



CONTRIBUTION A LA MODELISATION DE LA MACHINE ASYNCHRONE A CAGE PAR LOGICIELS D'ELEMENTS FINIS 2D ET 3D

Abdelhalim Taieb Brahimi

► To cite this version:

Abdelhalim Taieb Brahimi. CONTRIBUTION A LA MODELISATION DE LA MACHINE ASYNCHRONE A CAGE PAR LOGICIELS D'ELEMENTS FINIS 2D ET 3D. Energie électrique. Institut National Polytechnique Grenoble (INPG), 1992. Français. NNT: . tel-02161192

HAL Id: tel-02161192

<https://hal.science/tel-02161192>

Submitted on 20 Jun 2019

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.

THESE

présentée par

TAIEB BRAHIMI Abdelhalim
(Ingénieur de l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran- Algérie)

pour obtenir le titre de **DOCTEUR**

**DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE
GRENOBLE**

(arrêté Ministériel du 23 Novembre 1988)

(Spécialité : Génie Electrique)

=====

**CONTRIBUTION A LA MODELISATION DE LA
MACHINE ASYNCHRONE A CAGE PAR
LOGICIELS D'ELEMENTS FINIS 2D ET 3D**

=====

Date de soutenance : 23 juin 1992

Composition du Jury :

Monsieur	G.	SEGUIER	Président
Messieurs	J.F.	BALLAY	Examineurs
	A.	FOGGIA	
	M.	IVANES	
	G.	MEUNIER	
	J.	SAINT- MICHEL	

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble

THESE

présentée par

TAIEB BRAHIMI Abdelhalim
(Ingénieur de l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran- Algérie)

pour obtenir le titre de **DOCTEUR**

**DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE
GRENOBLE**

(arrêté Ministériel du 23 Novembre 1988)

(Spécialité : Génie Electrique)

=====

CONTRIBUTION A LA MODELISATION DE LA MACHINE ASYNCHRONE A CAGE PAR LOGICIELS D'ELEMENTS FINIS 2D ET 3D

=====

Date de soutenance : 23 juin 1992

Composition du Jury :

Monsieur	G.	SEGUIER	Président
Messieurs	J.F.	BALLAY	Examineurs
	A.	FOGGIA	
	M.	IVANES	
	G.	MEUNIER	
	J.	SAINT- MICHEL	

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble



INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

46, AVENUE FELIX VIALLET 38031 GRENOBLE CEDEX

TEL : 76.57.45.00

PRESIDENT DE L'INSTITUT
MONSIEUR G. LESPINARD

ANNEE 1990-1991

PROFESSEURS DES UNIVERSITES

ENSERG	BARIBAUD	MICHEL
ENSIEG	BARRAUD	ALAIN
ENSPG	BAUDELET	BERNARD
UFR PGP	BAUDIN	GERARD
ENSIEG ILL	BEAUFILS	JEAN-PIERRE
ENSERG	BLIMAN	SAMUEL
ENSHMG	BOIS	PHILIPPE
ENSPG	BONNET	GUY
ENSEEG	BONNETAIN	LUCIEN
ENSIEG	BRISSONNEAU	PIERRE
CUEFA	BRUNET	YVES
ENSHMG	CAILLERIE	DENIS
ENSPG	CAVAIGNAC	JEAN-FRANCOIS
ENSPG	CHARTIER	GERMAIN
ENSERG	CHENEVIER	PIERRE
UFR PGP	CHERADAME	HERVE
ENSIEG	CHERUY	ARLETTE
ENSERG	CHOVET	ALAIN
ENSHMG	COGNET	GERARD
ENSEEG	COLINET	CATHERINE
ENSIEG	CORNUT	BRUNO
ENSIEG	COULOMB	JEAN-LOUIS
ENSIMAG	CROWLEY	JAMES
ENSEEG	DALARD	FRANCIS
ENSHMG	DARVE	FELIX
ENSIMAG	DELLA DORA	JEAN
ENSERG	DEPEY	MAURICE
ENSPG	DEPORTES	JACQUES
ENSEEG	DEROO	DANIEL
ENSEEG	DESRE	PIERRE
ENSEEG	DIARD	JEAN-PAUL
ENSERG	DOLMAZON	JEAN-MARC
ENSEEG	DURAND	FRANCIS
ENSPG	DURAND	JEAN-LOUIS
ENSHMG	FAUTRELLE	YVES
ENSIEG	FOGGIA	ALBERT
ENSIMAG	FONLUPT	JEAN
ENSIEG	FOULARD	CLAUDE
ENSEEG	GALERIE	ALAIN

