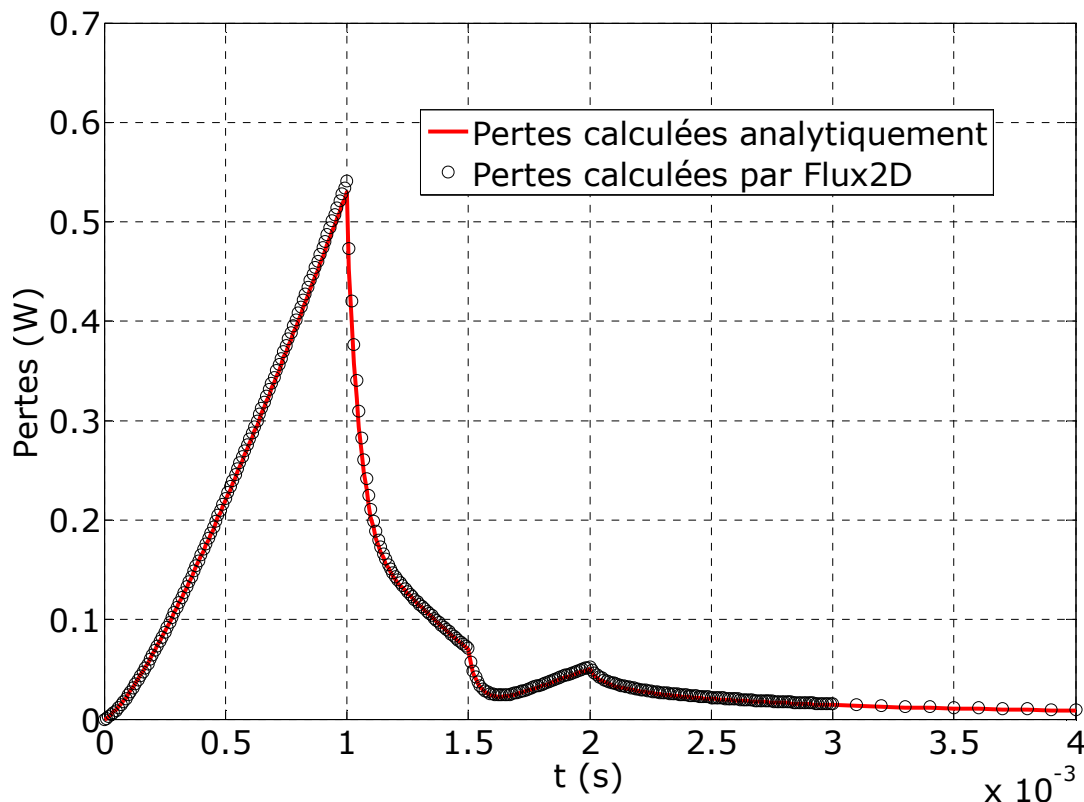


Figure 3-18 Comparaison des pertes calculées analytiquement et sous Flux2D

3. Possibilité de prendre en compte la saturation de manière semi-analytique

Cette partie présente une perspective de notre résolution analytique des courants de Foucault. Il s'agit de la prise en compte de la non-linéarité du matériau magnétique lors des variations du flux magnétique.

Nous présentons une démarche semi-analytique, qui n'est encore qu'à ses débuts. Une démarche entièrement analytique est proposée par [11], mais elle utilise des conditions aux limites de Dirichlet pour le champ magnétique H , et des courbes $B(H)$ possédant des expressions particulières. Notre méthode semi-

analytique utilise des conditions aux limites de Neumann et vise à utiliser des courbes $B(H)$ données sous forme d'un tableau de points.

a. Mise en équation

Dans le cas d'un matériau non linéaire, nous aboutissons à l'équation de diffusion suivante après combinaison des équations de Maxwell [11] :

$$\frac{\partial^2 H_x(y, t)}{\partial y^2} = \sigma \frac{\partial B_x(y, t)}{\partial t} \quad (3-27)$$

$H_x(y, t)$ représente le champ magnétique dans la partie étudiée de la palette ; il est relié à $B_x(y, t)$ par le comportement magnétique du matériau. Dans notre cas, nous adoptons l'hypothèse que le comportement magnétique du matériau se traduit par la courbe de première aimantation $B(H)$.

Nous développons ensuite la relation (3-27) pour ne faire apparaître que le terme en $H_x(y, t)$:

$$\frac{\partial^2 H_x(y, t)}{\partial y^2} = \sigma \left(\frac{\partial B}{\partial H} \right) \left(\frac{\partial H_x(y, t)}{\partial t} \right) = \sigma \cdot \mu_{\text{diff}} [H_x(y, t)] \left(\frac{\partial H_x(y, t)}{\partial t} \right) \quad (3-28)$$

Le terme μ_{diff} représente la perméabilité différentielle du matériau en fonction du champ magnétique. Il s'agit de la pente de la courbe $B(H)$ pour un H donné.

Les conditions aux limites sont toujours établies à partir de la valeur de la densité de courant sur les bords de la partie étudiée de la palette. En nous basant sur les relations (3-3) et (3-5) pour les conditions aux limites, nous avons alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x(0, t)}{\partial y} = -\frac{\sigma}{L_c} \frac{d\phi(t)}{dt} \\ \frac{\partial H_x(e_p, t)}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (3-29)$$

A l'instant $t=0$, le champ magnétique est uniforme et il vaut :

$$H_x(y, 0) = H \left[\frac{\phi(0)}{e_p L_c} \right] \quad (3-30)$$

Cette valeur initiale du champ magnétique est la solution de l'équation suivante, si nous considérons que c'est la courbe $B(H)$ qui est connue :

$$B(H) = \frac{\phi(0)}{e_p L_c} \quad (3-31)$$

b. Principe de la méthode semi-analytique

Le calcul de la répartition du champ magnétique est effectué selon un schéma explicite : la répartition du champ magnétique à l'instant actuel sert à déterminer la répartition du champ magnétique à l'instant suivant. Pour cela, l'évolution du flux magnétique au cours du temps est discrétisée comme sur la Figure 3-11.

Pour t compris entre t_{n-1} et t_n , l'expression du flux magnétique reste :

$$\phi(t) = \left(\frac{\phi_n - \phi_{n-1}}{t_n - t_{n-1}} \right) (t - t_{n-1}) + \phi_{n-1} \quad (3-32)$$

Pour alléger les écritures, nous définissons le terme $G(t)$ tel que :

$$G(t) = G_n = -\frac{\sigma}{L_c} \left(\frac{\phi_n - \phi_{n-1}}{t_n - t_{n-1}} \right) \quad (3-33)$$

Nous pouvons remarquer qu'entre t_{n-1} et t_n , la dérivée du flux magnétique est constante. Le calcul du champ magnétique en pas à pas dans le temps peut ainsi être traité à partir d'une succession de régime transitoire, avec un changement d'origine à chaque pas de temps. En supposant que $H_x(y, t_{n-1})$ est connu, avec un matériau linéaire et pour t compris entre t_{n-1} et t_n , les conditions aux limites deviennent :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x(0, t)}{\partial y} = G_n \\ \frac{\partial H_x(e_p, t)}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (3-34)$$

La fonction $H_x(y, t_{n-1})$ sert de condition initiale pour t compris entre t_{n-1} et t_n . Pour une perméabilité constante entre t_{n-1} et t_n , nous obtenons l'expression suivante de $H_x(y, t)$, après avoir résolu l'équation (3-28) avec les conditions (3-34) :

$$H_x(y, t) = G_n \times \left(y - \frac{y^2}{2e_p} - \frac{(t - t_{n-1})}{\mu \sigma e_p} \right) + C_0 + \sum_{k=1}^{\infty} C_k \cos\left(\frac{k\pi}{e_p} y\right) \exp(-\beta_k(t - t_{n-1})) \quad (3-35)$$

Avec :

$$\beta_k = \frac{1}{\mu \sigma} \left(\frac{k\pi}{e_p} \right)^2 \quad (3-36)$$

$$C_0 = \frac{1}{e_p} \int_0^{e_p} \left[H_x(y, t_{n-1}) - G_n \times \left(y - \frac{y^2}{2e_p} \right) \right] dy \quad (3-37)$$

$$C_k = \frac{2}{e_p} \int_0^{e_p} \left[H_x(y, t_{n-1}) - G_n \times \left(y - \frac{y^2}{2e_p} \right) \right] \cos\left(\frac{k\pi}{e_p} y\right) dy \quad (3-38)$$

Dans le cas d'un matériau non linéaire, nous supposons que la perméabilité magnétique varie très peu durant un pas de temps. Le champ magnétique au pas de temps suivant est ainsi calculé à partir de l'état magnétique actuel ; la perméabilité magnétique au pas de temps suivant est ensuite calculée à partir du champ magnétique actuel.

Pour t compris entre t_{n-1} et t_n , nous pouvons alors procéder à une extension de la relation (3-35) afin de déterminer le champ magnétique :

$$\begin{aligned} H_x(y, t) = G_n \times \left(y - \frac{y^2}{2e_p} - \frac{(t - t_{n-1})}{\mu_{diff}[H_x(y, t_{n-1})]\sigma e_p} \right) \\ + C_0 + \sum_{k=1}^{\infty} C_k \cos\left(\frac{k\pi y}{e_p}\right) \exp\{-[\beta_k(H_x(y, t_{n-1}))] \times (t - t_{n-1})\} \end{aligned} \quad (3-39)$$

$$\beta_k(H(y, t_{n-1})) = \frac{1}{\mu_{\text{diff}}[H(y, t_{n-1})] \times \sigma} \left(\frac{k \cdot \pi}{e_p} \right)^2 \quad (3-40)$$

Dans les expressions (3-39) et (3-40), $H_x(y, t_{n-1})$ est supposé connu. La perméabilité magnétique à différents endroits de la palette est aussi connue à l'instant t_{n-1} .

Pour le calcul des coefficients C_0 et C_k , nous nous plaçons à $t=t_{n-1}$, ce qui fait disparaître les termes contenant la perméabilité μ_{diff} . Nous avons alors :

$$H_x(y, t) = \left(y - \frac{y^2}{2e_p} \right) G_n + C_0 + \sum_{k=1}^{\infty} C_k \cos \left(\frac{k\pi y}{e_p} \right) \quad (3-41)$$

Les coefficients C_0 et C_k sont toujours obtenus en appliquant les relations (3-37) et (3-38), même dans le cas d'un matériau non linéaire.

La détermination du champ magnétique à l'instant suivant dépend fortement de la connaissance de $H_x(y, t_{n-1})$, or cette fonction initiale ne peut être a priori exprimée de manière analytique dans le cas d'un matériau non linéaire. Cette difficulté est contournée en récupérant $H_x(y, t_{n-1})$ sous forme d'un tableau de points dans lequel « y » correspond à une discrétisation de la palette dans le sens de l'épaisseur. Les différentes intégrales sont ensuite calculées de manière numérique. C'est ce qui donne le caractère semi-analytique à la méthode.

A $t=0$, le champ magnétique est connu et il est uniforme. Nous pouvons ainsi appliquer cette méthode semi-analytique pour le calcul du champ magnétique pour les pas de temps suivants. Néanmoins, il est nécessaire de discrétiser la palette au préalable : cela est équivalent à un maillage mais uniquement dans le sens de l'épaisseur.

Une fois que $H_x(y, t)$ est déterminé, la densité de courant est obtenue par dérivation :

$$\vec{J} = \text{rot} \vec{H} \Leftrightarrow J_z(y, t) = - \frac{\partial H_x(y, t)}{\partial y} \quad (3-42)$$

Nous obtenons alors :

$$J_z(y, t) = G_n \times \left(\frac{y}{e_p} - 1 \right) + \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{k\pi}{e_p} C_k \right) \sin \left(\frac{k\pi y}{e_p} \right) \exp \{ -[\beta_k(H_x(y, t_{n-1}))] \times (t - t_{n-1}) \} \quad (3-43)$$

Les pertes sont ensuite calculées de manière numérique.

c. Algorithme de résolution

Nous avons vu précédemment le principe de la méthode semi-analytique pour estimer les pertes dans la partie étudiée de la palette, soumise à un flux magnétique imposé. Pour mieux décrire l'algorithme de résolution, nous résumons les différentes étapes sur l'organigramme de la Figure 3-19 ($t_0=0$).

Les expressions utilisées pour le calcul des grandeurs électromagnétiques et des pertes sont détaillées dans le paragraphe précédent. Cet algorithme de résolution a été programmé sous Matlab. Précisons que la série de Fourier présente dans les relations (3-39) et (3-43) est tronquée à une valeur arbitraire $k=100$ pour notre cas test.

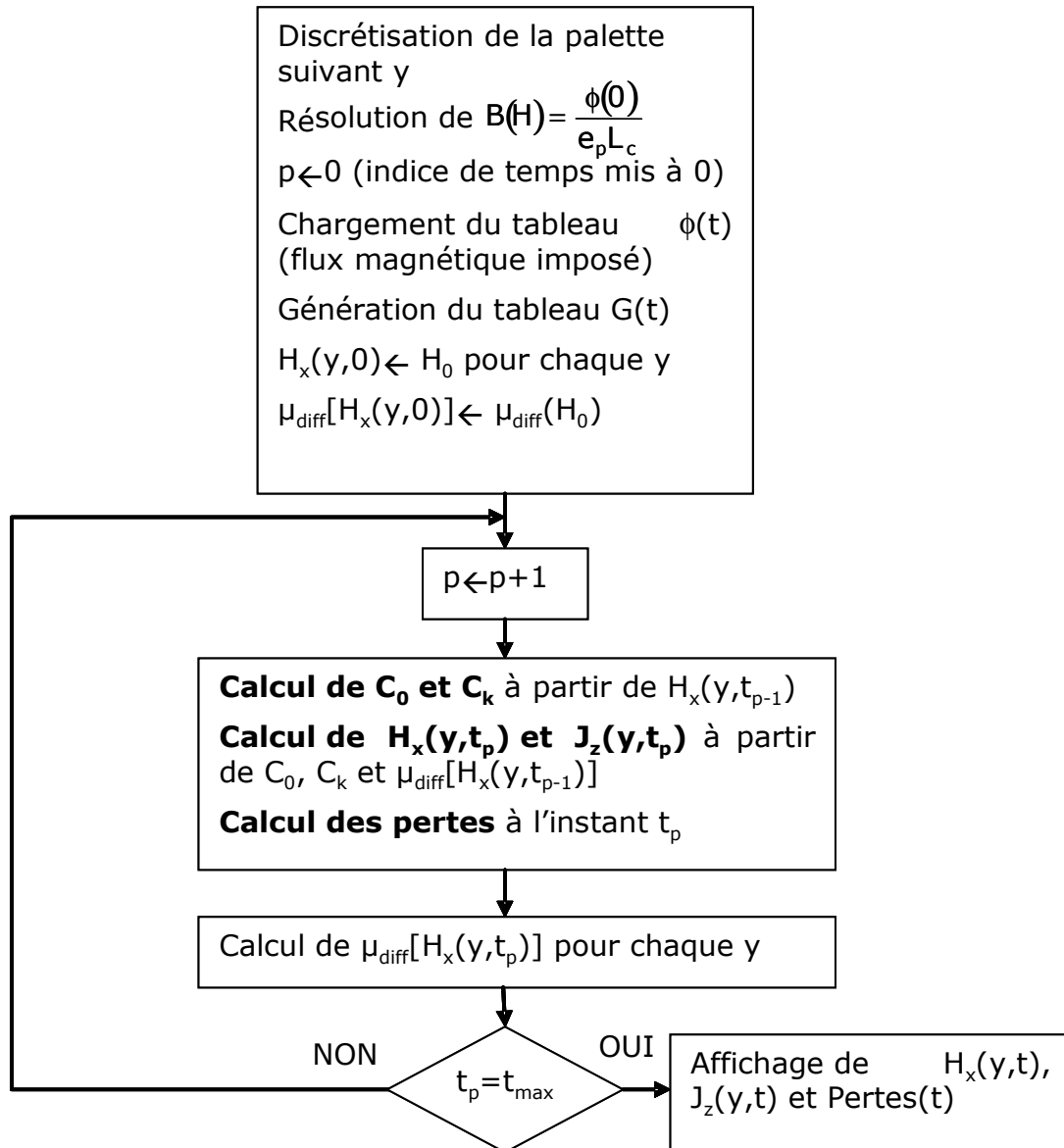


Figure 3-19 Algorithme de résolution semi-analytique

d. Test de la méthode pour une rampe de flux magnétique

Dans cette partie, nous allons tester notre méthode semi-analytique pour une évolution du flux magnétique selon une rampe suivie d'un palier (Tableau 3-1).

Pour la définition de la courbe $B(H)$ du matériau, nous choisissons une formulation en arc tangente : polarisation à saturation J_s et perméabilité relative μ_r à l'origine de la courbe. Pour notre cas test, nous avons $J_s = 1,8$ T ; $\mu_r = 6000$ et la série de Fourier est tronquée à la valeur $k=100$.

$$B(H) = \mu_0 H + \frac{2J_s}{\pi} \text{Arctg} \left[\frac{\pi(\mu_r - 1)\mu_0 H}{2J_s} \right] \quad (3-44)$$

$$\mu_{diff}(H) = \mu_0 + \frac{(\mu_r - 1)\mu_0}{1 + \left[\frac{\pi(\mu_r - 1)\mu_0 H}{2J_s} \right]^2} \quad (3-45)$$

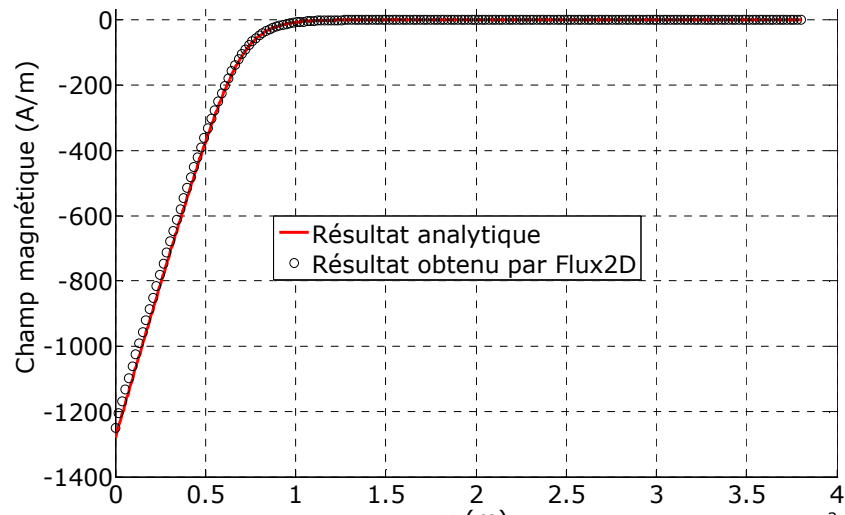


Figure 3-20 Champ magnétique dans la palette saturée à $t=1\text{ms}$

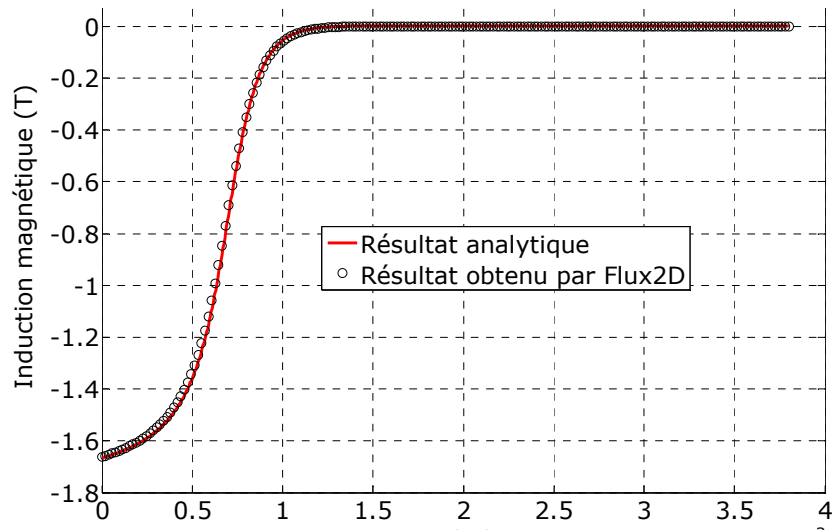


Figure 3-21 Induction magnétique dans la palette saturée à $t=1\text{ms}$

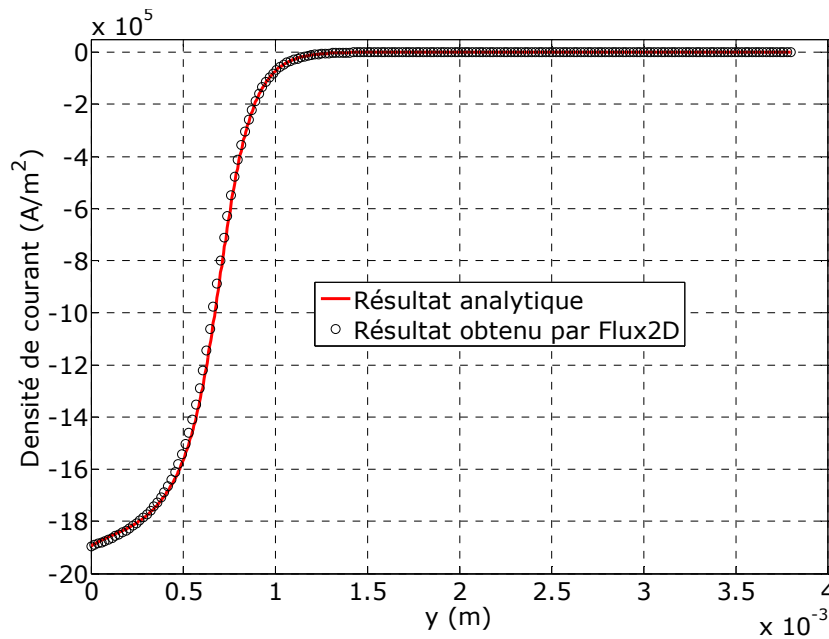


Figure 3-22 Densité de courant dans la palette saturée à $t=1\text{ms}$

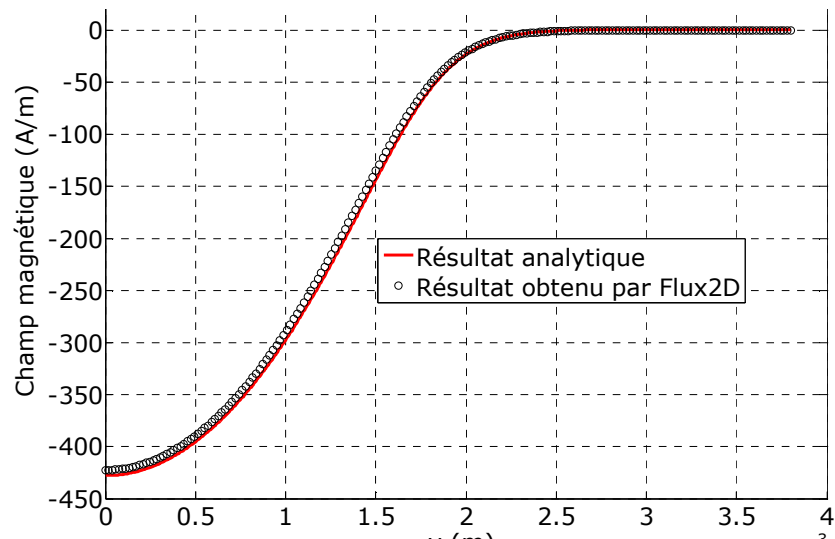


Figure 3-23 Champ magnétique la palette saturée à $t=3\text{ms}$

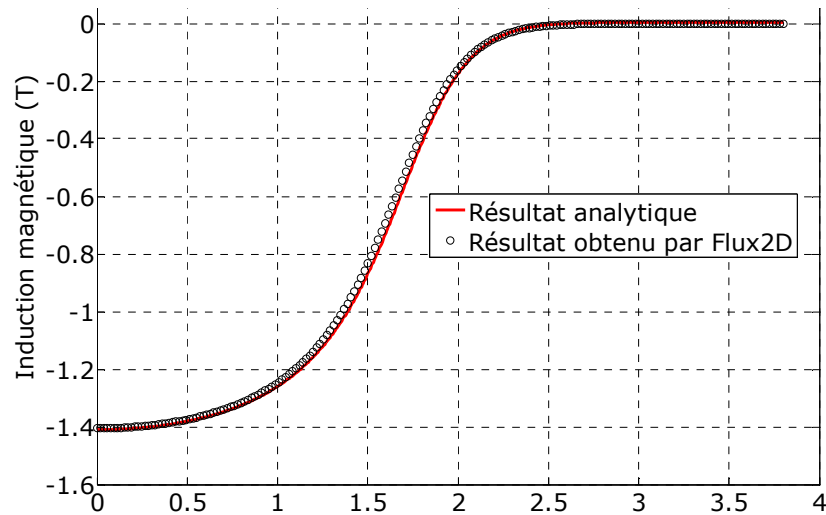


Figure 3-24 Induction magnétique dans la palette saturée à $t=3\text{ms}$

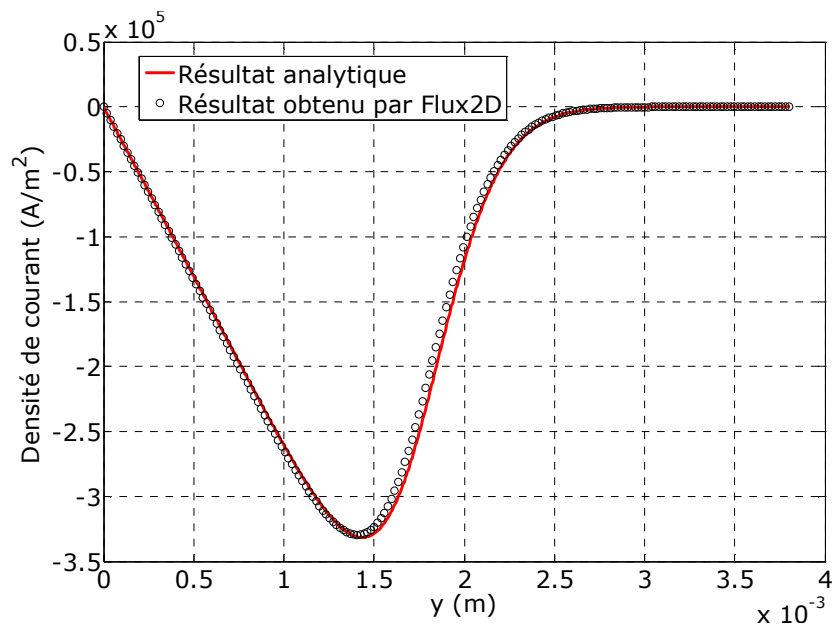


Figure 3-25 Densité de courant dans la palette saturée à $t=3\text{ms}$

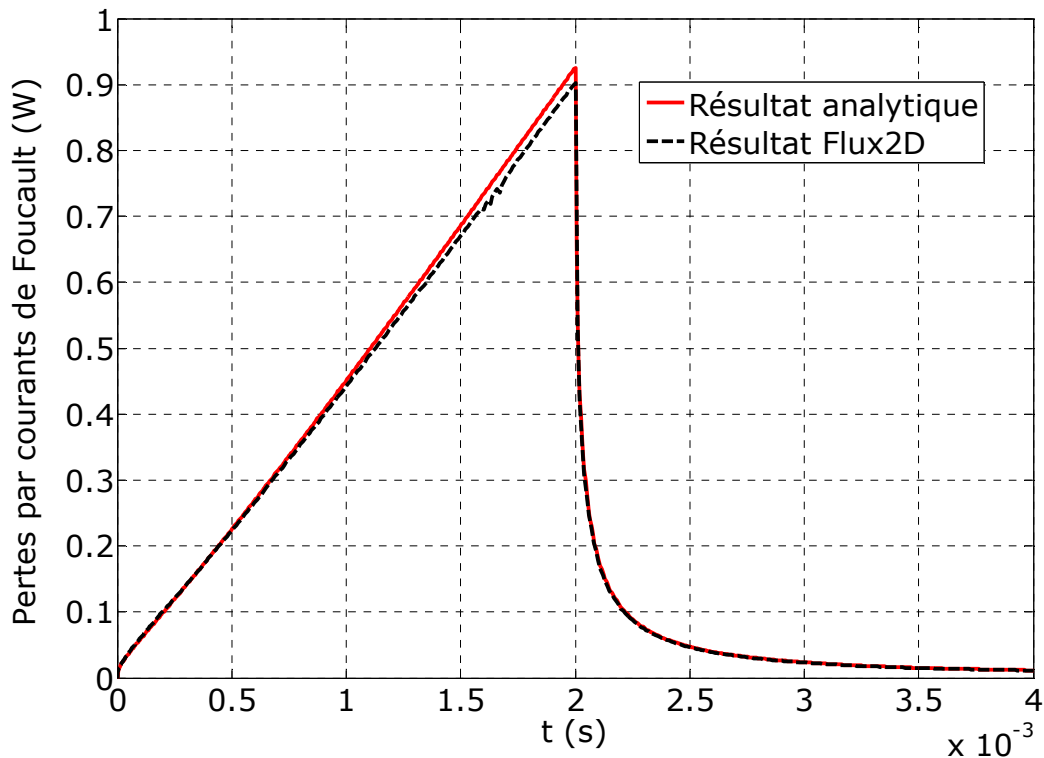


Figure 3-26 Evolution des pertes par courants de Foucault dans la palette saturable

A l'issue de cette partie, nous avons pu déterminer de manière semi analytique la distribution des courants de Foucault dans une plaque rectangulaire traversée par un flux magnétique variable, dans le cas d'un matériau non linéaire. La comparaison des résultats analytiques avec ceux de Flux2D (grandeurs électromagnétiques et pertes) valide la démarche et l'algorithme que nous avons proposés.

4. Démarche détaillée de la détermination de la fonction fondamentale $b_f(y,t)$

Dans le §II-2-a, nous avons introduit la fonction fondamentale $b_f(y,t)$ pour déterminer de manière aisée la répartition de l'induction magnétique et de la densité de courant dans la partie étudiée de la palette. Cette fonction $b_f(y,t)$ est nulle à $t=0$; elle est solution de l'équation de diffusion (3-7), avec les conditions aux limites (3-8). Nous allons détailler dans cette partie la démarche qui a permis d'aboutir à la relation (3-9) : cette partie sert d'annexe au paragraphe II.

La détermination de $b_f(y,t)$ est basée sur la méthode de séparation des variables. Nous supposons que $b_f(y,t)$ peut s'écrire comme le produit des fonctions $f(y)$ et $g(t)$. Nous avons alors :

$$b_f(y, t) = f(y)g(t) \quad (3-46)$$

$$\frac{\partial^2 b_f}{\partial y^2} = \mu\sigma \frac{\partial b_f}{\partial t} \Leftrightarrow g(t)f''(y) = \mu\sigma f(y)g'(t) \Leftrightarrow \frac{f''(y)}{f(y)} = \mu\sigma \frac{g'(t)}{g(t)} \quad (3-47)$$

La dernière égalité, avec les variables séparées, n'est valable que si les termes de part et d'autre de l'égalité sont égaux à une constante près. Pour avoir une solution qui s'amortisse au cours du temps (à cause de la présence d'une équation différentielle du premier ordre), nous posons :

$$\frac{f''(y)}{f(y)} = \mu\sigma \frac{g'(t)}{g(t)} = -\lambda^2 \quad (3-48)$$

Nous avons alors à résoudre :

$$\begin{cases} f''(y) + \lambda^2 f(y) = 0 \\ g'(t) + \frac{\lambda^2}{\mu\sigma} g(t) = 0 \end{cases} \quad (3-49)$$

Une solution $b(y,t)$ de l'équation de diffusion (3-7) est donc de la forme :

$$b(y,t) = \exp\left(-\frac{\lambda^2}{\mu\sigma} t\right) [C \cos(\lambda y) + D \sin(\lambda y)] \quad (3-50)$$

Avant de déterminer une solution vérifiant les conditions aux limites (3-8), nous déterminons d'abord une solution avec les conditions aux limites homogènes (recherche des fonctions propres) puis nous procédons par superposition. Les conditions aux limites homogènes sont les suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\partial b(y=0,t)}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial b(y=e_p,t)}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (3-51)$$

Les conditions aux limites homogènes donnent :

$$D = 0 \text{ et } \sin(\lambda e_p) = 0 \Leftrightarrow \lambda = \frac{k\pi}{e_p} \quad (3-52)$$

k est un entier. La fonction $b_h(y,t)$ suivante exprimée sous la forme d'une série, est aussi solution de l'équation de diffusion avec les conditions aux limites homogènes (C_0 correspond à $n=0$) :

$$b_h(y,t) = C_0 + \sum_{k=1}^{\infty} C_k \cos\left(\frac{k\pi}{e_p} y\right) \exp\left[-\frac{1}{\mu\sigma} \left(\frac{k\pi}{e_p}\right)^2 t\right] \quad (3-53)$$

Pour avoir une solution générale, nous cherchons une solution particulière qui vérifie les conditions aux limites (3-8) ainsi que l'équation de diffusion (3-7), et nous ajoutons cette solution particulière à la fonction $b_h(y,t)$. Il n'y a cependant pas de méthode générale pour cela.

En partant du système (3-8), nous supposons que la dérivée de $b_f(y,t)$ par rapport à y varie linéairement selon y (c'est le cas le plus simple) :

$$\frac{\partial b(y,t)}{\partial y} = 1 - \frac{y}{e_p} + w(t) \Rightarrow b(y,t) = y - \frac{y^2}{2e_p} + w(t) \quad (3-54)$$

Pour déterminer $w(t)$, nous avons :

$$\frac{\partial^2 b}{\partial y^2} = -\frac{1}{e_p} = \mu\sigma \frac{\partial b}{\partial t} = \mu\sigma w'(t) \quad (3-55)$$

La forme de la fonction fondamentale $b_f(y,t)$ est donc :

$$b_f(y,t) = y - \frac{y^2}{2e_p} - \frac{t}{\mu\sigma.e_p} + C_0 + \sum_{k=1}^{\infty} C_k \cos\left(\frac{k\pi}{e_p} y\right) \exp\left[-\frac{1}{\mu\sigma}\left(\frac{k\pi}{e_p}\right)^2 t\right] \quad (3-56)$$

Les coefficients C_0 à C_k sont déterminés grâce à la condition initiale : à $t=0$, la répartition initiale de l'induction magnétique s'exprime comme une série de Fourier dont on déterminera les coefficients.

A $t=0$ nous avons :

$$b_f(y,0) = y - \frac{y^2}{2e_p} + C_0 + \sum_{k=1}^{\infty} C_k \cos\left(\frac{k\pi}{e_p} y\right) = 0 \quad (3-57)$$

En laissant d'un côté de l'égalité les termes C_0 à C_k , nous avons alors :

$$\frac{y^2}{2e_p} - y = C_0 + \sum_{k=1}^{\infty} C_k \cos\left(\frac{k\pi}{e_p} y\right) \quad (3-58)$$

Les expressions des coefficients C_0 à C_k sont les suivantes :

$$C_0 = \frac{1}{e_p} \int_0^{e_p} \left(\frac{y^2}{2e_p} - y \right) dy = -\frac{e_p}{3} \quad (3-59)$$

$$C_k = \frac{2}{e_p} \int_0^{e_p} \left(\frac{y^2}{2e_p} - y \right) \cos\left(\frac{k\pi}{e_p} y\right) dy = \frac{2e_p}{k^2\pi^2} \quad (3-60)$$

Nous retrouvons l'expression (3-9) de la fonction fondamentale $b_f(y,t)$:

$$b_f(y,t) = y - \frac{y^2}{2e_p} - \frac{e_p}{3} - \frac{t}{\mu\sigma.e_p} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2e_p}{k^2\pi^2} \cos\left(\frac{k\pi}{e_p} y\right) \exp\left[-\frac{1}{\mu\sigma}\left(\frac{k\pi}{e_p}\right)^2 t\right] \quad (3-61)$$

III. Modélisation dynamique de l'actionneur soumis à un courant variable en entrée

Nous avons pu déterminer dans le §II, la distribution des courants de Foucault dans la palette pour une diffusion 1-D lorsque le flux magnétique est imposé. Cette démarche suppose que le flux magnétique transitoire est connu. A part disposer des résultats d'une simulation éléments finis en régime transitoire et procéder à des mesures selon la Figure 3-7, nous ne pouvons pas connaître a priori ce flux magnétique transitoire.

Un modèle réducteur nous fournit le flux statique à travers la palette, mais il ne permet que de majorer les pertes par courants de Foucault s'il est injecté en entrée de notre modèle analytique. Le problème que peut poser cette démarche d'utiliser le flux statique est que nous ignorons a priori l'écart entre les pertes obtenues et les pertes réelles. C'est pourquoi nous proposons un modèle réducteur dynamique de l'actionneur, afin de procéder au calcul direct du flux transitoire tout en tenant compte des perturbations dues aux courants de Foucault. Cela est déjà possible par les logiciels de simulation éléments finis.

1. Perturbations du flux magnétique par les courants de Foucault

Lors du fonctionnement de l'actionneur, les courants de Foucault perturbent non seulement le flux magnétique dans les parties massives, mais aussi le flux dans les parties laminées. Ces courants de Foucault induisent une atténuation du flux magnétique principal ainsi qu'un retard dans son établissement.

Dans notre modélisation par réseau de ré reluctances, le flux magnétique est analogue à un courant électrique. Pour réaliser la modélisation dynamique, nous introduirons un composant analogue à une inductance électrique [6], [13]-[15], pour prendre en compte à chaque pas de temps l'effet des courants induits sur le flux.

a. Atténuation et déphasage du flux par rapport au courant

Pour illustrer au mieux les perturbations du flux magnétique par les courants de Foucault, nous effectuons une simulation d'un exemple d'actionneur sous Flux2D selon deux régimes : le régime multistatique et le régime transitoire. Nous comparons ensuite le flux moyen relevé dans la partie de la palette que nous avons isolée dans la Figure 3-8. Ce flux moyen représente, aux fuites près, le flux magnétique principal de l'actionneur. Cette valeur de flux se retrouve aussi dans les parties où il n'y a pas de courants de Foucault.

Les paramètres de l'actionneur et des matériaux linéaires sont les mêmes que ceux du Tableau 3-2. Dans les deux simulations multistatique et transitoire, nous alimentons la bobine par une rampe de courant. La Figure 3-27 nous montre les courbes de flux que nous obtenons au cours du temps pour chaque simulation.

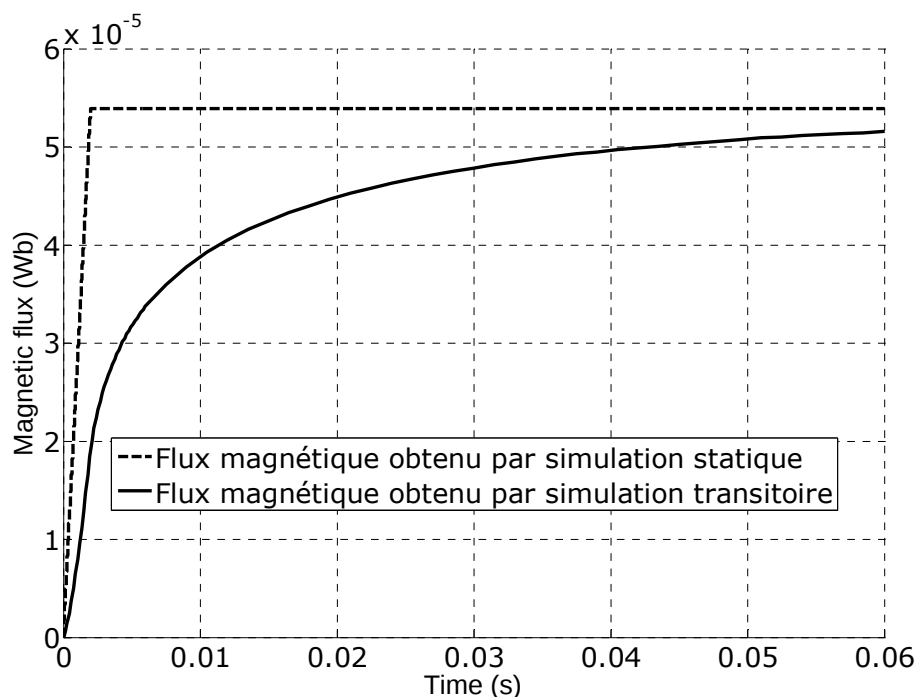


Figure 3-27 Comparaison des flux statique et transitoire pour une rampe de courant en entrée

En régime statique nous obtenons aussi une rampe de flux, ce qui est cohérent car dans le cas de matériaux linéaires, le flux magnétique est proportionnel à la force magnétomotrice. Cette courbe représente la réponse de flux que nous aurions obtenue dans le cas où les courants de Foucault seraient négligeables.

Nous remarquons cependant que la courbe du flux transitoire ne suit pas la rampe de flux statique. Nous observons un établissement plus lent. Nous pouvons observer des écarts importants entre le flux transitoire et le flux statique, ce qui se traduira par un écart encore plus important entre les pertes «réelles» et les pertes calculées en utilisant le flux statique.

La constatation d'un écart important possible entre les flux statique et transitoire nous a motivé à établir un modèle réactif dynamique [12] de l'actionneur.

b. Introduction d'éléments dynamiques dans le réseau de réactances

Dans la littérature, l'effet des courants induits est usuellement modélisé par des composants magnétiques dynamiques, analogues à une inductance électrique : ils sont appelés « eddy inductances ». Parmi les différentes façons de prendre en compte les courants de Foucault, nous pouvons retenir : l'utilisation d'un modèle d'ordre un-demi, et la modélisation des différentes parties de l'actionneur par un réseau de réactances et « eddy inductances » en échelle.

En utilisant le modèle d'ordre un-demi [13], [14], les parties comportant des courants de Foucault sont modélisées à l'aide d'une réactance en série avec une eddy inductance. Ces composants sont entièrement paramétrés par la géométrie de l'actionneur, mais la détermination du flux transitoire n'est plus évidente notamment pour une étude temporelle. De plus sa précision est moindre.

C'est lors de la modélisation des différentes parties de l'actionneur par un réseau de réactances et « eddy inductances » en échelle que nous parvenons réellement à un circuit réactif analogue à un circuit R-L électrique. Les réseaux en échelle présentés dans la littérature [6], [15], [13] nécessitent au préalable une discrétisation de la pièce comportant des courants de Foucault en différentes couches dans lesquelles l'induction magnétique est considérée uniforme : la plus petite épaisseur sur laquelle l'induction magnétique est « vue » uniforme, est prise pour discrétiser le circuit magnétique étudié. De cette manière ces modèles prennent en compte l'effet de peau.

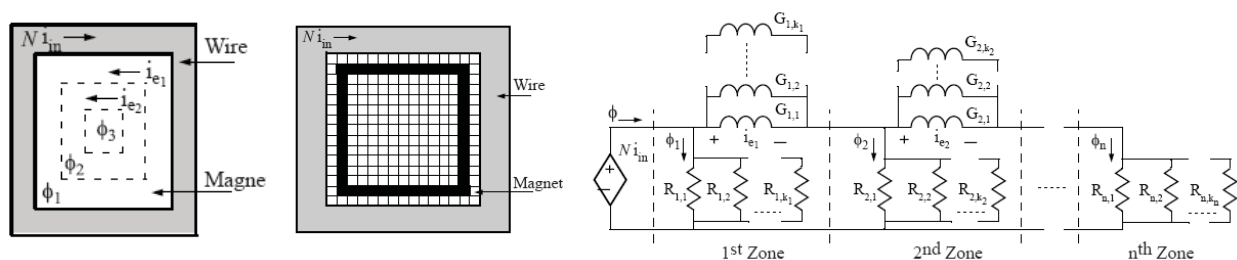


Figure 3-28 Exemple de modélisation d'un circuit magnétique par un réseau R-L en échelle [15]

Ces modèles possèdent ainsi un sens physique puisqu'ils permettent de calculer directement les grandeurs locales (induction magnétique, courants induits) mais ils sont empiriques et sont établis à partir de comparaisons avec des simulations éléments finis [15], [13] ou avec des mesures [6]. La Figure 3-28 nous montre à titre d'exemple comment est discrétisé puis modélisé un circuit magnétique excité par une bobine [15]. Il est nécessaire que l'épaisseur de peau soit discrétisée finement pour une bonne précision, mais cela est complexe si l'effet de peau est très marqué et le nombre d'éléments du circuit magnétique équivalent devient très élevé.

Les modèles dynamiques que nous avons développés lors de cette thèse viennent en complément des travaux réalisés dans la littérature. Les modèles que nous proposons sont entièrement paramétrés par la géométrie de l'actionneur et permettent de calculer directement le flux global à travers la palette, en tenant compte de l'effet de peau et sans discrétiser la palette dans l'espace.

Selon le courant alimentant la bobine de l'actionneur, nous distinguerons deux types de modèles analytiques pour modéliser les phénomènes dynamiques dans l'actionneur : pour une étude fréquentielle nous étendrons la notion « d'impédance complexe » au circuit magnétique, et pour une étude temporelle nous proposerons un autre type de réseau de ré reluctances et « eddy inductances » en échelle pour calculer directement le flux magnétique.