UFR PGP	GANDINI	ALESSANDRO
ENSPG	GAUBERT	CLAUDE
ENSERG	GENTIL	PIERRE
ENSIEG	GENTIL	SYLVIANE
ENSERG	GUERIN	BERNARD
ENSEEG	GUYOT	PIERRE
ENSIEG	IVANES	MARCEL
ENSERG	JANOT	MARIE-THERESE
ENSIEG	JAUSSAUD	PIERRE
ENSPG	JOST	REMY
ENSPG	JOUBERT	JEAN-CLAUDE
ENSIEG	JOURDAIN	GENVIEVE
UFR PGP	LACHENAL	DOMINIQUE
ENISEG	LACOUME	JEAN-LOUIS
ENSIEG	LADET	PIERRE
ENSIEG	LIENARD	JOEL
ENSHMG	LESIEUR	MARCEL
ENSHMG	LESPINARD	GEORGES
ENSPG	LONGUEQUEUE	JEAN-PIERRE
ENSHMG	LORET	BENJAMIN
ENSEEG	LOUCHET	FRANCOIS
ENSEEG	LUCAZEAU	GUY
ENSIMAG	LUX	AUGUSTIN
ENSIEG	MASSE	PHILIPPE
ENSIEG	MASSELOT	CHRISTIAN
ENSIMAG	MAZARE	GUY
ENSIMAG	MOHR	ROGER
ENSHMG	MOREAU	RENE
ENSIEG	MORET	ROGER
ENSIMAG	MOSSIÈRE	JACQUES
ENSHMG	OBLED	CHARLES
ENSERG	PANANAKAKIS	GEORGES
ENSEEG	PAULEAU	YVES
ENSIEG	PERRET	ROBERT
ENSHMG	PIAU	JEAN-MICHEL
ENSERG	PIC	ETIENNE
ENSIMAG	PLATEAU	BRIGITTE
ENSERG	POUPOT	CHRISTIAN
ENSEEG	RAMEAU	JEAN-JACQUES
ENSPG	REINISCH	RAYMOND
UFR PGP	RENAUD	MAURICE
ENSIMAG	ROBERT	FRANCOIS
ENSIEG	ROYE	DANIEL
ENSIEG	SABONNADIÈRE	JEAN-CLAUDE
ENSERG	SAGUET	PIERRE
ENSIMAG	SAUCIER	GABRIELE
ENSPG	SCHLENKER	CLAIRE
ENSPG	SCHLENKER	MICHEL
UFR PGP	SILVY	JACQUES
ENSHMG	SIRIEYS	PIERRE
ENSEEG	SOHM	JEAN-CLAUDE
ENSIMAG	SOLER	JEAN-LOUIS
ENSEEG	SOUQUET	JEAN-LOUIS
ENSHMG	TICKIEWITCH	SERGE
ENSHMG	TROMPETTE	PHILIPPE
ENSIMAG	VERJUS	JEAN-PIERRE
ENSPG	VINCENT	HENRI
ENSERG	ZADWORYNY	FRANCOIS

SITUATION PARTICULIERE
PROFESSEURS D'UNIVERSITE

DETACHEMENT

ENSPG	BLOCH	DANIEL.....	RECTEUR	21.12.1993
ENSIMAG	LATOMBE	J.CLAUDE.....	DETACHEMENT	01.05.1993
ENSHMG	PIERRARD	J.MARIE.....	DETACHEMENT	01.05.1991
ENSIMAG	VEILLON	GERARD.....	DISPONIBLE	01.10.1993