2. Modèles analytiques des composants dynamiques

Dans cette partie, nous établirons les deux types de modèles ré reluctants dynamiques que nous avons mentionnés ci-dessus. Dans le cas d'une étude fréquentielle (excitation par un courant sinusoïdal), la partie comportant des courants de Foucault est modélisée par une ré reluctance unique en série avec une « eddy inductance » unique. Nous expliciterons l'expression analytique de la ré reluctance et de « l'eddy inductance » en fonction de la fréquence d'excitation : comme nous utilisons des matériaux linéaires, ces composants ne dépendent pas de la valeur efficace du courant.

Pour le cas de l'étude temporelle, nous modéliserons dans son ensemble la pièce comportant des courants de Foucault par un réseau en échelle comportant des ré reluctances et des « eddy inductances » de valeur fixes. La particularité de notre réseau est que la valeur de ses composants évolue suivant une progression géométrique selon leur position dans le réseau en échelle.

a. Utilisation d'expressions analytiques pour une étude fréquentielle

Pour déterminer l'expression analytique de la ré reluctance et de « l'eddy inductance » en série, nous imposons un flux magnétique sinusoïdal à travers la partie étudiée de la palette. Cette démarche consiste ensuite à calculer les pertes et l'énergie magnétique de la pièce étudiée et à déduire l'expression cherchée des composants dynamiques : c'est comme procéder à une mesure d'impédance.

La détermination de ces expressions analytiques revient à reprendre la résolution de l'équation de diffusion (3-2) avec les conditions aux limites (3-5) et la condition initiale (3-6). La seule différence avec les cas traités précédemment est que l'expression du flux au cours du temps est sinusoïdale :

$$\phi(t) = \phi_m \sin(\omega t) \quad (3-62)$$

ϕ_m représente la valeur crête du flux imposé ; elle n'interviendra pas dans l'expression de la ré reluctance et de « l'eddy inductance ».

ω représente la pulsation du flux magnétique imposé, il est égal au produit de la fréquence par 2π .

Après application de la relation générale (3-10) avec le flux sinusoïdal, nous obtenons les expressions suivantes de l'induction magnétique et de la densité du courant en fonction de y (dans l'épaisseur de la palette) et l'instant t :

$$B_x(y, t) = \frac{\phi_m}{e_p L_c} \sin \omega t - \left(y - \frac{y^2}{2e_p} - \frac{e_p}{3} \right) \frac{\mu \sigma \omega}{L_c} \phi_m \cos \omega t - \frac{\mu \sigma \omega \phi_m}{L_c} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2e_p (\omega^2 \cos \omega t - \beta_k \omega \sin \omega t)}{k^2 \pi^2 (\omega^2 + \beta_k^2)} \cos \left(\frac{k\pi y}{e_p} \right) \quad (3-63)$$

$$J_z(y, t) = \left(1 - \frac{y}{e_p} \right) \frac{\sigma \omega}{L_c} \phi_m \cos \omega t - \frac{\sigma \omega \phi_m}{L_c} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2(\omega^2 \cos \omega t - \beta_k \omega \sin \omega t)}{k\pi (\omega^2 + \beta_k^2)} \sin \left(\frac{k\pi y}{e_p} \right) \quad (3-64)$$

$$\text{Avec } \beta_k = \frac{1}{\mu \sigma} \left(\frac{k\pi}{e_p} \right)^2 \quad (3-65)$$

La réductance est obtenue à partir de la valeur moyenne W_{mag} de l'énergie magnétique. En régime sinusoïdal et avec des matériaux linéaires nous avons :

$$W_{\text{mag}} = \frac{1}{2} \mathcal{R}' \cdot \phi_{\text{eff}}^2 \Leftrightarrow \mathcal{R}' = \frac{2 \cdot W_{\text{mag}}}{\phi_{\text{eff}}^2} \quad (3-66)$$

$$\text{Avec } \phi_{\text{eff}} = \frac{\phi_m}{\sqrt{2}} \quad (3-67)$$

ϕ_{eff} représente la valeur efficace du flux imposé.

L'expression de « l'eddy inductance » est obtenue à partir de la valeur moyenne P_J des pertes par courants de Foucault. Dans le cas général, nous définissons « l'eddy inductance » de la manière suivante, à partir des valeurs instantanées des pertes par courants de Foucault :

$$p_J(t) = L' \times \left(\frac{d\phi}{dt} \right)^2 \quad (3-68)$$

L' représente « l'eddy inductance ». Cette définition présente une similitude avec la définition des pertes dissipées par une résistance traversée par un courant I . Une analyse dimensionnelle permet d'affirmer que « l'eddy inductance » est homogène à une conductance (Ω^{-1}).

En régime sinusoïdal, nous avons alors :

$$P_J = L' \times \omega^2 \times \phi_{\text{eff}}^2 \Leftrightarrow L' = \frac{P_J}{\omega^2 \times \phi_{\text{eff}}^2} \quad (3-69)$$

L'expression des valeurs moyennes de l'énergie magnétique et des pertes par courants de Foucault sont obtenues en intégrant par rapport à y et à t les relations (3-63) et (3-64) :

$$W_{\text{mag}} = I_a \times L_c \times \int_0^T \int_0^{e_p} \frac{1}{2 \cdot \mu} [B_x(y, t)]^2 dy dt \quad (3-70)$$

$$P_J = I_a \times L_c \times \int_0^T \left[\int_0^{e_p} \frac{1}{\sigma} [J_z(y, t)]^2 dy \right] dt \quad (3-71)$$

Avec $T = \frac{2\pi}{\omega}$ la période du signal d'excitation (3-72)

Tous calculs effectués, nous obtenons les expressions analytiques de la réluctance dynamique et de « l'eddy inductance » en fonction de ω [12] :

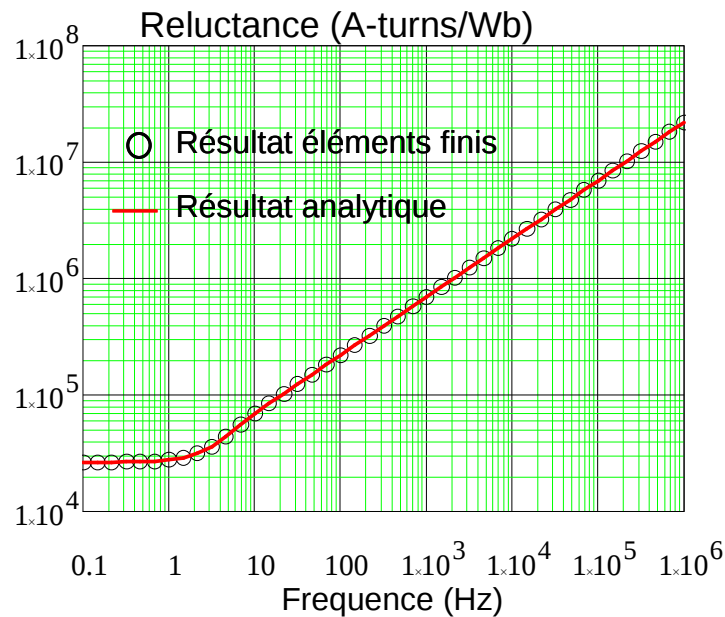
$$\begin{aligned} \Re'(\omega) = & \frac{I_a}{\mu L_c e_p} - \left(\frac{2\mu\sigma^2 e_p^3 I_a}{L_c} \right) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\omega^4}{(k\pi)^4 (\omega^2 + \beta_k^2)} \\ & + \frac{\mu\sigma^2 \omega^2 e_p^3 I_a}{45 L_c} \end{aligned} \quad (3-73)$$

$$L'(\omega) = \frac{\sigma e_p I_a}{3 L_c} - \left(\frac{2\sigma e_p I_a}{L_c} \right) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\omega^2}{(k\pi)^2 (\omega^2 + \beta_k^2)} \quad (3-74)$$

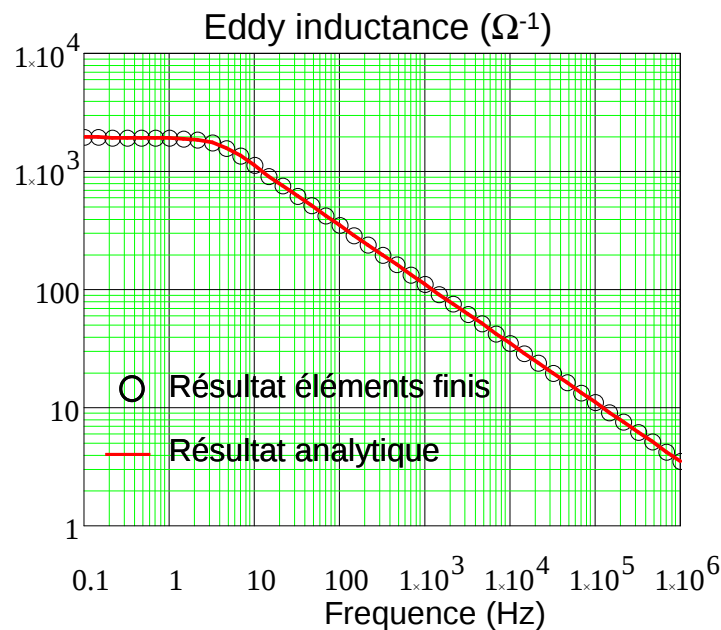
Pour valider ces expressions analytiques (3-73) et (3-74), nous simulons par éléments finis le problème décrit au début de ce paragraphe qui correspond à la démarche de détermination de la réluctance dynamique et de « l'eddy inductance ». Les mêmes hypothèses et conditions que pour le calcul analytique sont utilisées sous Flux2D. Les relations (3-73) et (3-74) sont utilisées pour calculer à chaque fréquence la valeur des composants.

La Figure 3-29 nous donne la comparaison entre les composants déterminés analytiquement et par éléments finis. Nous pouvons remarquer que les courbes obtenues analytiquement et par éléments finis coïncident exactement sur toute la plage de fréquence représentée, ce qui valide les expressions analytiques établies.

Les évolutions des courbes de réluctance et « d'eddy inductance » sont cohérentes. En effet l'épaisseur de peau diminue au fur et à mesure que la fréquence augmente. Pour la réluctance, la section de passage des lignes d'induction diminue, ce qui se traduit par une augmentation de sa valeur. Pour « l'eddy inductance », la diminution de l'épaisseur de peau fait que la section traversée par les courants induits diminue aussi ; cela se traduit par une diminution de la conductance, ce qui signifie aussi une diminution de la valeur de « l'eddy inductance ».



(a) Réluctance de la partie étudiée de la palette

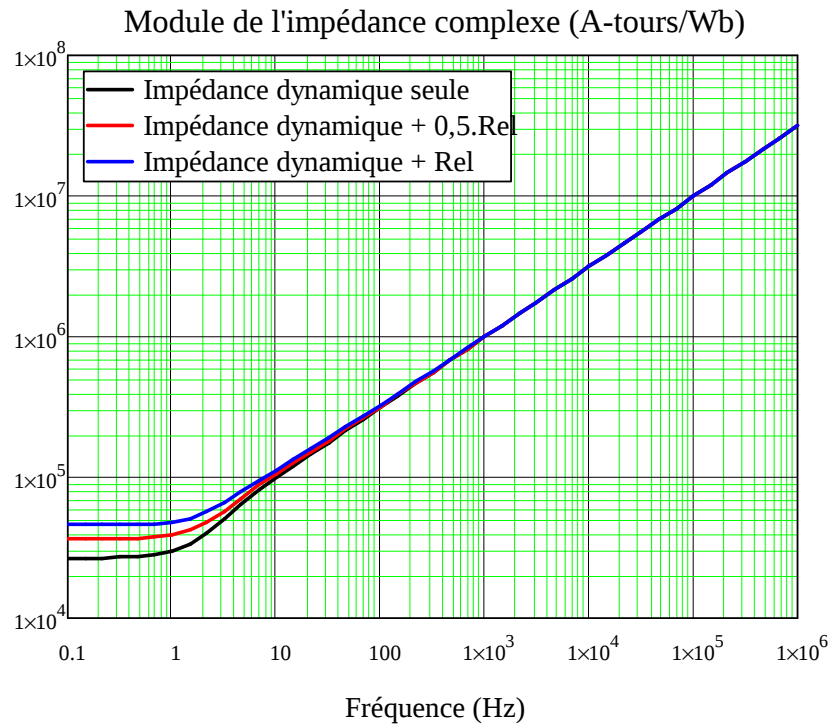


(b) Eddy inductance de la partie étudiée de la palette

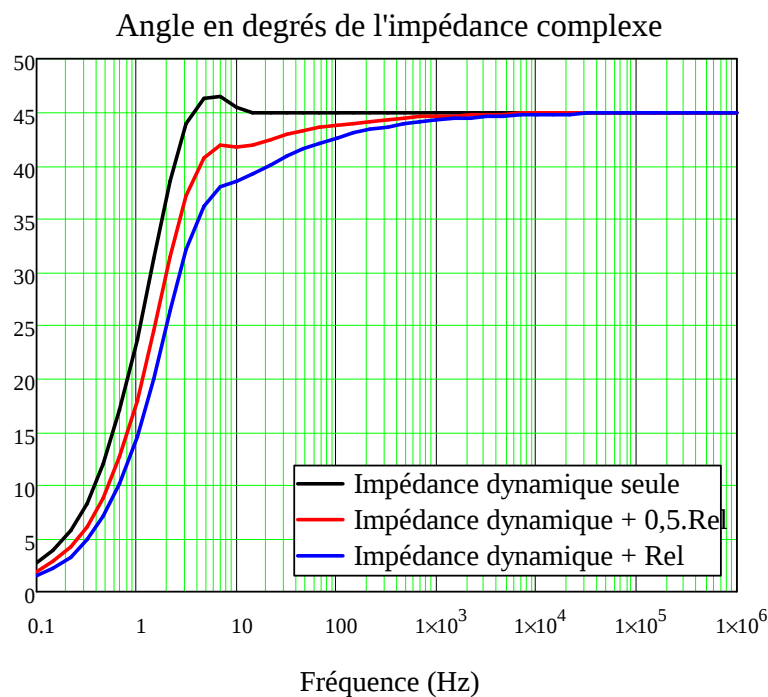
Figure 3-29 Evolution de la réluctance (a) et de « l'eddy inductance » (b) en fonction de la fréquence

Les composants dynamiques décrits par les expressions (3-73) et (3-74) sont destinés à être insérés dans un réseau de réluctance statique pour une étude fréquentielle. Nous pouvons alors définir une « impédance complexe » $R'(\omega) + j\omega L'(\omega)$. Lors de l'insertion de l'impédance dynamique dans un réseau réluctant, la réluctance équivalente statique de ce dernier vient alors s'ajouter à la partie réelle de l'impédance dynamique.

La Figure 3-30 montre l'évolution en fonction de la fréquence, du module et de l'angle de l'impédance équivalente obtenue après mise en série des composants dynamiques avec une réluctance statique Rel de $1,929 \times 10^4$ A-tours/Wb.



(a) Module de l'impédance équivalente



(b) Angle de l'impédance équivalente

Figure 3-30 Evolution du module (a) et de l'angle (b) des composants dynamiques en série avec différentes réluctances statiques

Sur la Figure 3-30 (a) nous pouvons observer qu'à partir de 10 Hz, le module de l'impédance dynamique seule est multiplié par 10 dans un intervalle où la fréquence est multipliée par 100. Cela traduit une variation de 10 dB/décade. Nous pouvons alors affirmer que les composants dynamiques que nous avons définis tiennent correctement compte de l'effet de peau lors d'une étude

fréquentielle. Cela est aussi confirmé par l'évolution de l'angle sur la Figure 3-30 (b). En effet la valeur de 45° , caractéristique de l'effet de peau, est atteinte à haute fréquence.

L'ajout d'une réluctance statique dans la partie réelle ne modifie pas le comportement de l'ensemble à haute fréquence. Pour une valeur plus élevée de cette réluctance supplémentaire, le flux transitoire sera plus atténué (impédance plus importante), mais moins retardé (angle plus faible) aux fréquences basse et intermédiaire.

b. Utilisation d'un réseau en échelle pour une étude temporelle

Les expressions analytiques de la réluctance dynamique et de « l'eddy inductance » sont bien adaptées pour une étude fréquentielle, mais elles ne le sont pas pour une étude temporelle, à moins de passer par la transformée de Laplace. Pour avoir un modèle plus pratique à utiliser dans le cas général, nous proposons un réseau R-L en échelle, dont les composants possèdent des valeurs fixes. Le but de ce réseau en échelle est d'obtenir directement le flux magnétique transitoire à travers la partie étudiée de la palette, sans passer par une discrétisation de la pièce suivie du calcul intermédiaire des flux dans chaque pièce élémentaire.

Cela permet d'avoir un réseau en échelle comportant un nombre réduit de composants par rapport à ceux présentés dans la littérature. La Figure 3-31 représente la structure du réseau en échelle que nous proposons [12].

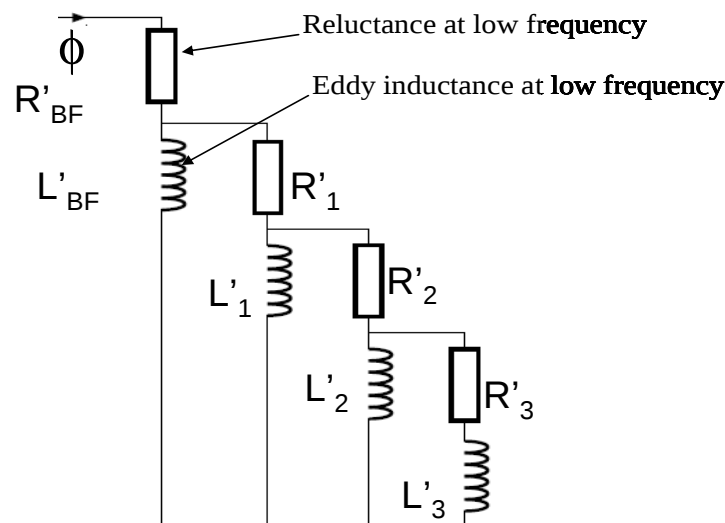


Figure 3-31 Exemple à 4 branches du réseau en échelle proposé [12]

Les composants les plus internes du réseau constituent les éléments basse fréquence : ils modélisent la pièce étudiée lorsque l'effet de peau est encore peu marqué. Leurs valeurs sont obtenues en faisant tendre la fréquence vers 0 dans les expressions (3-73) et (3-74).

$$\mathcal{R}'_{BF} = \frac{1}{\mu} \times \frac{l_a}{e_p L_c} \quad (3-75)$$

$$L'_{BF} = \sigma \times \frac{e_p l_a}{3L_c} \quad (3-76)$$

Les expressions des composants situés sur la n-ième branche additionnelle sont les suivantes :

$$\mathfrak{R}'_n = 2,5 \times \mathfrak{R}'_{BF} \times 2^n \quad (3-77)$$

$$L'_n = \frac{L'_{BF}}{1,19 \times 2^n} \quad (3-78)$$

La valeur des composants suit une progression géométrique selon le nombre de branches additionnelles. Les différents coefficients sont obtenus de manière empirique, en comparant au fur et à mesure l'impédance complexe équivalente du réseau en échelle et celle de la mise en série des composants obtenus analytiquement.

Le nombre de branches additionnelles détermine la plage de fréquence sur laquelle l'utilisation du réseau en échelle donne une erreur inférieure à 1% par rapport aux expressions analytiques (3-73) et (3-74). La plage de fréquence est définie par le rapport de la fréquence maximale $f_{\max}$ sur la fréquence de coupure f_0 du circuit formé par la réductance et « l'eddy inductance » dynamiques.

La fréquence de coupure f_0 est la fréquence à laquelle l'effet de peau commence à se produire : l'épaisseur de peau est alors égale à l'épaisseur e_p de la palette. La fréquence de coupure est ainsi déduite par la relation suivante :

$$e_p = \sqrt{\frac{2 \cdot \rho}{\mu \cdot 2\pi \cdot f_0}} \Leftrightarrow f_0 = \frac{\rho}{\mu \cdot \pi \cdot e_p^2} \quad (3-79)$$

La Figure 3-32 montre en fonction du rapport de fréquence $f_{\max}/f_0$ l'erreur relative commise par un réseau en échelle avec 3 et 5 branches additionnelles. Nous pouvons remarquer qu'au-delà de $\lim(3)$ et $\lim(5)$, rapports de fréquence limites correspondant à 3 et 5 branches additionnelles, l'erreur relative devient supérieure à 1%. La Figure 3-32 illustre bien cette nécessité d'augmenter le nombre de branches additionnelles si l'on veut garder la validité du réseau en échelle sur une large plage de fréquence.

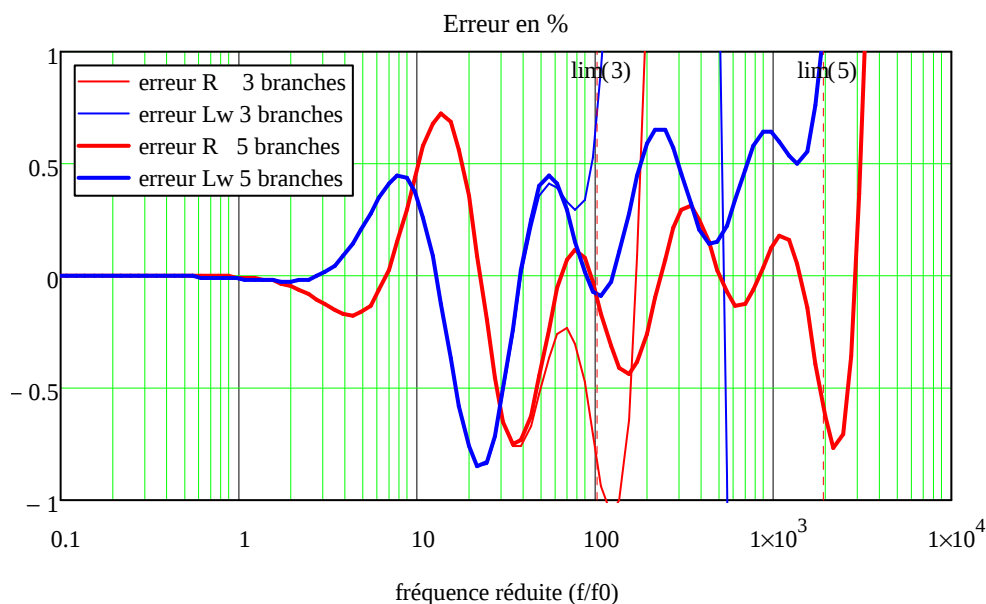


Figure 3-32 Erreurs relatives des parties réelles et imaginaires du modèle en échelle en fonction de la fréquence réduite. (pour 3 et 5 branches)

La Figure 3-32 montre l'évolution des erreurs relatives des parties imaginaire et réelle globales du modèle en échelle en fonction de la fréquence relative. C'est en analysant l'ensemble de ces courbes que les données du Tableau 3-3 ont été établies. Le nombre de branches du modèle se choisi ainsi facilement en fonction de la fréquence maximale à prendre en compte.

Branches additionnelles	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$f_{\max}/f_0$	3	20	100	450	1800	7000	3×10^4	1×10^5	6×10^5	2×10^6

Tableau 3-3 Valeurs limites de la fréquence réduite pour une erreur du réseau en échelle inférieure à 1%

Le réseau en échelle ainsi établi est inséré dans le schéma réductant de l'actionneur, en remplaçant la réductance statique qui modélise la partie étudiée de la palette. Le circuit résultant peut être résolu en utilisant un logiciel circuit, ou en procédant à une résolution pas à pas dans le temps après avoir établi les équations de mailles et de nœuds.

Le réseau en échelle permet aussi d'obtenir les pertes par courants de Foucault grâce à la relation (« nb branches » est le nombre de branches additionnelles) :

$$P_J = L'_{BF} \times \left(\frac{d\phi_{L'_{BF}}}{dt} \right)^2 + \sum_{n=1}^{nb \text{ branches}} L'_n \times \left(\frac{d\phi_{L'_n}}{dt} \right)^2 \quad (3-80)$$

3. Réponses du flux pour différentes excitations en courant

Dans ce qui suit, nous modéliserons l'exemple d'actionneur présenté au §II-2-d par un réseau réductant comportant des éléments dynamiques. Le principe de cette modélisation est représenté schématiquement sur la Figure 3-33. L'étude n'est menée que sur une moitié de l'actionneur.

Dans tout ce qui suit, nous adopterons les hypothèses suivantes :

- La saturation n'est pas prise en compte,
- les fuites sont négligées,
- la perméabilité magnétique de la partie fixe de l'actionneur est infinie.

Pour que les fuites soient vraiment négligeables, nous prenons un entrefer le plus petit possible, ici de 0,05 mm.

Nous étudierons trois cas, une excitation de l'actionneur par un courant sinusoïdal, une excitation par une rampe de courant avec palette immobile et une excitation par une rampe de courant avec palette mobile.

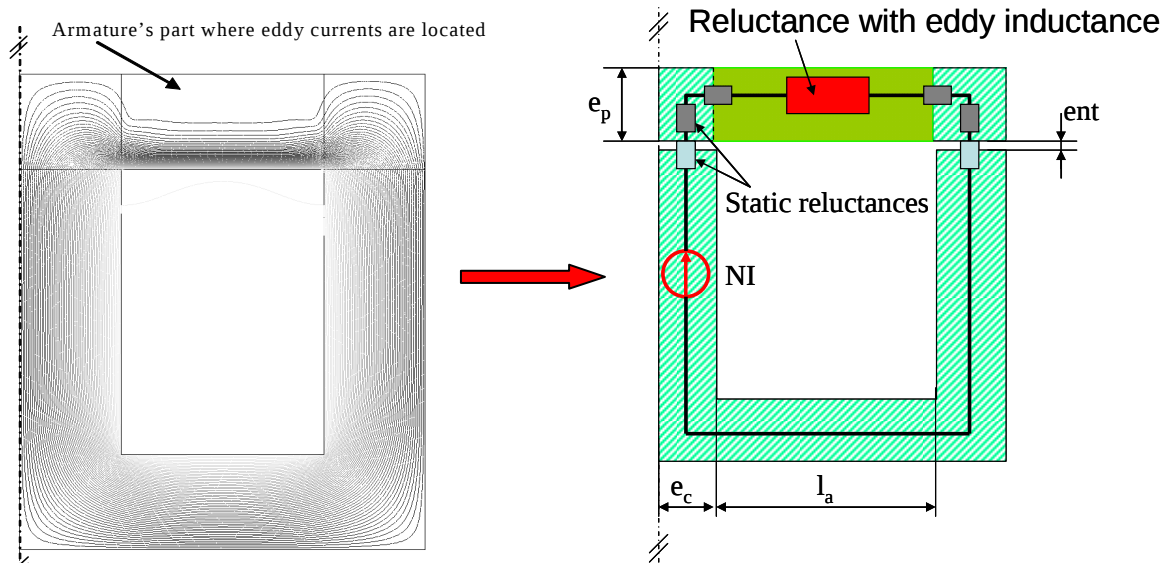


Figure 3-33 Principe de modélisation de l'actionneur par un réseau réductant dynamique

a. Réponse fréquentielle

Dans cette partie, nous alimentons l'actionneur par une source d'ampères-tours sinusoïdale. Sa valeur efficace est de 10 A-tours et sa fréquence varie de 0,1 Hz à 1 MHz. La Figure 3-34 nous montre le réseau réductant dynamique à résoudre pour la modélisation de cet exemple d'actionneur. Les réductances statiques sont constituées des réductances d'entrefer et des réductances qui sont autour de la partie étudiée de la palette. Nous allons déterminer l'évolution de la valeur efficace du flux magnétique et de sa phase sur la plage de variation de la fréquence de la source.

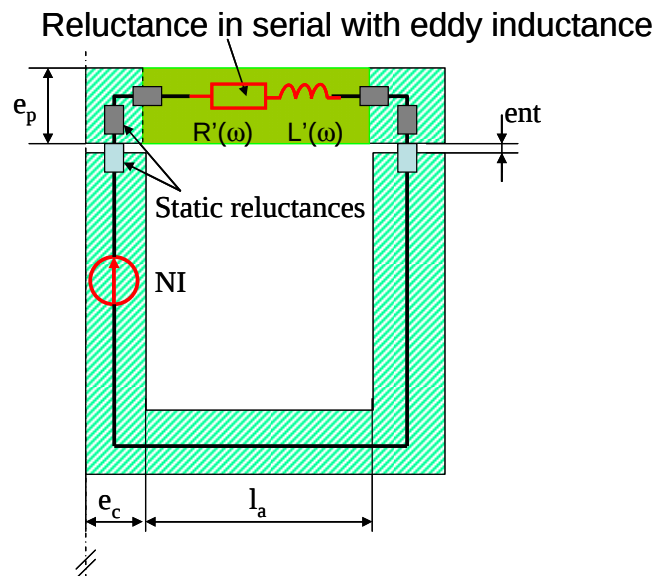


Figure 3-34 Réseau réductant dynamique pour l'étude fréquentielle

Le flux est obtenu grâce à la relation suivante :

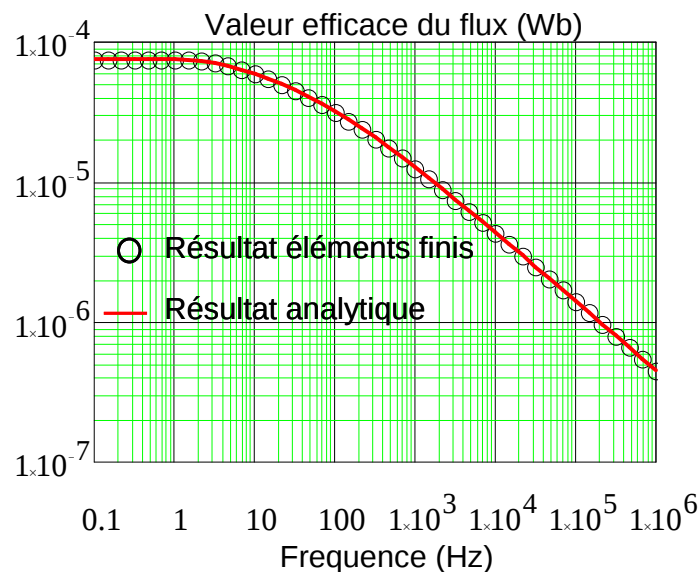
$$\underline{\phi}(\omega) = \frac{NI}{R_s + \Re'(\omega) + j\omega L'(\omega)} \quad (3-81)$$

R_s représente la réductance équivalente des autres réductances statiques, avec :

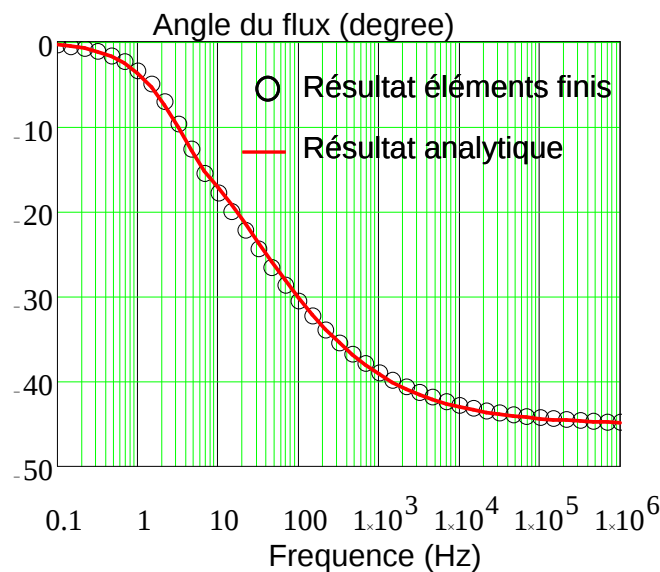
$$R_s = \frac{2 \cdot \text{ent}}{\mu_0 e_c L_c} + \frac{e_p}{\mu \cdot e_c L_c} + \frac{e_c}{\mu \cdot e_p L_c} \quad (3-82)$$

La comparaison entre les résultats obtenus analytiquement et par éléments finis est effectuée sur la Figure 3-35. La valeur efficace du flux et son angle sont représentés en fonction de la fréquence. Nous pouvons remarquer qu'à haute fréquence l'angle du flux tend vers 45°, ce qui est caractéristique d'un effet de peau très marqué.

Nous pouvons également noter que les courbes obtenues analytiquement coïncident avec les courbes obtenues par éléments finis. Cela valide l'expression analytique de la réluctance dynamique et de « l'eddy inductance », ainsi que notre démarche qui consiste à remplacer la réluctance statique de la pièce étudiée par son homologue dynamique.



(a) Valeur efficace du flux en fonction de la fréquence



(b) Angle du flux en fonction de la fréquence

Figure 3-35 Evolution de la valeur efficace du flux (a) et de son angle (b) en fonction de la fréquence

b. Réponse temporelle : cas d'une rampe de courant

Dans cette partie, nous alimentons la bobine par une rampe de courant. La montée de la force magnétomotrice se fait en 2 ms pour atteindre la valeur de 10 A-tours. Les caractéristiques géométriques de l'actionneur sont les mêmes que celles du tableau 3-2. A $t=2$ ms, nous obtenons un flux de $5,3 \times 10^{-5}$ Wb dans le cas d'un régime statique.

La Figure 3-36 nous montre comment insérer le réseau en échelle dans le modèle réductant de l'actionneur, afin de prendre en compte les phénomènes dynamiques. R_s est la réductance statique équivalente.

Le flux magnétique principal à déterminer est celui qui traverse la réductance statique et la réductance basse fréquence. C'est ce flux qui sera comparé au flux moyen calculé sous Flux2D. La résolution du circuit est effectuée en appliquant le schéma explicite de la méthode d'Euler. Le réseau en échelle comporte 10 branches additionnelles (11 au total), la fréquence de coupure du réseau en échelle est de 5,775 Hz. Le schéma réductant obtenu en insérant le réseau en échelle est donc valide jusqu'à une fréquence de 10 MHz. La rampe de courant atteignant sa valeur maximale en 2 ms est ainsi correctement prise en compte.

Après résolution du schéma réductant dynamique, nous traçons respectivement sur la Figure 3-37 et la Figure 3-38 l'évolution du flux magnétique transitoire dans la palette et l'évolution des pertes par courants de Foucault.

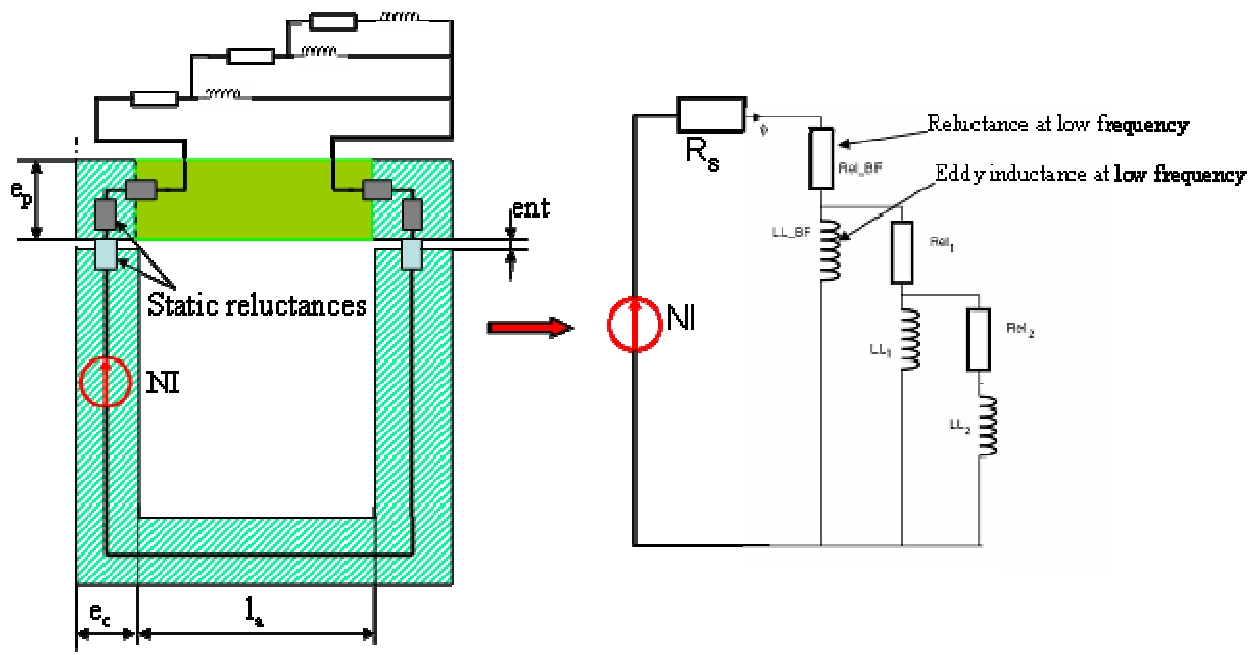


Figure 3-36 Insertion du réseau en échelle dans le circuit magnétique de l'actionneur

Sur la Figure 3-37, nous avons représenté le flux transitoire obtenu grâce au réseau réductant dynamique, le flux transitoire obtenu par Flux2D, et le flux magnétique statique qui représente le flux magnétique obtenu dans le cas où les courants induits ne perturbent pas le flux dans le circuit magnétique.

Nous pouvons remarquer que le flux magnétique transitoire obtenu par le réseau réductant dynamique et par Flux2D coïncident pratiquement. Cela signifie qu'aux fuites près, notre modèle dynamique est valide.

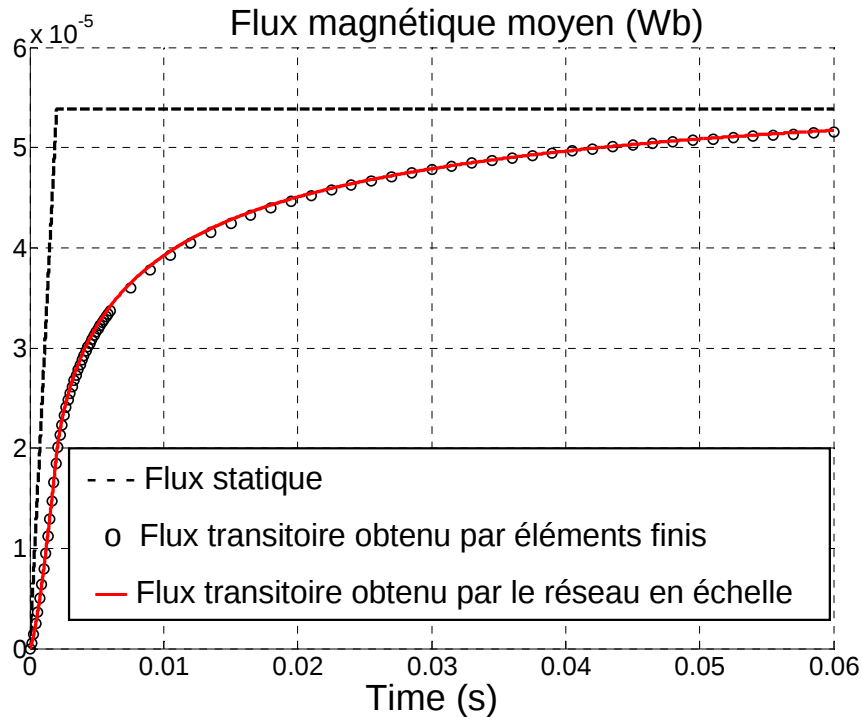


Figure 3-37 Evolution du flux à travers la partie étudiée de la palette

Nous pouvons confirmer cela au niveau des pertes dans la partie étudiée de la palette. Sur la Figure 3-38, les pertes calculées grâce aux « eddy inductances » coïncident aussi avec les pertes calculées par Flux2D, cela confirme la validité de notre modèle réductant dynamique. En effet, les pertes sont calculées à partir du carré du flux magnétique principal : un faible écart sur les pertes traduit un écart encore plus faible au niveau du flux magnétique.

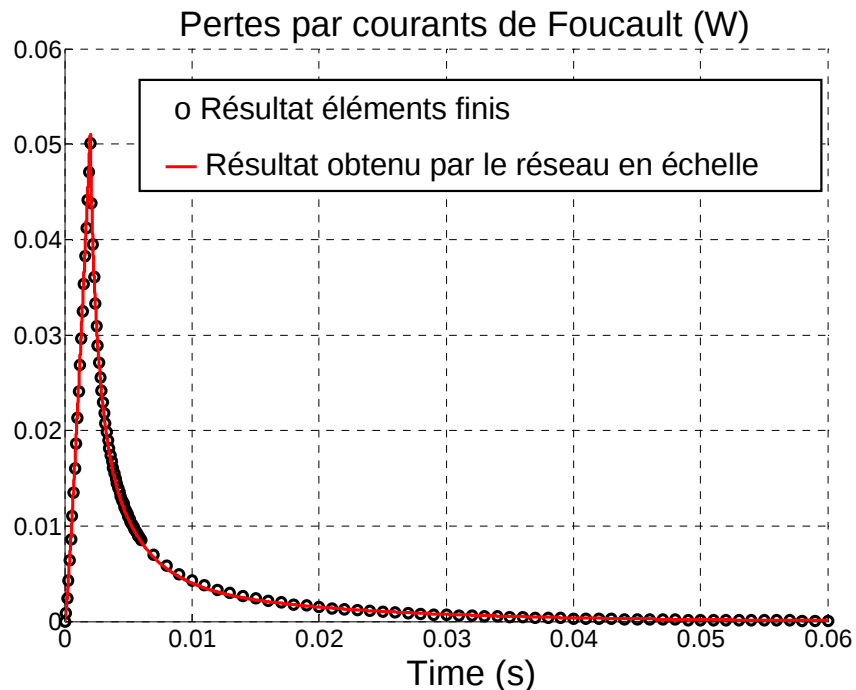


Figure 3-38 Evolution des pertes par courants de Foucault dans la partie étudiée de la palette

c. Rampe de courant et position imposée de la palette

Dans cette partie, nous imposons à la fois le courant dans la bobine et la position de la palette. Nous reprenons les consignes d'ampères-tours et de position que nous avons utilisées au §II.2.d, sur la Figure 3-16. L'entrefer varie de 0,05 mm à 0,55 mm: la palette se déplace entre l'instant $t=1\text{ms}$ et $t=1,5\text{ms}$ ce qui correspond à une vitesse linéaire de 1 m/s.

Cette fois-ci, nous cherchons à calculer directement le flux magnétique transitoire. Les caractéristiques de l'exemple d'actionneur sont données dans le Tableau 3-2. Comme l'entrefer augmente au cours du temps, nous modifions le schéma réductant de la figure pour faire apparaître les flux de fuites situés majoritairement entre la palette et la partie fixe (car les matériaux sont linéaires) de l'actionneur. Nous obtenons la Figure 3-39 suivante. Pour le calcul des réductances circulaires (elles possèdent un angle d'ouverture de $\pi/2$), nous faisons référence au chapitre 2 de la thèse.

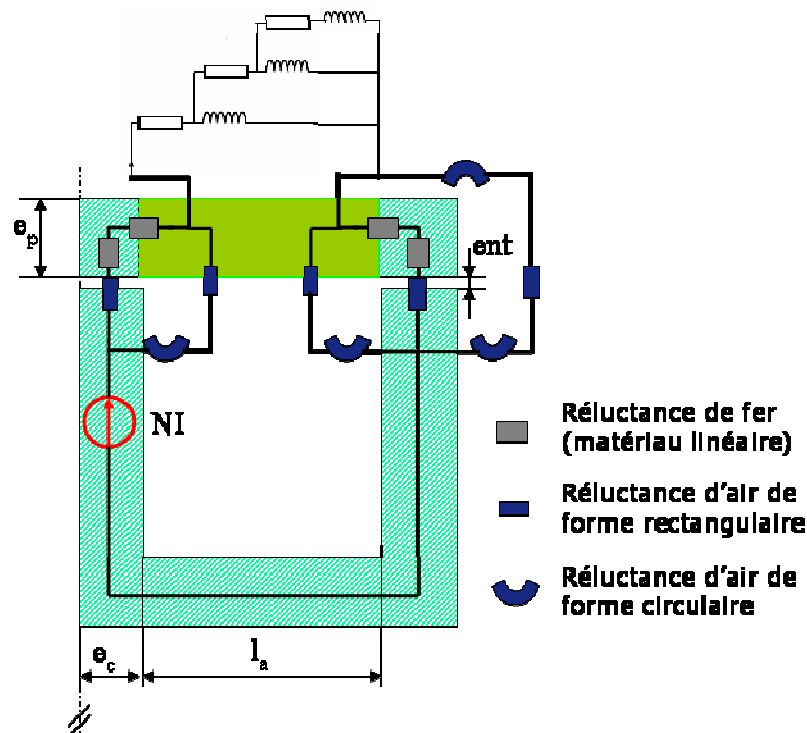


Figure 3-39 Modèle réductant dynamique de l'exemple d'actionneur comportant les fuites dues aux variations d'entrefer

Nous gardons le même algorithme de résolution que dans le paragraphe précédent. Sur la Figure 3-40, nous représentons l'évolution du flux transitoire obtenu par le réseau réductant dynamique et celle du flux obtenu grâce à Flux2D. Nous pouvons remarquer que l'écart entre les deux courbes est faible, inférieur à 5% en valeur relative. Les différences que nous observons entre les deux courbes de flux s'expliquent par le fait que lors de la variation de l'entrefer, il y a des fuites qui apparaissent et qui sont difficilement prises en compte par notre modèle à topologie simplifiée.

L'idéal aurait été de partir d'un modèle réductant statique validé sur une large plage de courant et d'entrefer [17]. Il aurait ensuite suffi de remplacer le composant statique modélisant la partie étudiée de la palette par son homologue dynamique.