SURNOMBRE

ENSHMG	BOUVARD	MAURICE	30.09.1990
--------	---------	---------------	------------

PERSONNES AYANT OBTENU LE DIPLOME

D'HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

BALESTRA
 BALME
 BECKER
 BIGEON
 BINDER
 BOE
 BOUVIER
 CHASSERY
 CHOLLET
 COEY
 COMMAULT
 CORNUEJOLS
 COURNIL
 DALLERY
 DESCOTES-GENON
 DUGARD
 DURAND
 FERRIEUX
 GAUTHIER
 GHIBAUDO
 HAMAR
 HAMAR
 HORAUD
 KUENY
 LATOMBE
 LE HUY
 LE GORREC
 LOZANO-LEAL
 MAHEY
 MEUNIER
 MICHEL
 MONMUSSON-PICQ
 MULLER
 MULLER
 NGUYEN TRONG
 NIEZ
 PASTUREL
 PERRIER
 PLA
 RECHENMANN
 ROGNON
 ROUGER
 TCHUENT
 TRYSTRAM

FRANCIS
 LOUIS
 MONIQUE
 JEAN
 ZDENECK
 LOUIS-JEAN
 GERARD
 JEAN-MARC
 JEAN-PIERRE
 JEAN-PIERRE
 CHRISTIAN
 GERARD
 MICHEL
 YVES
 BERNARD
 LUC
 MADELEINE
 JEAN-PAUL
 JEAN-PAUL
 GERARD
 SYLVIANE
 ROGER
 PATRICE
 JEAN-LOUIS
 CLAUDINE
 HOANG
 BERNARD
 ROGELIO
 PHILIPPE
 GERARD
 GERARD
 GEORGETTE
 JEAN
 JEAN-MICHEL
 BERNADETTE
 JEAN-JACQUES
 ALAIN
 PASCAL
 FERNAND
 FRANCOIS
 JEAN-PIERRE
 JEAN
 MAURICE
 DENIS

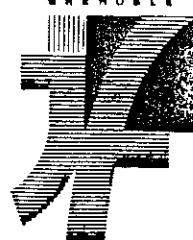
DIRECTEURS DE RECHERCHE DU CNRS

ALEMANY
 ALLIBERT
 ALLIBERT
 ANSARA
 ARMAND
 AUDIER
 BERNARD
 BINDER
 BONNET
 BORNARD
 CAILLET
 CARRE
 CHATILLON
 CLERMONT
 COURTOIS
 CRISTOLOVEANU
 DAVID
 DION
 DRIOLE
 DURAND
 EUSCUDIER
 EUSTATHOPOULOS
 FINON
 FRUCHARD
 GARNIER
 GIROD
 GLANGEAUD
 GUELIN
 HOPFINGER
 JORRAND
 JOUD
 KAMARINOS
 KLEITZ
 KOFMAN
 LANDAU
 LEJEUNE
 LEPROVOST
 MADAR
 MARTIN
 MERMET
 MICHEL
 NAYROLLES
 PASTUREL
 PEUZIN
 PHAM
 PIAU
 RENOUEAU
 SENATEUR
 SIFAKIS
 SIMON

ANTOINE
 COLETTE
 MICHEL
 IBRAHIM
 MICHEL
 MARC
 CLAUDE
 GILBERT
 ROLAND
 GUY
 MARCEL
 RENE
 CHRISTIAN
 JEAN-ROBERT
 BERNARD
 SORIN
 RENE
 JEAN-MICHEL
 JEAN
 ROBERT
 PIERRE
 NICOLAS
 DOMINIQUE
 ROBERT
 MARCEL
 JACQUES
 FRANCOIS
 PIERRE
 EMIL
 PHILIPPE
 JEAN-CHARLES
 GEORGES
 MICHEL
 WALTER
 IOAN
 GERARD
 CHRISTIAN
 ROLAND
 JEAN-MARIE
 JEAN
 JEAN-MARIE
 BERNARD
 ALAIN
 JEAN-CLAUDE
 ANTOINE
 MONIQUE
 DOMINIQUE
 JEAN-PIERRE
 JOSEPH
 JEAN-PAUL

SUERY
 TEODOSIU
 VACHAUD
 VAUCLIN
 WACK
 YAVARI
 YONNET

MICHEL
 CHRISTIAN
 GEORGES
 MICHEL
 BERNARD
 ALI-REZA
 JEAN-PAUL



Président de l'Université :

M. NEMOZ Alain

ANNEE UNIVERSITAIRE 1990 - 1991

MEMBRES DU CORPS ENSEIGNANT DE SCIENCES ET DE GEOGRAPHIE

PROFESSEURS DE 1ERE CLASSE

ADIBA Michel	Informatique
ANTOINE Pierre	Géologie I.R.I.G.M.
ARVIEU Robert	Physique Nucléaire I.S.N.
AURIAULT Jean Louis	Mécanique
BARNA Jean René	Statistiques - Mathématiques Appliquées
BECKER Pierre	Physique
BEGUIN Claude	Chimie Organique
BELORISKY Elie	Physique
BENZAKEN Claude	Mathématiques Pures
BERARD Pierre	Mathématiques Pures
BERNARD Alain	Mathématiques Pures
BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
BERTRANDIAS Jean Paul	Mathématiques Pures
BILLET Jean	Géographie
BLANCHI Jean Pierre	A.P.S.
BOEHLER Jean Paul	Mécanique
BOITET Christian	Informatique et Mathématiques Appliquées
BORNAREL Jean	
BRUANDET Jean François	Physique
CARLIER Georges	Biologie Végétale
CASTAING Bernard	Physique
CHARDON Michel	Géographie
CHIBON Pierre	Biologie Animale
COHEN ADDAD Jean Pierre	Physique
COLIN DE VERDIERE Yves	Mathématiques Pures
CYROT Michel	Physique du Solide
DEBELMAS Jacques	Géologie Générale
DEMAILLY Jean Pierre	Mathématiques Pures
DENEUVILLE Alain	Physique
DEPORTES Charles	Chimie Minérale
DOLIQUE Jean Michel	Physique des Plasmas
DOUCE Roland	Physiologie Végétale
DUCROS Pierre	Cristallographie
FINKE Gerde	Informatique
GAUTRON René	Chimie
GENIES Eugène	Chimie
GERMAIN Jean Pierre	Mécanique
GIDON Maurice	Géologie
GIGNOUX Claude	Sciences nucléaires
GILLARD Roland	Mathématiques
GUITTON Jacques	Chimie

.. / ...

HERAULT Jeanny
 HICTER Pierre
 JANIN Bernard
 JOLY Jean René
 JOSELEAU Jean Paul
 KAHANE André
 KAHANE Josette
 KRAKOWIAK Sacha
 LAJZEROWICZ Jeanine
 LAJZEROWICZ Joseph
 LAURENT Pierre Jean
 LEBRETON Alain
 DE LEIRIS Joël
 LHOMME Jean
 LOISEAUX Jean Marie
 LONGEQUEUE Nicole
 LUNA Domingo
 MACHE Régis
 MASCLE Georges
 MAYNARD Roger
 NEMOZ Alain
 OMONT Alain
 PELMONT Jean
 PERRIER Guy
 PIERRE Jean Louis
 RENARD Michel
 RICHARD Jean Marc
 RIEDTMANN Christine
 RINAUDO Marguerite
 ROBERT Jean Bernard
 ROSSI André
 SAXOD Raymond
 SENDEL Philippe
 SERGERAERT Francis
 SOUCHIER Bernard
 STUTZ Pierre
 TRILLING Laurent
 VALLADE Marcel
 VAN CUTSEM Bernard
 VIALON Pierre
 VIDAL Micheal

Physique
 Chimie
 Géographie
 Mathématiques Pures
 Biochimie
 Physique
 Physique
 Mathématiques Appliquées
 Physique
 Physique
 Mathématiques Appliquées
 Mathématiques Appliquées
 Biologie
 Chimie
 Sciences Nucléaires I.S.N.
 Physique
 Mathématiques Pures
 Physiologie Végétale
 Géologie
 Physique du Solide
 Physique
 Astrophysique
 Biochimie
 Géophysique
 Chimie Organique
 Thermodynamique

Mathématiques
 Chimie C.E.R.M.A.V.