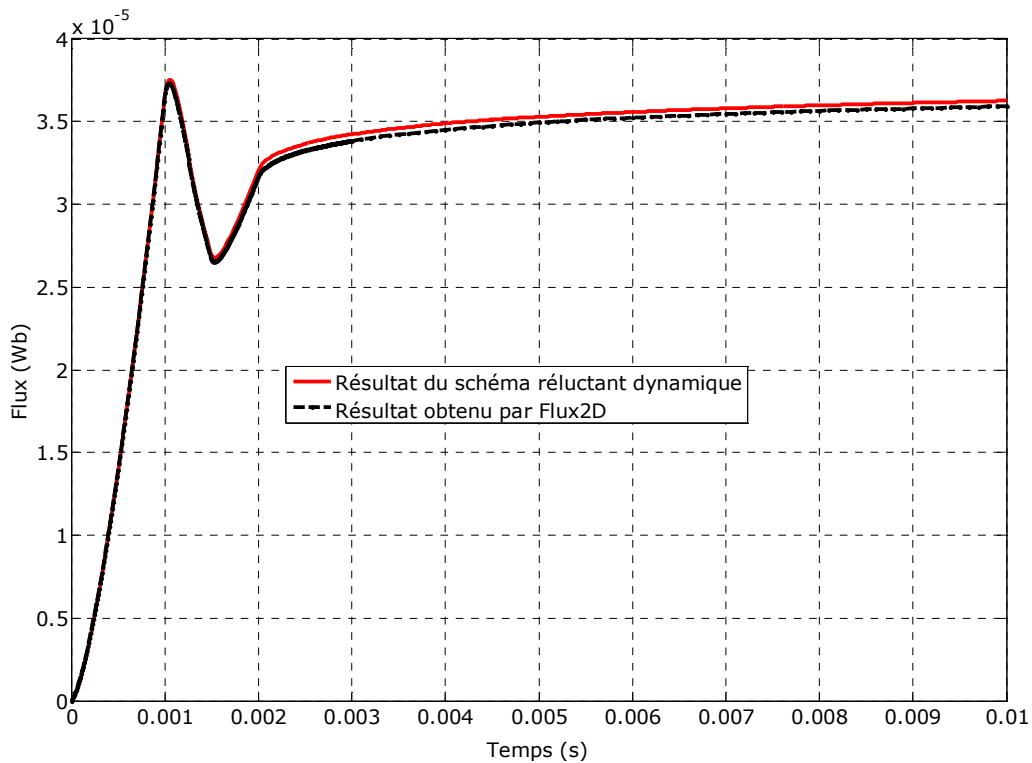


Figure 3-40 Evolution du flux magnétique transitoire dans la partie étudiée de la palette

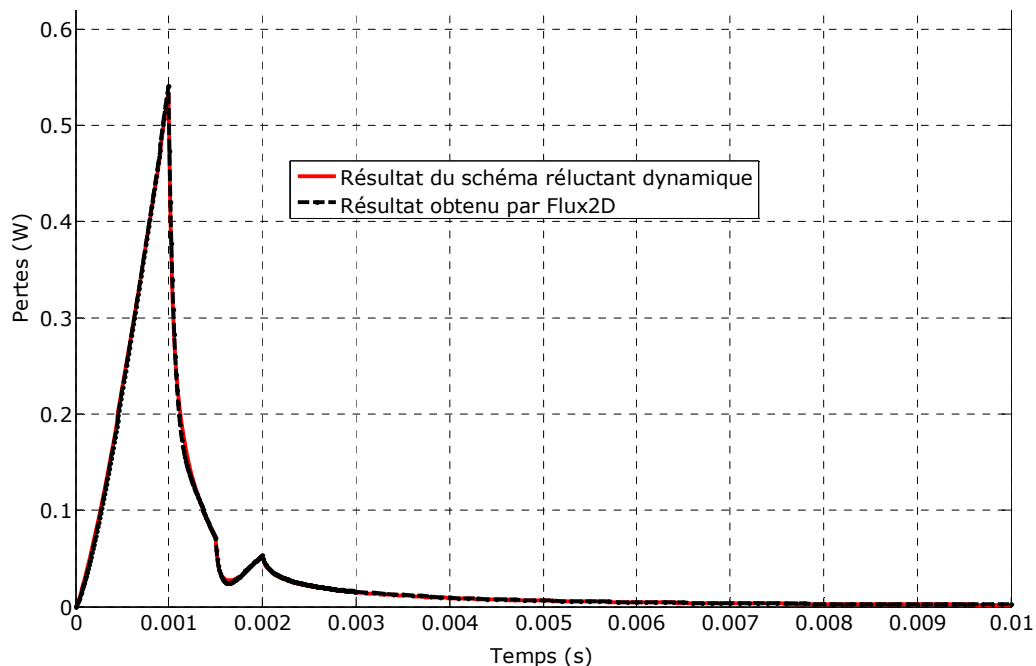


Figure 3-41 Evolution des pertes calculées par réseau réductant dynamique et par Flux2D

Nous comparons aussi les pertes par courants de Foucault obtenues par le réseau réductant dynamique avec celles obtenues par Flux2D. Nous remarquons sur la Figure 3-41 que les deux courbes de pertes sont très proches ; l'écart relatif est inférieur à 9%. Cette comparaison des pertes confirme la validité de notre approche par réseau réductant dynamique dans la détermination des pertes par courants de Foucault, en tenant compte du mouvement de la palette.

IV. Conclusion

A l'issue de ce chapitre, nous avons pu aboutir à différentes méthodes pour l'étude analytique des courants de Foucault dans la palette.

Tout d'abord nous avons abordé la résolution analytique de la diffusion des courants induits en imposant le flux magnétique à travers la palette, et en prenant en compte l'effet de peau. Cela nous permet de conserver la forme la plus simple de l'équation de diffusion puisque nous prenons en compte le mouvement de la palette de manière implicite. Cette approche vient en complément à celle proposée par Stoll [3]. Nous pouvons envisager d'utiliser cette méthode après avoir calculé le flux magnétique dans différents éléments d'un moteur électrique (aimants, bobinage), et comparer notre calcul de pertes par courants de Foucault avec les travaux réalisés par la communauté scientifique [18], [19].

Nous avons pu étendre cette méthode vers une résolution semi-analytique afin de prendre en compte la saturation du matériau. Même si la résolution semi-analytique n'est qu'à ses débuts, elle donne des résultats prometteurs sur la distribution des grandeurs électromagnétiques et la valeur des pertes par courants de Foucault. Cette approche pourra faire l'objet d'approfondissements à différents niveaux : utilisation d'une transformée de Fourier discrète pour le calcul des coefficients C_k , utilisation d'un schéma implicite pour le passage d'un pas de temps à l'autre, extension en 2D et en 3D.

En complément de ces méthodes analytique et semi-analytique, nous avons modélisé l'actionneur par un réseau de réluctances et « eddy inductances » afin de calculer en direct le flux magnétique transitoire et les pertes associées dans le cas d'un matériau linéaire.

Il s'agissait essentiellement de remplacer dans un réseau réluctant statique, les modèles des pièces sièges de courants de Foucault par leurs homologues dynamiques. Le réseau en échelle que nous proposons comporte moins d'éléments que ceux proposés dans la littérature et constitue une amélioration certaine pour le calcul du flux magnétique transitoire. Il est maintenant envisageable avec un schéma réluctant de prendre en compte l'effet des courants induits en plus du mouvement. Cette méthode présente un intérêt pour tout dispositif électromagnétique rapide ou soumis à des excitations variant rapidement dans le temps (MLI par exemple [20]).

Ce chapitre constitue une contribution importante de la thèse, car il traite de nouvelles méthodes, notamment l'imposition du flux magnétique dans les conditions aux limites pour l'analyse des phénomènes transitoires dans l'actionneur. Pour le moment ces méthodes ont été développées en 1-D, et ont été validées par éléments finis ; cela montre leur caractère prometteur. Elles viennent compléter la modélisation statique de l'actionneur par réseau de réluctances.

V. Bibliographie

- [1] T. Chevalier, A. Kedous-Lebouc, B. Cornut C. Cester. A new dynamic hysteresis model for electrical steel sheet. *Physica B*, 275:197–201, 2000.
- [2] Aldo Boglietti, Andrea Cavagnino, Mario Lazzari, Michele Pastorelli. Predicting iron losses in soft magnetic materials with arbitrary voltage supply : An engineering approach. *IEEE Transactions on Magnetism*, 39, NO 2:981–989, 2003.
- [3] Richard L. Stoll. *The Analysis of Eddy Currents*. Oxford University Press, 1974.
- [4] Ando Tiana Raminosoa, Christian Chillet, Marylin Fassenet, Jean-Paul Yonnet. Résolution analytique de la distribution des courants induits dans une plaque rectangulaire soumise à un flux magnétique variable et déduction des pertes par courants de Foucault. *Electrotechnique du Futur*, décembre 2011.
- [5] Marcel Jufer. *Electromécanique*, volume VOL. IX of *Traité d'électricité*. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1995.
- [6] A. D. Brown, J. N. Ross, K. G. Nichols. Time-domain simulation of mixed nonlinear magnetic and electronic systems. *IEEE Transactions on Magnetism*, 37, NO 1:522–532, 2001.
- [7] G. C. Long, W. F. Weldon. Limits to the velocity of solid armatures in railguns. *IEEE Transactions on Magnetism*, 25, NO 1:347–352, 1988.
- [8] Olivier de la Barrière, Hamid Ben Ahmed, Mohamed Gabssi, Martino LoBue. Computation of the losses in a laminated ferromagnetic material under bidirectional induction excitation. *IEEE Transactions on Magnetism*, 46, NO 2:610–613, 2010.
- [9] Dominic Groulx. Analytical solution to the unsteady one-dimensional conduction problem with two time-varying boundary conditions : duhamel's theorem and separation of variables. *Heat Mass Transfer*, 46:707–716, 2010.
- [10] R. M. Dubois, G. Lumer. Formule de duhamel abstraite. *Archiv der Mathematik*, 43:49–56, 1984.
- [11] Isaak Mayergoyz. *Non Linear Diffusion of Electromagnetic Fields with Applications to Eddy Currents and Superconductivity*. Academic Press, 1998.
- [12] Ando Raminosoa, Christian Chillet, Marylin Fassenet, Jean-Paul Yonnet. Analytical computation of the instantaneous transient magnetic flux in the armature of a magnetic actuator. In *Acemp-Electromotion Joint-Conference*, 2011.
- [13] Joseph J. Feeley. A simple dynamic model for eddy currents in a magnetic actuator. *IEEE Transactions on Magnetism*, 32, NO 2:453–458, 1996.
- [14] Lei Zhu, Carl R. Knospe, Eric H. Maslen. Analytic model for a nonlaminated cylindrical magnetic actuator including eddy currents. *IEEE Transactions on Magnetism*, 41, NO 1:1248–1258, 2005.
- [15] Ali Davoudi, Patrick L. Chapman. Eddy current modeling with order-reduction in magnetic equivalent circuits. *Power Electronics Specialists Conference*, 2007.

- [16] Andrzej Demenko. Three dimensional eddy current calculation using reluctance-conductance network formed by means of fe method. *IEEE Transactions on Magnetics*, 36, NO 1:741–745, 2000.
- [17] Christian Chillet and Jean-Yves Voyant. Design-oriented analytical study of a linear electromagnetic actuator by means of a reluctance network. *IEEE Transactions on Magnetics*, 37, NO 4:3004–3011, 2001.
- [18] A. Bellara, H. Bali, R. Belfkira, Y. Amara, G. Barakat. Analytical prediction of open-circuit eddy-current losses in series double excitation synchronous machines. *IEEE Transactions on Magnetics*, 47(9):2261–2268, 2011.
- [19] Fouad CHARIH, Frédéric DUBAS, Christophe ESPANET, Robert BERNARD. Etude de la réduction des pertes électromagnétiques d'un MSAP à fort couple et à encoches ouvertes. *Electrotechnique du Futur*, décembre 2011.
- [20] G. Gaultier, F. Dubas, B. Boualem C. Espanet. Calcul rapide des pertes fer dans les moteurs asynchrones (MAS) en alimentation par MLI. *Electrotechnique du Futur*, décembre 2011.

Chapitre 4. Etude d'une autre topologie magnétique pour l'application camless

Pour tester notre démarche de modélisation par réseau de réluctances, nous allons l'appliquer dans ce chapitre pour évaluer les performances d'une autre topologie d'actionneur. Ce nouvel actionneur utilise toujours le même principe masse ressort pour la mise en mouvement de l'ensemble palette soupape et présente de fortes similitudes avec le précédent. Notre but va être alors de trouver la version optimale qui, si possible, présentera des performances meilleures que la structure de départ. Le résultat n'est pas certain car nous partons d'une version qui a déjà vu plusieurs améliorations au cours du temps.

L'utilisation des réseaux de réluctances pour l'optimisation est encore d'actualité dans la littérature [5], [2], [4], justement pour ce compromis entre précision et rapidité du modèle. En utilisant le logiciel Reluctool [8], nous pouvons exporter le modèle réluctant vers un optimiseur, afin de prendre en compte les différentes contraintes. Certaines contraintes sont établies à partir de caractéristiques de l'ancien actionneur étudié au chapitre 2. En procédant ainsi, nous parvenons à un nouvel actionneur directement comparable à l'ancien. Cette comparaison est effectuée en simulant par éléments finis les nouveaux actionneurs.

I. Modèle réluctant de la nouvelle topologie d'actionneur

Dans cette partie, nous établirons le schéma réluctant de la nouvelle topologie d'actionneur, en réutilisant les composants mis en place lors de la modélisation de l'ancien actionneur et en exploitant les similitudes entre les deux actionneurs.

1. Comparaison entre l'ancien et le nouvel actionneur

La Figure 4-1 nous montre les structures magnétiques de l'ancien et du nouvel actionneur, représentées sur une demie coupe. Nous pouvons remarquer les points communs suivants entre les deux actionneurs : une palette moins large que l'actionneur et des aimants inclinés pour réaliser une concentration du flux magnétique dans le bras central.

Par rapport à l'ancien actionneur, le nouvel actionneur a plus de fuites autour de l'aimant (dans la zone encadrée sur la Figure 4-1). Cependant la nouvelle position de la bobine par rapport à l'aimant (exactement en parallèle) permet un contrôle plus direct du flux principal. De plus toute la fenêtre de bobinage du nouvel actionneur est utilisable, ce qui permet un gain d'espace important.

L'ancienne structure possédait un espace non utilisable à cause du bec, et les fuites autour de cette pièce étaient difficiles à prendre en compte. De plus l'efficacité de la bobine était réduite car une partie non négligeable de ses ampères-tours fuyait dans l'espace situé sous le bec.

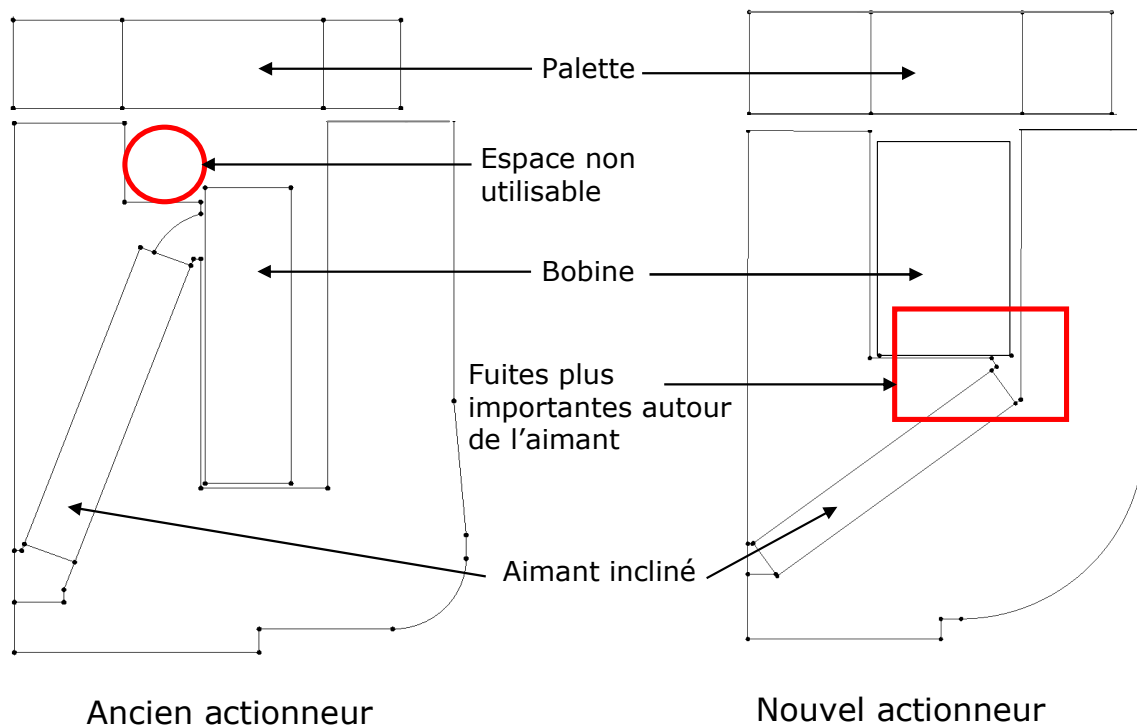


Figure 4-1 Structures magnétiques de l'ancien et du nouvel actionneur

2. Etablissement du modèle réductant de l'actionneur

a. Découpage du nouvel actionneur

Comme pour la modélisation de l'ancien actionneur dans le chapitre 2, nous commençons par le découpage [3] du nouvel actionneur en 2D. Cela nous permet d'établir le schéma réductant principal ; nous y ajoutons ensuite les fuites dans la troisième dimension pour compléter le schéma.

Nous avons supposé que les fuites rectangulaires reliant les bras de l'actionneur sont présentes dans toute la fenêtre de bobinage, en superposition avec les fuites circulaires reliant la jambe externe et le support sur lequel est posée la bobine. Il s'agit d'une surestimation des fuites dans la coupe transversale, dans le but de compenser les fuites non prises en compte dans la troisième dimension.

L'élément rectangulaire englobant l'aimant sur la Figure 4-2 sert à tenir compte des pièces ferromagnétiques inclinées, qui sont de part et d'autre de l'aimant. La Figure 4-2 nous montre aussi les cotes qui servent de paramètres d'entrée pour définir la géométrie.

La Figure 4-3 nous montre de manière schématique les fuites dans la troisième dimension du nouvel actionneur. Les fuites entre les jambes de l'actionneur et autour de la palette sont déterminées comme dans le chapitre 2 pour l'ancien actionneur. Concernant la réductance de fuite autour de l'aimant, nous supposons qu'elle est circulaire et elle s'appuie sur une section rectangulaire.

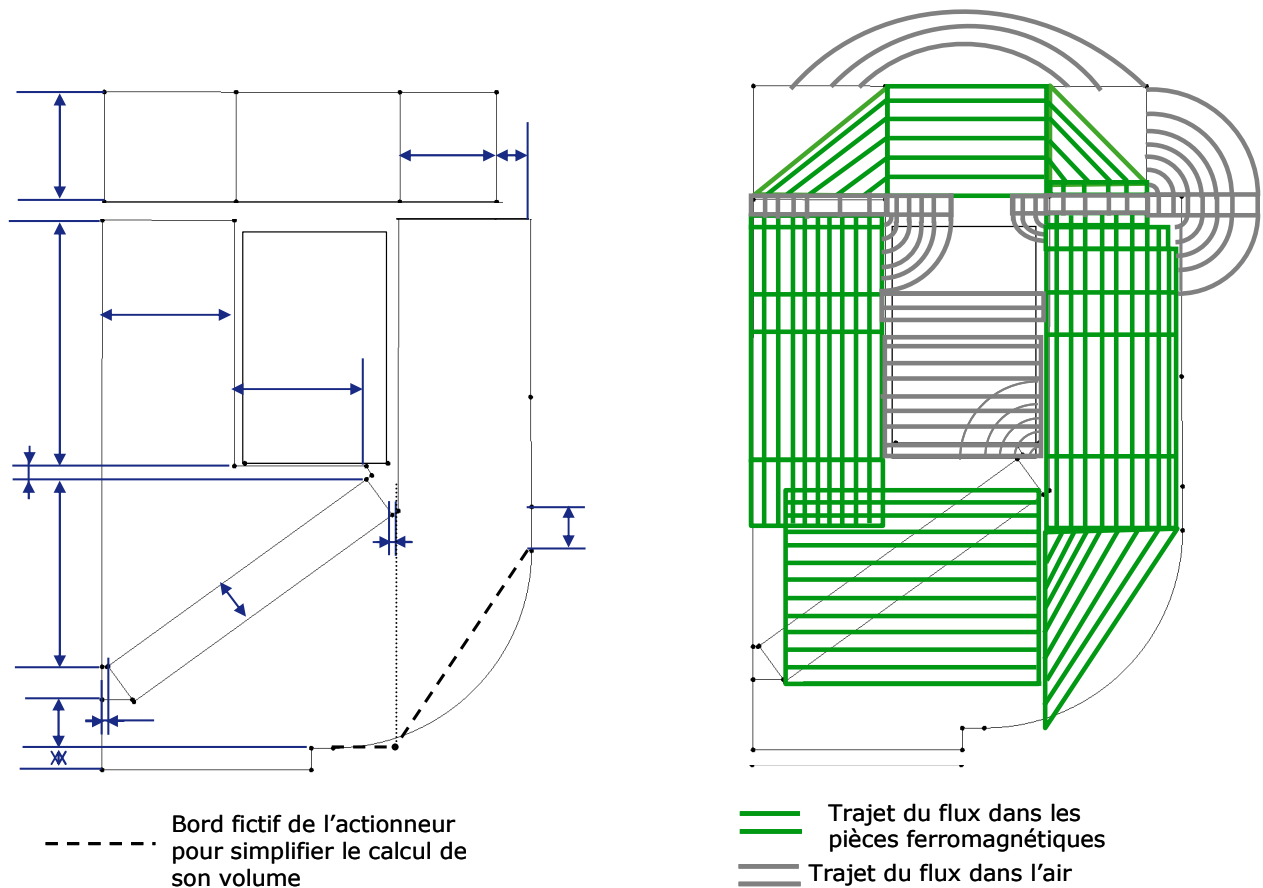


Figure 4-2 Découpage et cotation du nouvel actionneur en 2D

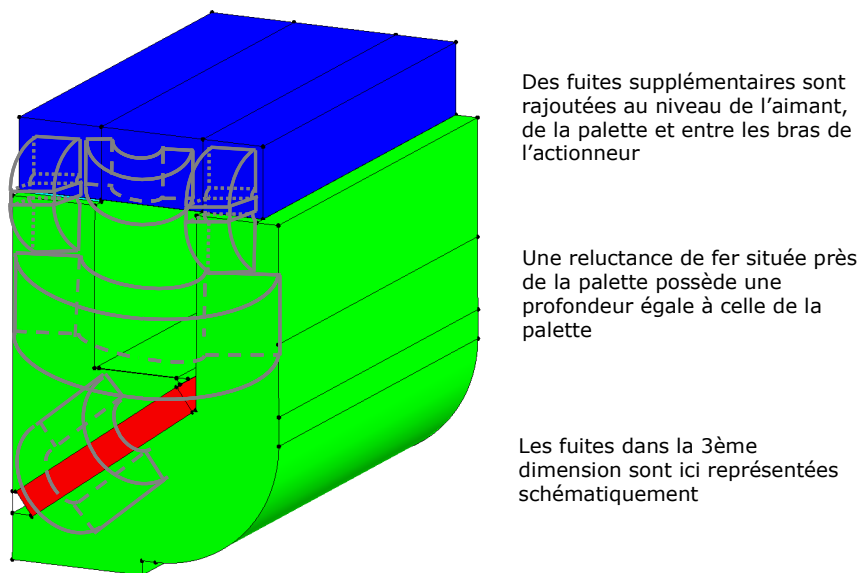


Figure 4-3 Fuites dans la troisième dimension du nouvel actionneur

b. Schéma réluctant du nouvel actionneur

Etant donnée la difficulté de prendre en compte les fuites dans la troisième dimension et plus particulièrement autour de la pièce ferromagnétique appuyant sur l'aimant, nous avons procédé à certains ajustements lors de l'application numérique.