Biologie
 Biologie Animale
 Biologie Animale
 Mathématiques Pures
 Biologie
 Mécanique
 Mathématiques Appliquées
 Physique
 Mathématiques Appliquées
 Géologie

APPARU Marcel
 ARMAND Gilbert
 ARNAUD Hubert
 ARTRU Marie Christine
 ATTANE Pierre
 BARATE Robert
 BARET Paul
 BARGE Jean
 BARLET Roger
 BERTIN José
 BLOCK Marc
 BLUM Jacques
 BOITET Christian
 BORRIONE Dominique
 BOULON Marc
 BOUTRON Claude
 BOUVET Jean
 BROSSARD Jean
 BRUGAL Gérard
 CAMPILLO Michel
 CAVAILLE Jean Yves
 CERFF Rudiger
 CHIARAMELLA Yves
 CHOLLET Jean Pierre
 COLOMBEAU Jean François
 COTTET Georges-Henri
 COURT Jean
 CUNIN Pierre Yves
 DAVID Jean
 DEROUARD Jacques
 DHOUILLY Danielle
 DUFRESNOY Alain
 DUPUY Claude
 DURAND Mireille
 FONTECAVE Marc
 FOURNIER Jean Marc
 GASPARD François
 GIDON Maurice
 GIORNI Alain
 GONZALEZ SPRINBERG Gérardo
 GOURC Jean Pierre
 GUIGO Maryse
 GUMUCHIAN Hervé
 HACQUES Gérard
 HAMMOU Abdelkader
 HERBIN Jacky
 HERINO Roland
 HERZOG Michel
 JARDON Pierre
 JUTTEN Christian
 KERCKHOVE Claude
 KOSAREW Siegmund
 KLINGER Jurgen
 LAURENT Christine
 MANDARON Paul
 MARTINEZ Francis
 MERCHEZ Fernand
 MILAS Michel
 MOREL Alain
 MORIN Pierre
 NGUYEN HUY Xuong
 OUDET Bruno

Chimie
 Géographie
 Géologie
 Physique
 Mécanique
 Sciences Nucléaires
 Chimie
 Mathématiques
 Chimie
 Mathématiques
 Biologie
 Mathématiques Appliquées
 Mathématiques Appliquées
 Automatique informatique
 Mécanique
 Glaciologie
 Biologie
 Mathématiques
 Biologie
 Géophysique
 Chimie
 Biologie
 Mathématiques Appliquées
 Mécanique
 Mathématiques (ENSL)
 Modélisation, calcul scientifique, statis.
 Chimie
 Informatique
 Géographie
 Physique
 Biologie
 Mathématiques Pures
 Chimie
 Sciences Nucléaires
 Chimie
 Physique
 Physique
 Géologie
 Sciences Nucléaires
 Mathématiques Pures
 Mécanique
 Géographie
 Géographie
 Mathématiques Appliquées
 Chimie
 Géographie
 Physique
 Biologie
 Chimie
 Physique
 Géologie
 Math. fondamentales et appliquées
 Glaciologie
 Mathématiques
 Biologie
 Mathématiques Appliquées
 Physique
 Chimie
 Géographie
 Physique
 Informatique
 Mathématiques Appliquées

.. / ...