La Figure 4-4 montre le schéma réductant en 3D de la nouvelle structure d'actionneur. Les deux réductances de fer dans la jambe externe (en série) au-dessous de l'entrefer servent à modéliser de manière graduelle la concentration du flux magnétique dans le haut de la jambe externe. Elles possèdent une longueur qui diminue lorsque l'entrefer augmente, et une largeur qui augmente avec l'entrefer pour atteindre progressivement celle de la jambe externe.

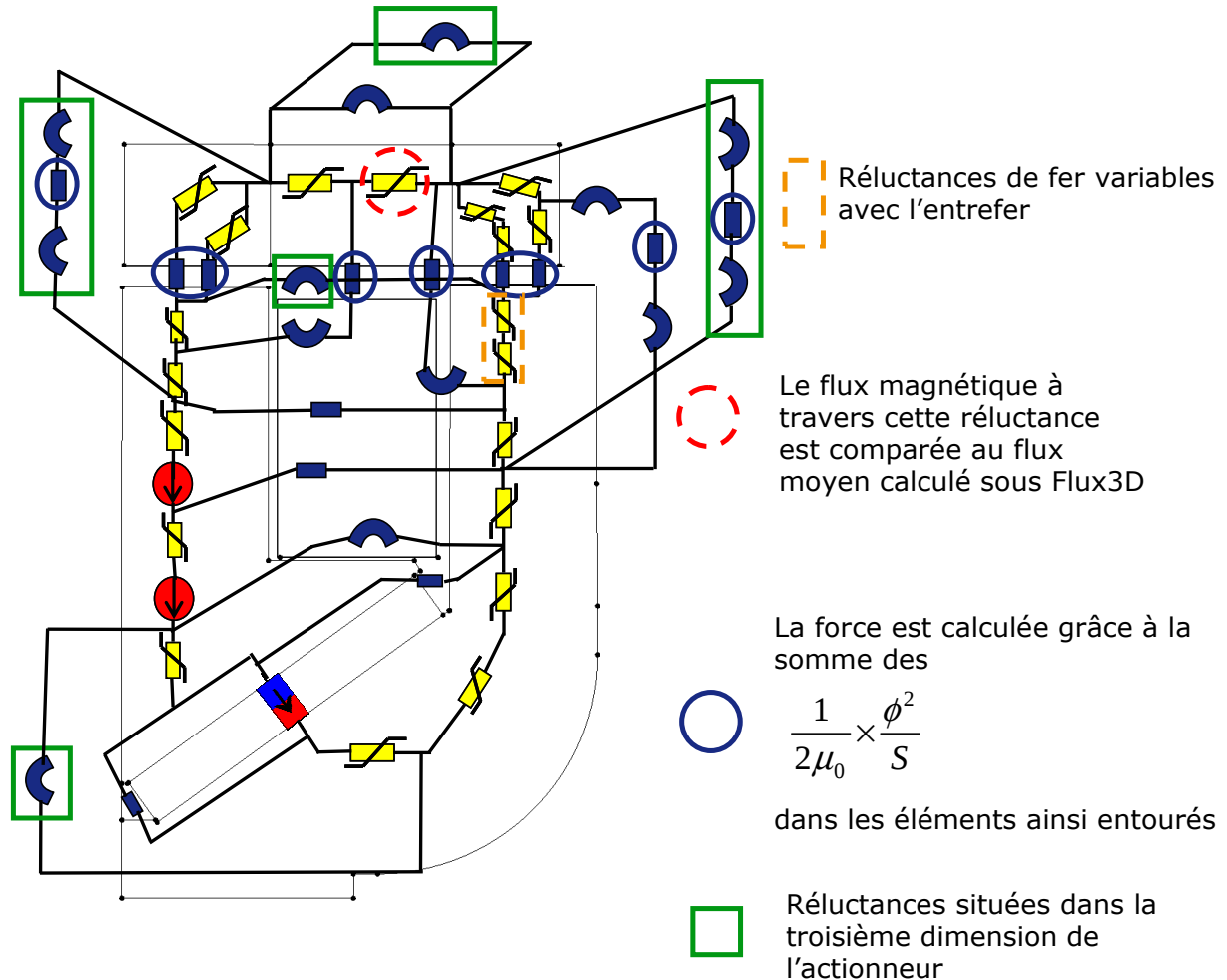


Figure 4-4 Schéma réductant 3D de la nouvelle structure d'actionneur

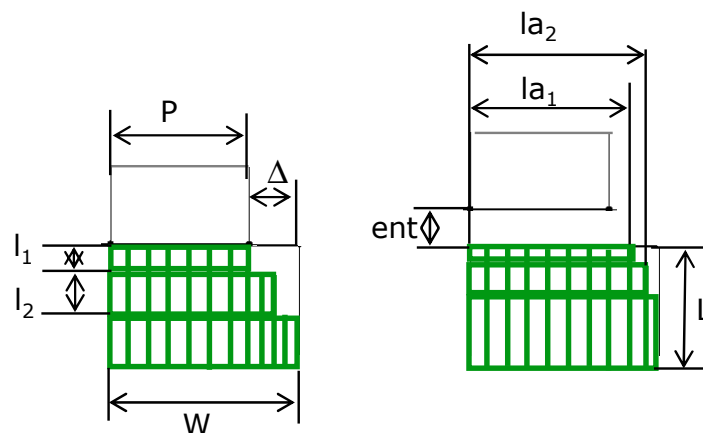


Figure 4-5 Evolution des dimensions des éléments ferromagnétiques sous l'entrefer dans la jambe externe (palette collée à gauche, palette décollée à droite)

La Figure 4-5 montre l'évolution des deux éléments ferromagnétiques situés sous l'entrefer dans la jambe externe, lors de l'augmentation de l'entrefer. Ils possèdent les longueurs variables l_1 et l_2 , ainsi que les largeurs variables la_1 et la_2 . Les dimensions P , W et L sont fixes.

Lorsque l'entrefer augmente, les largeurs la_1 et la_2 augmentent progressivement pour atteindre la valeur W car l'effet de concentration diminue. Nous allons alors supposer qu'elles varient suivant une loi exponentielle de l'entrefer :

$$la_1 = P + \Delta \cdot \left[1 - e^{-\left(\frac{\text{ent}}{\Delta}\right)} \right] \quad (4-1)$$

$$la_2 = la_1 + 0,7 \cdot (W - la_1) \quad (4-2)$$

Les longueurs l_1 et l_2 sont également supposées diminuer suivant une loi exponentielle pour tendre vers 0. Comme l_2 est supérieur à l_1 , nous supposons qu'il est un multiple de l_1 .

$$l_1 = l_0 \cdot e^{-\left(\frac{\text{ent}}{\Delta}\right)} \quad (4-3)$$

$$l_2 = k \times l_1 \quad (4-4)$$

La longueur l_0 et le facteur k sont choisis de telle sorte que le produit $l_0(1+k)$ donne une longueur du même ordre de grandeur que celle utilisée dans le chapitre 2 pour modéliser la concentration des lignes d'induction au voisinage de l'entrefer, au niveau de la jambe externe.

3. Validation du modèle réluctant sur un exemple de test

Comme dans le chapitre 2, la validation du modèle réluctant se fait au niveau du flux magnétique dans la palette et au niveau de la force exercée sur la palette. La Figure 4-4 nous rappelle quels sont les éléments à considérer dans le schéma réluctant pour relever le flux magnétique dans la palette et pour calculer la force exercée sur la palette.

a. Validation du flux magnétique de l'exemple de test

La Figure 4-6 nous donne le flux magnétique à travers la palette en fonction du courant et pour différentes valeurs d'entrefer. Les résultats obtenus avec Reluctool sont directement comparés à ceux de Flux3D. Nous pouvons remarquer que les courbes obtenues avec Reluctool suivent bien l'allure de celles obtenues avec Flux3D.

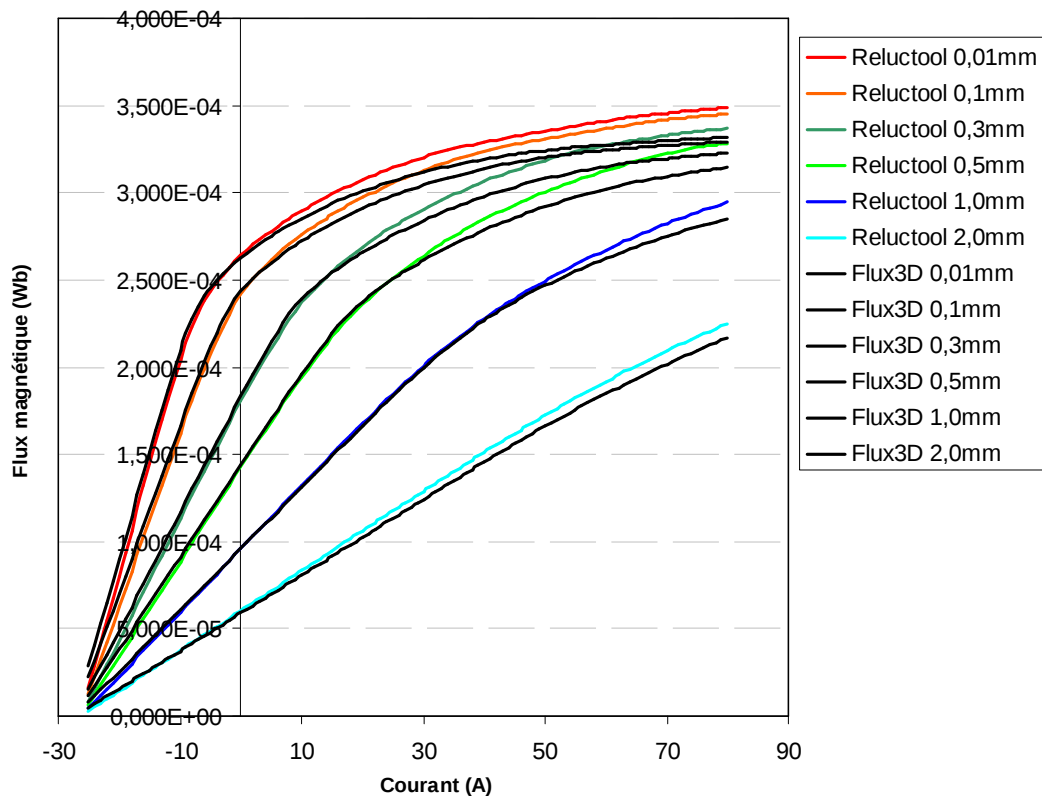


Figure 4-6 Cartographie du flux magnétique dans la palette en fonction du courant et pour différents entrefers du cas test

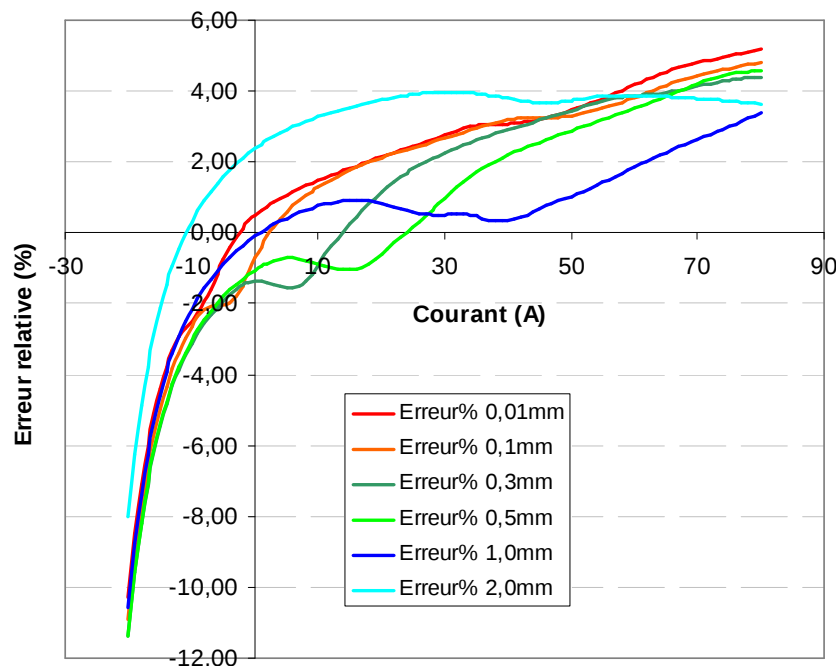


Figure 4-7 Erreur relative commise par rapport à Flux3D sur le flux magnétique du cas test

Les erreurs relatives par rapport à Flux3D (Figure 4-7) sont un peu moins grandes qu'avec la structure initiale. Nous pouvons nous référer au chapitre 2 pour l'explication des différences entre les courbes. On retiendra que les erreurs augmentent dans le cas d'un renforcement important du flux des aimants ou celui d'un fort défluxage, car différentes pièces entrent en saturation. Cette

situation a déjà été observée lors de l'étude de l'ancienne structure magnétique. Un modèle réductant plus fin permettrait certainement de prendre mieux en compte ces effets.

b. Validation de la force exercée sur la palette de l'exemple test

La Figure 4-8 nous donne la force exercée sur la palette en fonction du courant et pour différentes valeurs de l'entrefer. Nous pouvons aussi remarquer que les courbes de forces obtenues avec Reluctool et celles obtenues avec Flux3D sont proches et suivent la même allure.

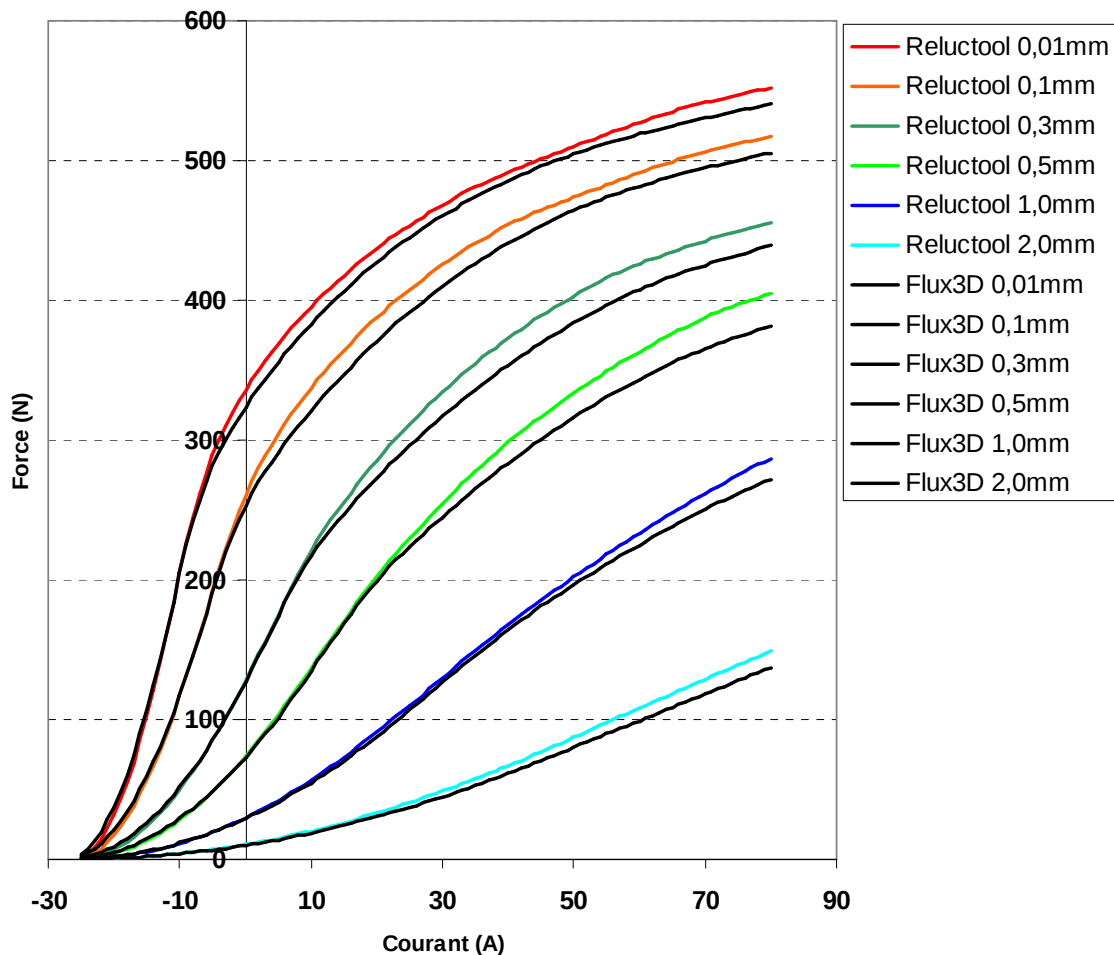


Figure 4-8 Cartographie de la force exercée sur la palette en fonction du courant et pour différents entrefers de l'exemple test

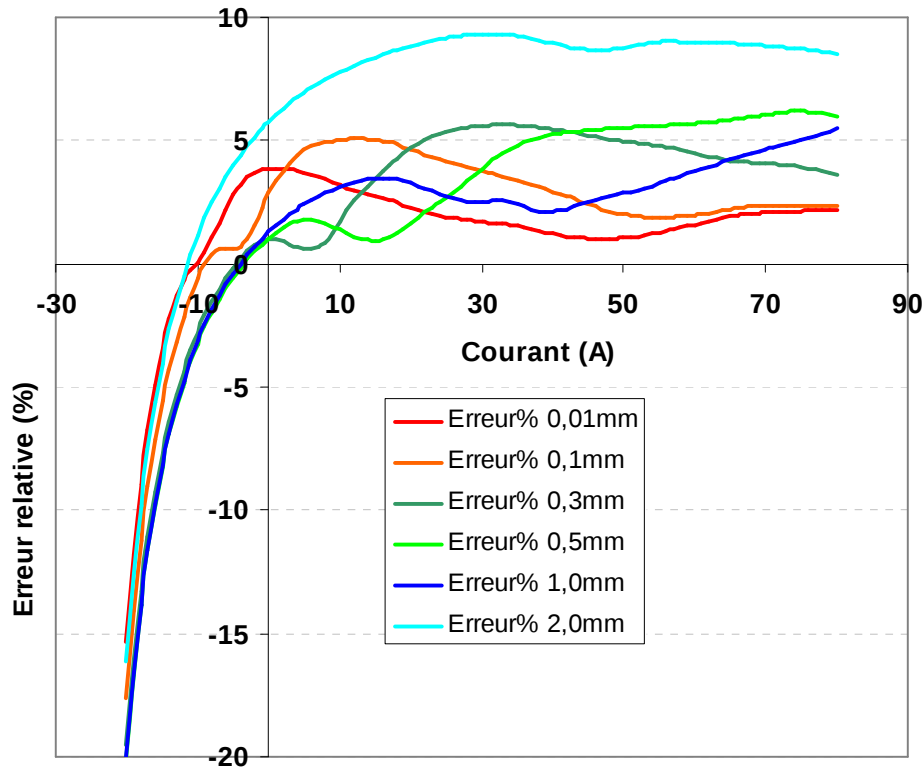


Figure 4-9 Erreur relative sur la force magnétique de l'exemple test

II. Dimensionnement de la nouvelle structure au moyen d'une optimisation

Dans cette partie nous cherchons à déterminer les valeurs à donner aux paramètres géométriques en entrée pour remplir les spécifications de l'application camless. Nous avons là un problème inverse à résoudre. D'après la thèse de Du Peloux [8], ce problème inverse peut être traité comme un problème d'optimisation avec contraintes. Comme dans la thèse de Sesanga [2], nous utiliserons l'outil CADES (développé au G2ELab puis repris par la société Vesta à Grenoble) pour traiter cette optimisation.

1. Cahier de charges de l'application camless

a. Optimisation sur trois points de fonctionnement

Les grandeurs sur lesquelles nous nous basons pour dimensionner un actionneur camless sont les forces à obtenir pour un courant et un entrefer donnés. Ces critères de forces sont représentatifs des principaux modes de fonctionnement de l'actionneur. En procédant ainsi, nous pouvons nous permettre de ne pas prendre en compte tout l'environnement de l'actionneur qui participe bien sûr aux performances globales (stratégie de commande, électronique de puissance, aspects mécaniques).

Les critères de forces sont basés sur trois points de fonctionnement :

- Palette en position collée et courant nul (assurer le maintien à courant nul)
- Palette à 0,1 mm et courant de -17 A (assurer un décollage rapide)
- Palette à 0,5 mm et courant de 10 A (assurer l'asservissement de vitesse)

La Figure 4-10 permet de localiser ces points de fonctionnement sur la cartographie des forces de l'actionneur. Les critères de force sont implémentés en tant que contraintes car il s'agit de conditions à respecter impérativement.

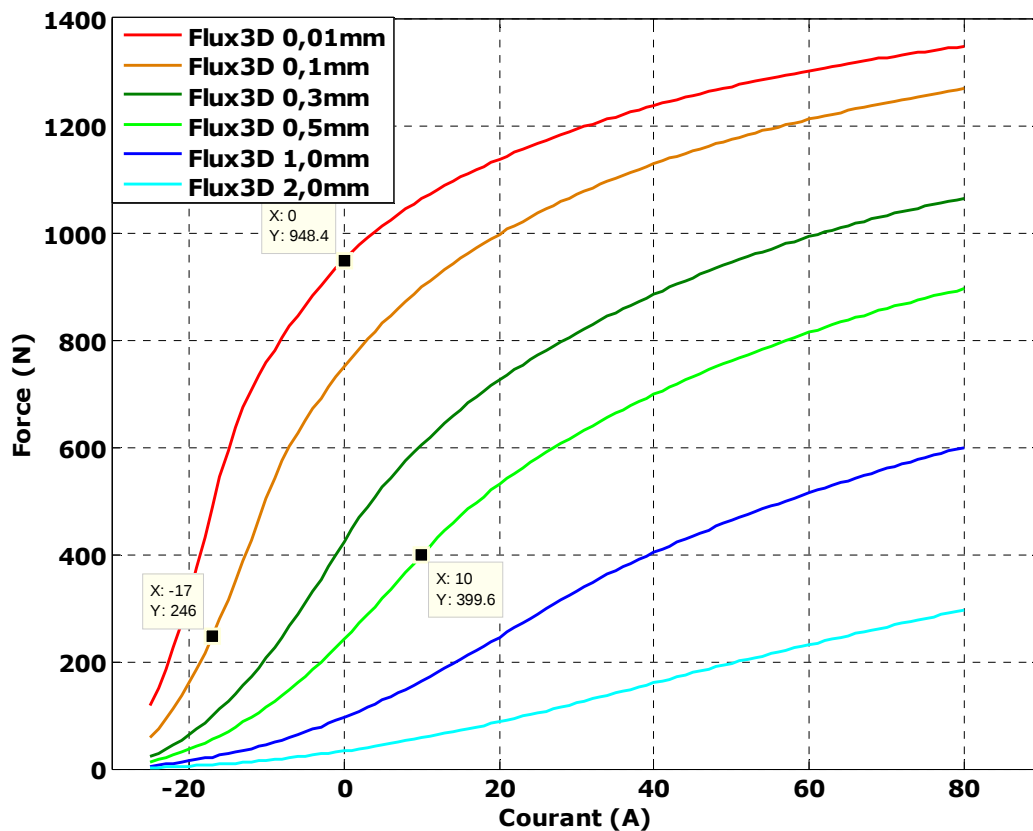


Figure 4-10 Points de fonctionnement de l'ancien actionneur pour définir les critères de force de l'optimisation

L'aspect échauffement et pertes est pris en compte en imposant une valeur limite de la densité efficace de courant et un remplissage de cuivre constant : les valeurs de courants mentionnées dans le cahier de charge tiennent compte, implicitement de ces contraintes thermiques. Compte tenu des faibles variations des dimensions attendues, cela est parfaitement suffisant. La fonction « objectif » que nous choisissons pour notre optimisation est la minimisation de la masse de l'actionneur entier : corps supérieur et inférieur, bobines des deux corps, aimants et palette.

Nous avons opté pour cette fonction « objectif » car elle est représentative du coût de l'actionneur, de sa mise en œuvre (elle semble plus facile à fabriquer) et de ses performances. En effet, si nous parvenons à reproduire les performances de l'ancienne structure avec moins de matière première (nous utilisons les mêmes matériaux) pour la nouvelle structure, c'est que cette dernière est plus performante.

A part la somme des masses des composants, nous devons également contraindre la masse de la palette car elle est déterminante pour les performances dynamiques de l'actionneur notamment pour le temps de réponse. Un autre but de notre optimisation est donc d'arriver à une palette plus légère que celle utilisée par l'ancienne structure magnétique.

Pour compléter les spécifications pour l'optimisation, nous ajoutons des contraintes d'encombrement. Elles s'appliquent sur la largeur et la hauteur

totales de l'actionneur. Ces contraintes d'encombrement sont impératives afin que l'actionneur puisse s'insérer dans le moteur thermique. Nous cherchons à obtenir un actionneur de masse plus faible, avec le même encombrement limite (ou un encombrement plus petit) que l'actionneur initial. En dernier lieu, nous introduirons éventuellement une limite sur le niveau d'induction dans les pièces ferromagnétiques ; si notre modèle était parfait cela ne serait pas nécessaire car toute saturation même marquée serait prise en compte. Nous prenons néanmoins cette précaution car le modèle réductant peut arriver à ses limites lors de l'optimisation. Cela est dû à la discrétisation de l'actionneur, notamment sur la Figure 4-5, qui n'est pas parfaite.

b. Ajustements à effectuer sur les critères de force

Nous pouvons traduire notre problème inverse comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{masse minimale} \\ \text{masse palette} < 45,6 \text{ g} \\ \text{Hauteur totale} < H_{\max} \\ \text{Largeur totale} < L_{\max} \\ 948 \text{ N} \leq F(0,01 \text{ mm}; 0 \text{ A}) \\ F(0,1 \text{ mm}; -17 \text{ A}) \leq 246 \text{ N} \\ 400 \text{ N} \leq F(0,5 \text{ mm}; 10 \text{ A}) \end{array} \right. \quad (4-5)$$

Les exigences décrites dans la relation (4-5) concernent les résultats que nous obtiendrions lors de la simulation par éléments finis de la structure optimisée. Comme il subsiste une certaine erreur entre les forces obtenues par éléments finis et celles du réseau de réductances, il nous a semblé pertinent d'ajuster les valeurs à insérer dans les critères de force pour tenir compte de cette erreur. D'après la Figure 4-9, nous devons augmenter de 4% la force minimale à atteindre à courant nul et à 0,01 mm avec le réseau de réductances. Les exigences que doit remplir le modèle réductant optimisé deviennent alors les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{masse minimale} \\ \text{masse palette} < 45,6 \text{ g} \\ \text{Hauteur totale} < H_{\max} \\ \text{Largeur totale} < L_{\max} \\ 986 \text{ N} \leq F(0,01 \text{ mm}; 0 \text{ A}) \\ F(0,1 \text{ mm}; -17 \text{ A}) \leq 246 \text{ N} \\ 400 \text{ N} \leq F(0,5 \text{ mm}; 10 \text{ A}) \end{array} \right. \quad (4-6)$$

2. Optimisation de la nouvelle structure

Nous devons optimiser l'actionneur en tenant compte de trois points de fonctionnement (critères sur la force). En faisant abstraction de la nature géométrique ou électrique des paramètres d'entrée, tenir compte de ces trois points de fonctionnement revient à effectuer une variante d'optimisation de gamme [6], [2]. Nous devons alors dupliquer dans CADES le modèle réductant que nous avons créé dans le logiciel Reluctool.

Si nous n'avions ni Reluctool ni CADES à notre disposition, il aurait fallu dans un premier temps programmer la fonction « modèle réductant » pour ensuite

l'insérer trois fois avec les autres contraintes dans un programme ou un module d'optimisation (par exemple une toolbox Matlab) [4].

a. Présentation du logiciel CADES

CADES est un logiciel dédié à l'optimisation, il comporte quatre modules : « Generator », « Calculator », « Optimizer » et « Post-Processor ». Une description plus détaillée de ces modules est donnée dans la thèse de Sesanga [2]. La Figure 4-11 nous montre une brève description de l'utilisation de l'outil CADES pour optimiser l'actionneur.

Le module « Generator » sert à décrire, de manière analytique ou semi-analytique, le système que nous cherchons à optimiser. Il permet aussi d'importer des modèles réductants pour s'en servir comme fonctions. Lorsqu'il est exécuté, il génère un composant de calcul (fichier .icar) qui représente le système que nous avons modélisé. Ce fichier .icar sera utilisé par les modules « Calculator » et « Optimizer ».

Comme son nom l'indique, le module « Calculator » sert à calculer les sorties du modèle encapsulé dans le fichier .icar en fonction de la valeur des paramètres d'entrée. Ce module permet notamment de procéder à des études paramétriques ou à des études de sensibilité.

Le module « Optimizer » est utilisé pour l'optimisation du modèle généré. L'utilisateur peut choisir l'algorithme d'optimisation, notamment SQP (méthode du gradient déterministe) ou algorithme génétique. Ce module permet aussi de tracer des fronts de Pareto. Les résultats sont exportés sous forme de fichier xml pour être visualisés dans le module « Post-Processor ».

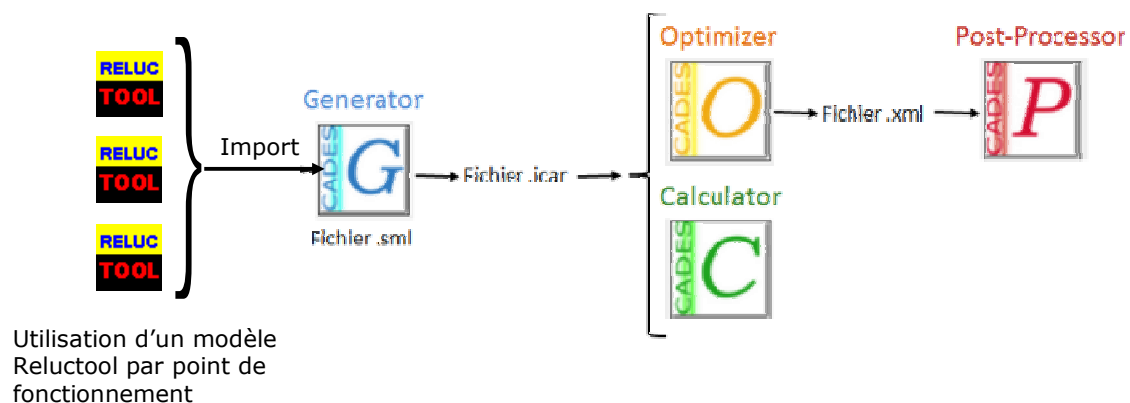


Figure 4-11 Opérations réalisées dans l'environnement CADES pour réaliser l'optimisation de l'actionneur

b. Optimisation pour une masse de palette inférieure à 45g

Comme nous avons un nombre assez réduit de paramètres en entrée, nous optons pour la méthode du gradient déterministe (SQP en anglais) dans le module d'optimisation de CADES. Cet algorithme permet d'obtenir un résultat d'optimisation en quelques secondes. A titre informatif, nous pouvons nous référer à la littérature pour plus de détails sur l'algorithme [7], [8].

Dans un premier temps, nous procédons à une optimisation de la nouvelle structure magnétique en imposant une masse de palette inférieure à 45g. Cette première optimisation nous sert de base pour vérifier la faisabilité de notre dimensionnement. Pour assurer une optimisation correcte, nous choisissons comme point de départ de la méthode du gradient un actionneur qui donne en

sortie des valeurs proches des spécifications. Ce point de départ de l'optimisation est choisi à la main grâce au module « Calculator » de CADES. La Figure 4-12 nous donne les caractéristiques de l'actionneur de référence et celles de l'actionneur optimisé. Nous pouvons remarquer que l'actionneur en fin d'optimisation arrive en butée sur les forces et sur la masse maximale de la palette.

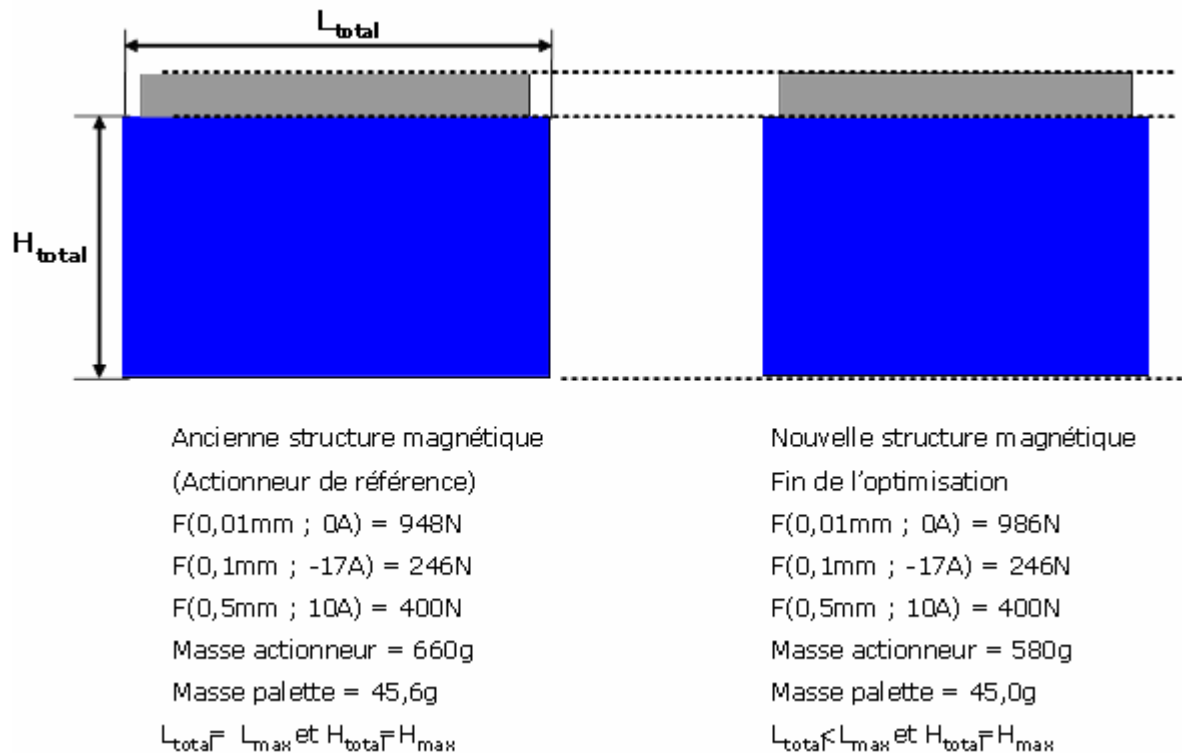


Figure 4-12 Caractéristiques et encombrements de l'actionneur de référence et de l'actionneur optimisé

Le résultat d'optimisation sur la Figure 4-12 représente l'actionneur le plus léger qui respecte à la fois les critères de force, la contrainte de masse de la palette et les contraintes d'encombrement. Nous montrerons dans ce qui suit, que ce sont les critères d'encombrement qui sont les plus contraignants pour le dimensionnement de la nouvelle structure magnétique.

Pour avoir une idée des performances de l'actionneur obtenu par cette première optimisation, nous traçons sur la Figure 4-13 la cartographie des forces obtenues avec le modèle réloquent de la nouvelle structure optimisée et celle des forces de l'ancien actionneur. Les courbes en noir représentent les forces calculées avec Flux3D et développées par l'ancien actionneur. Les courbes en couleur représentent les forces obtenues avec le réseau réloquent de la structure optimisée, et que nous avons représentée sur la Figure 4-12.

En tenant compte des ajustements sur les critères de force et en supposant que le modèle réloquent commet les mêmes erreurs relatives que sur la Figure 4-9, nous pouvons nous attendre, d'après la Figure 4-13, à obtenir avec la nouvelle structure :

- un défluxage des aimants équivalent à celui de l'ancien actionneur,
- un maintien en position collée avec une force plus importante
- et un meilleur renforcement du flux des aimants.

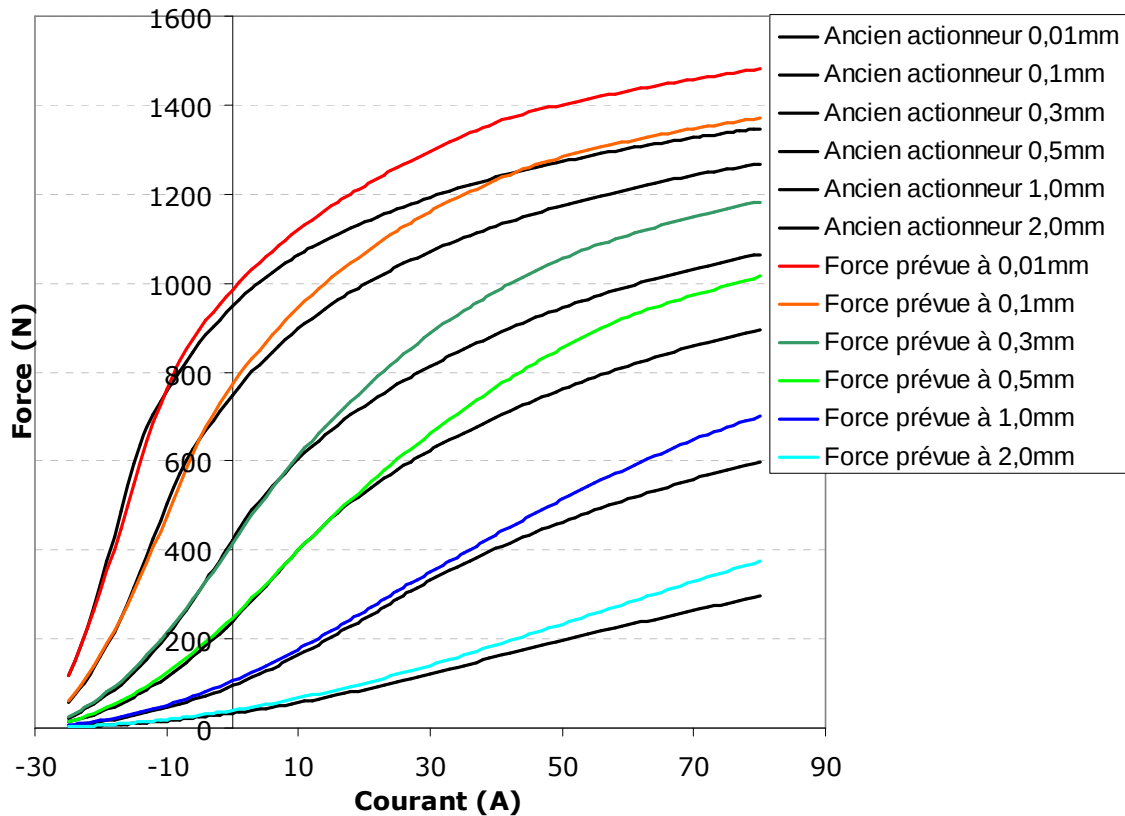


Figure 4-13 Prédiction des forces produites par la nouvelle structure optimisée pour une masse de palette de 45g

c. Fronts de Pareto pour le choix de la solution

La solution que nous avons obtenue dans le paragraphe précédent ne représente qu'une solution parmi d'autres possibilités. Pour obtenir les autres solutions possibles, nous effectuons plusieurs optimisations en fixant la masse de la palette à différentes valeurs dans le but de tracer des fronts de Pareto.

La Figure 4-14 nous montre les fronts de Pareto confrontant la masse de l'actionneur entier avec celle de la palette. Nous avons différents fronts de Pareto selon les contraintes implémentées. Nous pouvons observer la courbe de Pareto ne comportant ni contrainte d'encombrement ni contrainte magnétique : elle couvre la plus grande plage de variation de la masse de palette et autorise un nombre plus élevé d'actionneurs possibles. Les deux autres courbes de Pareto mixent contrainte magnétique ($B_{\max}=2.1\text{T}$) et contraintes d'encombrement.

Nous pouvons aussi visualiser sur la Figure 4-14 l'enveloppe extérieure de l'actionneur optimisé pour différents points sur les courbes de Pareto. Nous pouvons remarquer que l'optimisation tend à rendre l'actionneur plus encombrant en hauteur lorsque la masse de la palette est très faible. Dans cette situation, il est nécessaire d'augmenter la quantité d'aimant et d'ampères-tours afin de remplir les critères de force ; la manière la plus aisée pour y parvenir sans modifier drastiquement la masse de la palette est alors d'augmenter la hauteur totale de l'actionneur.

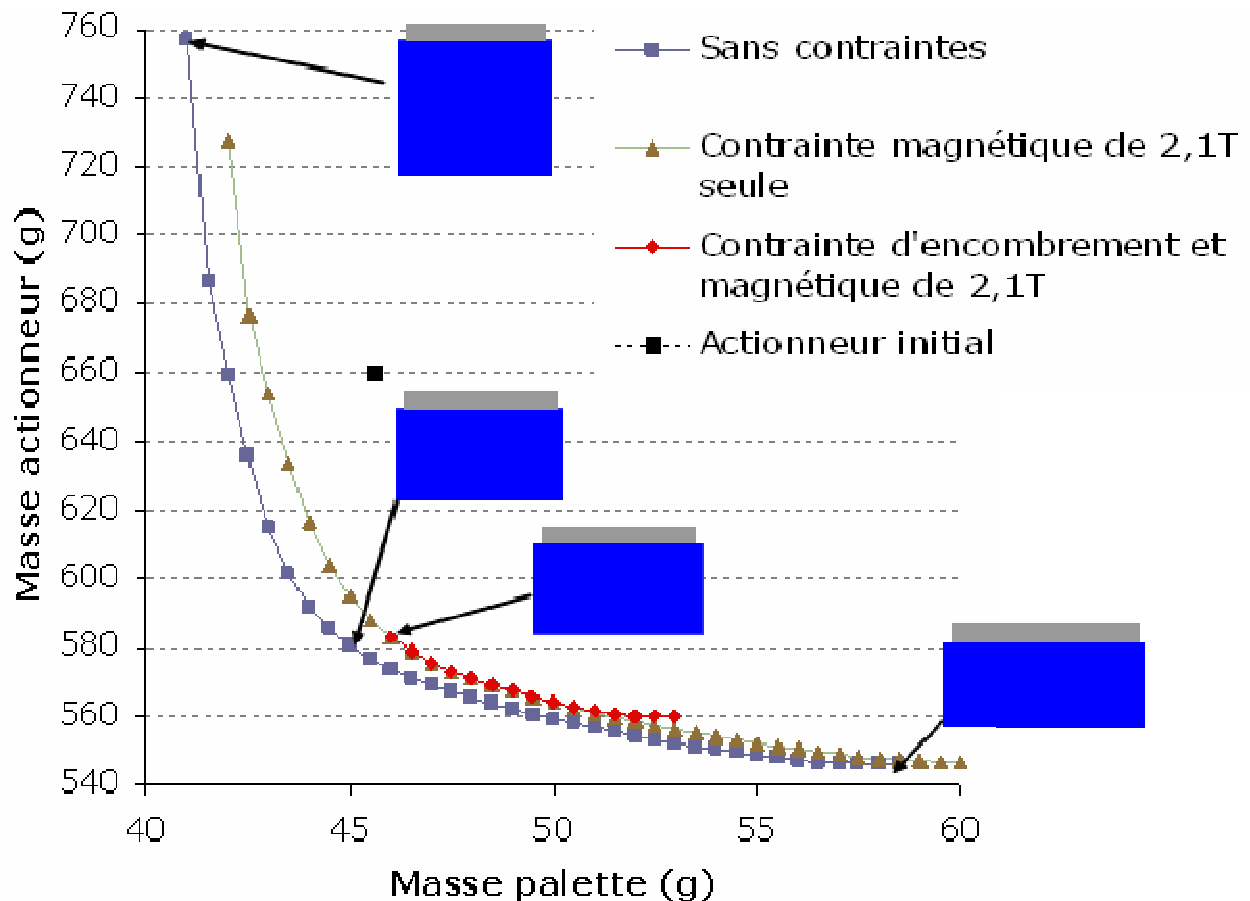


Figure 4-14 Fronts de Pareto de la masse totale en fonction de la masse de la palette et visualisation de l'encombrement de l'actionneur

Dans le cas d'une masse importante de la palette, la masse de l'actionneur est faible mais ce dernier tend à être plus encombrant sur la largeur. Dans cette situation, la minimisation de la masse de l'actionneur est plus aisée en diminuant sensiblement sa hauteur. Par conséquent, c'est en augmentant la largeur de l'actionneur que les critères de force sont remplis.

Sur la Figure 4-14, nous pouvons remarquer deux solutions qui respectent les critères de force et d'encombrement. La première correspond au point A (masse de palette égale à 46g et masse d'actionneur égale à 582g) sur la courbe de Pareto prenant en compte les contraintes géométriques et magnétique. La seconde solution correspond au point B qui est la solution vue précédemment (masse de palette égale à 45g et masse d'actionneur égale à 580g). Ce point a beau être sur la courbe de Pareto sans contraintes géométriques et sans contrainte magnétique, il n'en respecte pas moins les contraintes extérieures dimensionnelles.

Pour juger la validité des nouveaux actionneurs obtenus, nous allons les simuler par éléments finis avec Flux3D. Pour cela, nous récupérons leurs dimensions pour la création des géométries. Nous nous attendons à avoir de plus grands écarts de force avec la solution B (induction non limitée) car monter en induction est plus exigeant pour notre modèle réluctant.

3. Validation par éléments finis des solutions choisies

Le but de cette validation est de vérifier que les forces développées par les actionneurs A et B répondent bien aux critères imposés. Ces simulations par éléments finis nous permettent aussi de confronter ces nouvelles solutions à l'actionneur de référence.

a. Validation de la solution (A) avec $B < 2,1T$

La Figure 4-15 nous montre la confrontation de la solution A avec l'ancien actionneur. Nous pouvons remarquer que la solution A présente de meilleures performances sur la force par rapport l'ancien actionneur : la force au collage est plus grande, celle à faible entrefer et -17A est plus faible et pour finir, celle à grand entrefer et 10A est plus grande.

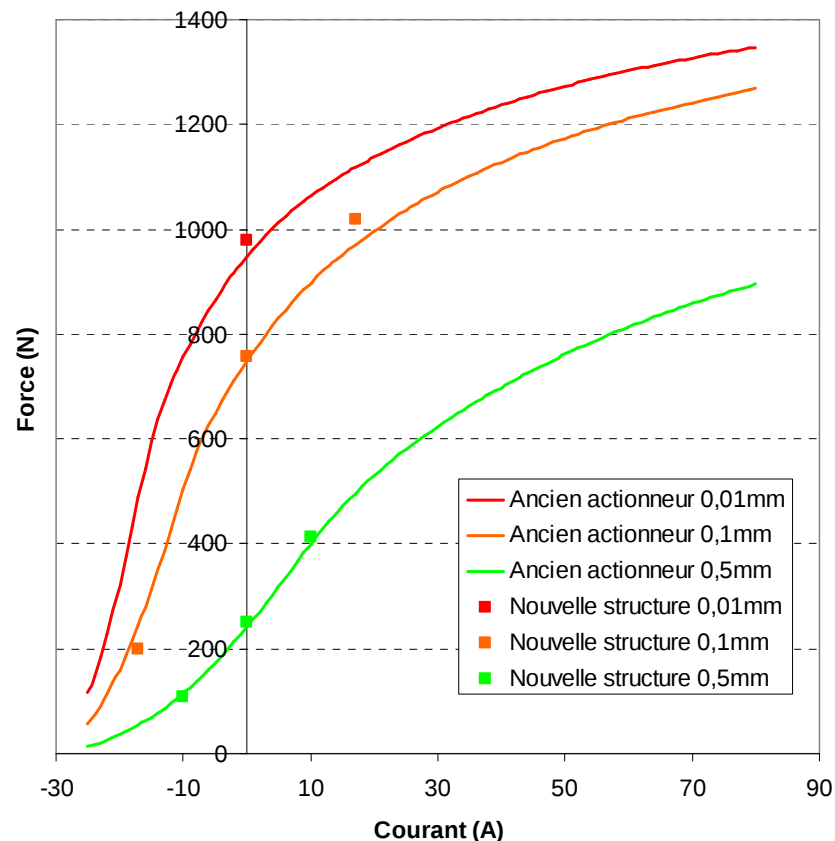


Figure 4-15 Confrontation des forces de la solution A (contraintes géométriques et $B < 2,1T$) avec celles de l'ancien actionneur

Le Tableau 4-1 récapitule les résultats de simulation de la solution A. Pour chaque entrefer, nous avons la force développée pour différentes valeurs du courant injecté dans la bobine. Nous pouvons remarquer sur le Tableau 4-1 que les critères de force sont bien respectés par le nouvel actionneur A.

Entrefer de 0,01 mm		Entrefer de 0,1 mm		Entrefer de 0,5 mm	
0 A	978 N > aux 948 N requis	-17 A	200 N < aux 246 N requis	10 A	414 N > aux 400 N requis

Tableau 4-1 Résultats de simulation par éléments finis de la solution A

Les performances de la solution A nous montrent que les ajustements effectués sur les critères de force pour tenir compte des erreurs du modèle réductant sont

pessimistes, l'écart est plus faible que 4%. Même si la masse de la nouvelle palette (46,0g) est légèrement supérieure à celle de l'ancienne (45,6g), nous pouvons considérer le résultat comme satisfaisant.

b. Validation de la solution (B) sans contraintes d'induction

La Figure 4-16 nous montre les performances de force de la solution B et celles de l'ancien actionneur. Nous pouvons remarquer que la solution B possède pratiquement les mêmes performances que l'ancien actionneur en termes de force, de renforcement du flux des aimants et de défluxage. L'ajustement de la contrainte de force au collage (+4%) est vraiment pertinent car nous obtenons exactement en final le niveau de force souhaité. Cela s'explique par un niveau de saturation plus élevé et aussi plus proche que celle du cas test qui a servi de référence. Cette saturation plus importante permet certes d'avoir une palette plus légère ainsi qu'une plus faible masse de l'actionneur, mais elle limite les variations du flux magnétique et de la force par rapport au courant injecté dans la bobine.

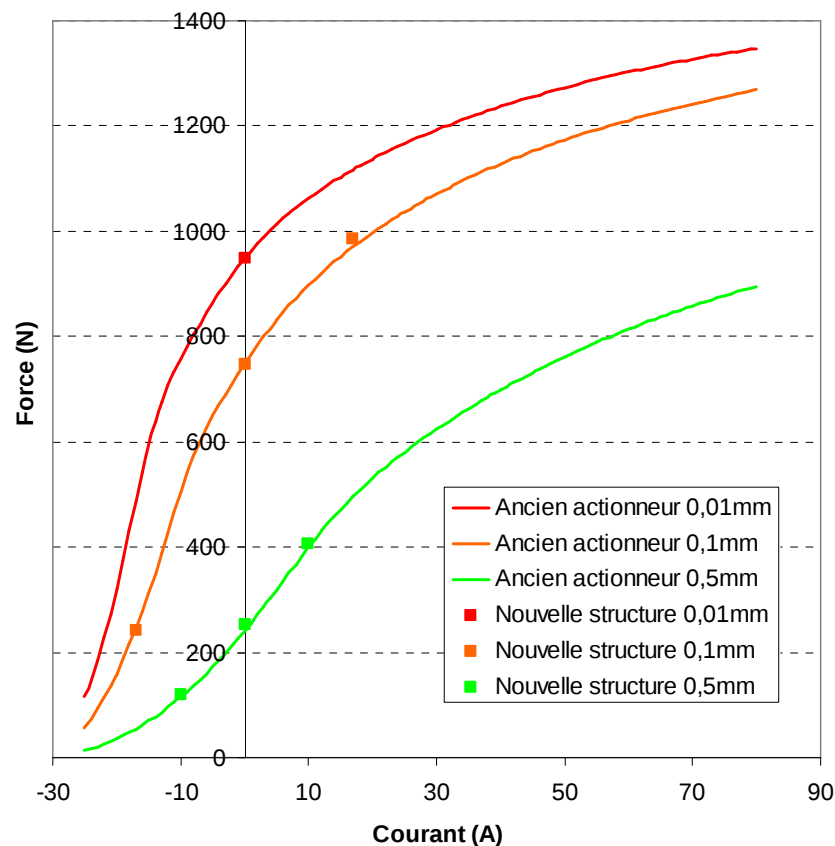


Figure 4-16 Confrontation des forces de la solution B avec celles de l'ancien actionneur

Le Tableau 4-2 récapitule les résultats de simulation de la solution B. Nous pouvons remarquer sur le Tableau 4-2 que les critères de force sont bien respectés par le nouvel actionneur B.

Entrefer de 0,01 mm		Entrefer de 0,1 mm		Entrefer de 0,5 mm	
0 A	948 N = aux 948 N requis	-17 A	242 N < 246 N requis	10 A	406 N > 400 N requis

Tableau 4-2 Résultats de simulation par éléments finis de la solution B

Les résultats de la Figure 4-16 et du Tableau 4-2 confirment la validité de l'actionneur B. Nous pouvons néanmoins nous poser la question si le gain de masse obtenu avec la solution B vaut le coût des moindres performances que celles de la solution A en termes de forces.

Il aurait été utile de poursuivre ces travaux par l'élaboration de prototypes, cela nous aurait permis de mieux voir les nuances entre les actionneurs A et B. Cependant par manque de temps nous n'avons pas pu continuer sur cette voie. Néanmoins les résultats du dimensionnement de notre nouvelle structure magnétique sont encourageants car les critères de force sont respectés au niveau des simulations par éléments finis.

III. Conclusion

A l'issue de ce chapitre, nous avons pu valider entièrement notre démarche d'optimisation d'une nouvelle structure d'actionneur de soupape, qui utilise une modélisation par réseau de ré reluctances. Le problème inverse que représente ce dimensionnement a été traité comme un problème d'optimisation avec contraintes. Les contraintes de cette optimisation sont essentiellement les critères de force, les critères d'encombrement et la masse de la palette mobile. Comme les critères de force correspondent à plusieurs points de fonctionnement, une duplication du modèle électromagnétique de l'actionneur a été nécessaire.

Le modèle ré luctant de notre nouvelle structure a pu être validé par comparaisons avec des simulations éléments finis en 3D, au niveau du flux magnétique et de la force exercée sur la palette. Il présente des erreurs parfaitement compatibles avec une démarche d'optimisation tout en restant très rapide. Nous avons pris en compte les erreurs du modèle et ajusté en conséquence les critères de forces pour l'optimisation. Ces ajustements se sont avérés pertinents puisque la simulation par éléments finis des actionneurs optimisés donne des forces qui respectent les critères.

Les fronts de Pareto que nous avons tracés nous ont permis de choisir deux solutions pour l'application camless. Ces deux actionneurs possèdent une masse plus faible que l'ancien, et la masse de leur palette est satisfaisante. Concernant les forces, l'un des deux actionneurs (A) dé fluxe et renforce mieux les aimants, tandis que l'autre (B) reproduit quasiment les forces de l'ancien actionneur. Le dimensionnement que nous avons effectué utilise certaines caractéristiques de l'ancien actionneur notamment son encombrement et ses dimensions. Cela nous permet de rester cohérents sur les actionneurs optimisés étant donné que nous n'intégrons pas certaines contraintes comme la thermique ou la tenue mécanique des pièces.

Les résultats obtenus ici sont encourageants. Ils demandent à être approfondis. La suite logique de cette étude serait de prendre en compte dans notre modèle tout ce qui n'est pas électromagnétique (mécanique, cinématique et alimentation), pour aboutir à un modèle complet et multiphysique de la fonction camless. Nous pensons que cela est maintenant réalisable.

La perspective de pouvoir introduire l'aspect transitoire et les pertes associées dans le modèle est plus lointaine (surtout en non linéaire) mais elle serait une avancée majeure.

IV. Bibliographie

- [1] Laurent Albert. *Modélisation et optimisation des alternateurs à griffes - Application au domaine automobile*. Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2004.
- [2] Sesanga N'Tshuika. *Optimisation de gamme : Application à la Conception des Machines Synchrones à Concentration de Flux*. Thèse de Doctorat, Université de Grenoble, 2011.
- [3] Tsarafidy Raminosoa. *Optimisation des performances des machines synchro-réductantes par réseaux de perméances*. Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, 2006.
- [4] Bertrand du Peloux. *Modélisation des actionneurs électromagnétiques par réseaux de réductances. Création d'un logiciel métier dédié au prédimensionnement par optimisation*. Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, 2006.
- [5] Christian Chillet and Jean-Yves Voyant. Design-oriented analytical study of a linear electromagnetic actuator by means of a reluctance network. *IEEE Transactions on Magnetics*, VOL. 37(NO. 4):pp 3004–3011, July 2001.
- [6] Bill SESANGA, Albert FOGGIA, Frédéric WURTZ. Modélisation analytique et optimisation des gammes des machines synchrones à concentration de flux. *Electrotechnique du Futur*, 2009.
- [7] Walter MURRAY. *Sequential Quadratic Programming Methods For Large-Scale Problems*. Computational Optimization and Applications, volume 7, 1997, Kluwer Academic Publishers.
- [8] Philip E. Gill, Walter Murray, Michael A. Saunders. SNOPT : An SQP algorithm for large-scale constrained optimization. *SIAM Review (Society of Industrial and Applied Mathematics)*, 47(1):99–131, 2005.

Conclusion et perspectives

Depuis les premiers brevets sur le concept de soupape électromagnétique, de nombreux travaux ont été menés sur ce sujet par la communauté scientifique et dans les milieux industriels (constructeurs automobiles, bureaux d'études), mais aucun actionneur n'est actuellement implémenté sur un véhicule en circulation. Pour le moment, seuls des dispositifs de distribution variable, couplés à l'arbre à cames, sont présents dans certaines automobiles.

Nous rappelons que pour obtenir les gains considérables promis par l'application camless, des exigences particulièrement contraignantes sont à remplir. En effet il est très difficile de concilier les critères de forces de l'actionneur avec les contraintes d'encombrement, une faible masse de l'actionneur, une faible masse mobile et une faible consommation électrique.

Néanmoins nous avons pu remarquer dans le chapitre 1, que les actionneurs, linéaires ou rotatifs, utilisant le principe masse-ressort semblent prometteurs en termes de consommation électrique et présentent un bon compromis avec la disponibilité de la force pour la robustesse du contrôle de la vitesse de la soupape. C'est le cas de l'actionneur que nous avons étudié dans le cadre de cette thèse, qui présente aussi d'autres avantages comme une structure magnétique relativement simple (topologie en forme de E) et une complexité mécanique moindre. Cet actionneur développe certes les forces requises mais nous avons cherché à l'améliorer en réduisant sa masse totale ainsi que celle de sa palette mobile.

Pour pouvoir améliorer cet actionneur, il a été nécessaire de bien le comprendre et de quantifier les variations de performance apportées par les modifications de la géométrie. C'est pourquoi une part importante a été accordée à une bonne modélisation de l'actionneur, dans le but d'obtenir des modèles rapides et suffisamment précis pour envisager des optimisations.

Le chapitre 2 était dédié à la modélisation en régime statique pour prévoir les forces développées à différents entrefers et différents courants, tandis que le chapitre 3 proposait une modélisation en régime transitoire, pour estimer les pertes par courants de Foucault et prendre en compte leurs perturbations lors d'une simulation transitoire.

La modélisation par réseau de réluctances dans le chapitre 2 nous a permis d'aboutir à un modèle rapide (résultats en quelques secondes) et suffisamment précis de l'actionneur, prenant en compte sa géométrie en 3D. La confrontation de ce modèle réluctant avec un modèle 3D en éléments finis et avec un prototype confirme sa validité et sa robustesse. Outre la modélisation propre de l'actionneur, la finalité du chapitre 2 est de proposer une méthodologie pour la mise en oeuvre du modèle réluctant qui tienne compte du caractère tridimensionnel de la géométrie. Cette méthodologie présente l'avantage d'être suffisamment globale pour être transposable à la modélisation d'autres actionneurs.

La modélisation de l'actionneur en régime transitoire dans le chapitre 3 constitue la contribution la plus importante et certainement la plus originale de ces travaux de thèse. Tout d'abord, la modélisation analytique des courants de Foucault dans la palette par imposition du flux magnétique, constitue une approche novatrice par rapport aux travaux issus de la littérature car elle prend directement en

compte l'effet de peau et se traduit par des conditions aux limites plus appropriées aux cas concrets d'études d'actionneur. En effet, l'évolution temporelle du flux calculé en statique est souvent disponible. Ensuite, nous avons proposé une extension semi analytique de cette méthode pour prendre en compte la saturation. Les résultats du modèle semi analytique sont en accord avec ceux obtenus par simulation éléments finis pour le champ magnétique, l'induction magnétique, la densité de courants et les pertes par courants de Foucault dans le cas d'une diffusion 1D dans une plaque rectangulaire. Ces méthodes ne peuvent être utilisées qu'en post-traitement, c'est-à-dire en ayant une estimation préalable de la valeur du flux magnétique.

Pour y remédier nous avons proposé dans le chapitre 3 un modèle analytique complémentaire pour calculer l'évolution du flux magnétique en direct, quelle que soit l'excitation en courant à travers la bobine. Il s'agit d'introduire des composants dynamiques dans le schéma réductant de l'actionneur. Deux modèles différents sont proposés, pour une étude fréquentielle ou temporelle. Nous avons testé ces modèles sur un cas concret d'actionneur en E et montré que nous arrivons à prendre en compte tous les phénomènes de courant induit sur un actionneur à la fois en mouvement et alimenté par un courant variable. Cette modélisation s'est avérée précise mais elle demanderait à être étendue car elle est pour l'instant limitée aux matériaux linéaires et ne prend en compte qu'une dimension.

Dans le chapitre 4, nous avons réutilisé l'expérience acquise dans les chapitres précédents sur l'étude et l'établissement des modèles d'actionneur, pour évaluer une autre structure d'actionneur sur le même cahier des charges que l'actionneur initial. Un nouveau modèle réductant a ainsi été établi et comparé sur un cas test avec des résultats fournis par calcul numérique élément finis 3D. Les erreurs obtenues sont parfaitement admissibles pour pouvoir envisager une optimisation des dimensions. Outre des contraintes d'encombrement, de consommation et de pertes, trois points de fonctionnement différents (courant-entrefer) ont été retenus pour être représentatifs du fonctionnement global de l'actionneur. Grâce aux outils développés au G2Elab (CADES), nous avons pu dupliquer facilement notre modèle et gérer simultanément trois points de fonctionnement lors de nos optimisations. Nous avons montré que la masse totale de l'actionneur était fortement influencée par la masse autorisée de palette en traçant un front de Pareto de ces solutions. Nous avons aussi vérifié que le niveau d'induction autorisé dans les pièces ferromagnétiques influence non seulement la solution, mais aussi la justesse du modèle ; une forte induction est plus exigeante pour le modèle. Finalement, deux actionneurs ont été retenus et testés par éléments finis 3D. Leurs performances sont soit égales soit supérieures à l'actionneur initial pour une masse plus faible, ce qui est assez remarquable car cet actionneur était déjà bien conçu.

La suite logique de cette étude aurait été de compléter notre modèle électromagnétique d'actionneur par toutes les parties définissant la fonction camless, c'est-à-dire les aspects cinétiques et mécaniques de toutes les pièces intervenant. Ce n'est qu'avec un tel modèle que l'on peut réellement obtenir la meilleure fonction globale car on ne fait alors aucune hypothèse simplificatrice sur des niveaux de force par exemple, ou des masses. Malheureusement, par manque de temps, elle n'a pas pu être menée.

La présence et la disponibilité des outils "labo" Reluctool et Cades ont grandement orienté et simplifié notre démarche d'optimisation. L'utilisation de ces logiciels en interne permet de mettre en évidence des éventuels défauts mais aussi de suggérer des extensions futures ou de nouvelles fonctionnalités : par exemple la prise en compte des courants induits dans les régimes dynamiques rapides.

Concernant le modèle de pertes par courants induits en réseau en échelle, il semble intéressant de pousser plus loin son étude pour le libérer de son domaine linéaire et monodimensionnel. Une réflexion a déjà commencé pour introduire l'aspect non linéaire ; elle mérite d'être poursuivie. L'extension du modèle à 2 dimensions semble très compliquée si on la souhaite exacte. Une solution approchée serait peut-être possible tout en conservant une bonne compatibilité avec un processus de dimensionnement et d'optimisation.

Actionneur linéaire rapide – Application aux soupapes électromagnétiques

Pour réduire les émissions de gaz polluants, les constructeurs automobiles cherchent à mieux contrôler le volume d'air introduit dans le moteur pour optimiser la combustion. Des dispositifs mécaniques ou hydrauliques couplés avec l'arbre à cames sont déjà en place dans certaines voitures et permettent des gains de 8 à 10% sur la consommation de carburant. L'utilisation d'un actionneur électromagnétique à la place de l'arbre à cames (application « camless ») pour commander les soupapes améliore nettement ce gain (15 à 20%). Les travaux de cette thèse consistent à modéliser une structure choisie, pour ensuite l'optimiser. Compte tenu des exigences de notre application et des contraintes d'environnement du moteur thermique, la modélisation doit être à la fois suffisamment précise et rapide pour estimer et améliorer les performances de l'actionneur. Pour la partie statique, nous avons opté pour un modèle réluctant 3D. Obtenu par extension de son homologue 2D, il reste rapide tout en donnant des résultats en accord avec les mesures. En régime transitoire, nous proposons une nouvelle approche analytique de la distribution des courants de Foucault, directement à partir de l'évolution du flux magnétique. L'équation de diffusion comporte alors des conditions aux limites de Neumann. Nous avons traité le cas d'un flux magnétique arbitraire grâce au théorème de Duhamel, ainsi que la saturation du matériau grâce à une approche semi-analytique.

Mots-clés : Actionneur linéaire, soupapes électromagnétiques, modèle réluctant, courants de Foucault, flux magnétique arbitraire, optimisation.

Fast Linear Actuator – Application to Electromagnetic Valves

Variable valve actuation is one of automotive constructors' strategies to fulfil environmental queries about emission of pollutant gases. It brings improvement to the thermal engine, and many constructors have their own devices associated to the camshaft, with a gain between 8 and 10% on fuel consumption. The use of camless actuator brings further more gain, from 15 to 20%. The established approach during this thesis consists in modelling a chosen topology of actuator, and next in optimization. However, camless specifications and constraints require fast models, but with correct accuracy. That's why we use 3D permeances network in steady state. That model is obtained from extension of its 2D version. It is still fast and gives results in good agreement with measurements. We proposed a new analytical approach of eddy currents distribution in transient state, directly from the evolution of magnetic flux. Thus we have Neumann's boundary conditions in the diffusion equation. Arbitrary magnetic flux excitation and saturated material (with semi-analytical approach) are considered.

Keywords: Linear actuator, electromagnetic valves, permeances network, eddy currents, arbitrary magnetic flux excitation, optimization.