PAUTOU Guy
 PECHER Arnaud
 PELLETIER Guy
 PERRIN Claude
 PFISTER Claude
 PIBOULE Michel
 PORTESEIL Jean Louis
 PUECH Laurent
 RAYNAUD Hervé
 REGNARD Jean René
 ROBERT Claudine
 ROBERT Danielle
 ROBERT Gilles
 SAJOT Gérard
 SARROT REYNAULD Jean
 SAYETAT Françoise
 SERVE Denis
 STOECKEL Frédéric
 SCHOLL Pierre Claude
 SUBRA Robert
 TEMPERVILLE André
 TISSUT Michel
 TOURNIER Evelyne
 VALLADE Marcel
 VALLON Michel
 VICAT Jean
 VINCENS Maurice
 VINCENT Gilbert
 VIVIAN Robert
 VOTTERO Philippe
 WITOMSKI Patrick

Biologie
 Géologie
 Astrophysique
 Sciences Nucléaires I.S.N.
 Biologie
 Géologie
 Physique
 Physique
 Mathématiques Appliquées
 Physique
 Didactique des disciplines scientifiques
 Chimie
 Mathématiques Pures
 Physique
 Géologie
 Physique
 Chimie
 Physique
 Mathématiques Appliquées
 Chimie
 Mécanique
 Biologie
 Informatique et Mathématiques appliquées
 Physique
 Glaciologie
 Physique
 Chimie
 Physique
 Géographie
 Chimie

" Dis : Si la mer était une encre pour consigner les paroles de mon Seigneur, la mer serait tarie avant que ne tarissent les paroles de mon Seigneur, même si on l'augmentait d'une mer supplémentaire "

Coran - verset 18, sourate 109

" Si tout ce qui est arbre sur terre devenait des plumes, et si la mer était une encre grossie de sept autres mers, tout cela n'épuiserait pas les paroles de Dieu. Dieu est Tout-Puissant et Sage "

Coran - verset 31, sourate 27

A mes Parents, à mon frère à mes soeurs je dédie ce mémoire

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble; il résulte d'une collaboration entre ce Laboratoire et les sociétés Moteur LEROY-SOMER et Electricité De France, que je tiens à remercier pour leurs support financier et technique. Je tiens aussi à remercier le Ministère délégué aux Universités de la République Algérienne, le Centre des Oeuvres Universitaires et Sociales (C.R.O.U.S.), et le Centre International des Etudiants Stagiaires (C.I.E.S.) pour la gestion du financement de ce travail.

J'adresse mes sincères remerciements à :

Monsieur G. SEGUIER, Professeur à l'Université des Sciences et Techniques de Lille, pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de présider le jury de cette thèse et d'être l'un des rapporteurs.

Monsieur J.F. BALLAY, Ingénieur de recherches à Electricité De France, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et l'honneur qu'il me fait en acceptant d'être membre du jury de cette thèse. Je le remercie aussi d'avoir suivi avec attention ces travaux.

Monsieur A. FOGGIA, Professeur à l'Institut National Polytechnique de Grenoble, qui m'a accueilli dans l'équipe, a dirigé mes recherches et m'a prodigué tout au long de cette thèse ses conseils et encouragements. Qu'il trouve ici, l'expression de ma plus profonde reconnaissance.

Monsieur M. IVANES, Professeur à l'Institut National Polytechnique de Grenoble, qui m'a accueilli à mon arrivé au Laboratoire, pour sa participation active à ce travail, les conseils qu'il m'a prodigués, et l'honneur qu'il me fait en participant à ce jury et d'être l'un des rapporteurs.

Monsieur G. MEUNIER, Directeur de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, pour l'honneur qu'il me fait en étant membre du jury de cette thèse, et pour ses nombreux conseils et encouragements. Qu'il soit assuré de ma plus profonde reconnaissance.

Monsieur J. SAINT-MICHEL, Directeur du G.M.P. de la société Moteurs LEROY-SOMER, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et l'honneur qu'il me fait par sa participation dans le jury de cette thèse.

Monsieur PELTIER, Directeur technique du Groupe Moteurs LEROY-SOMER et Messieurs MANFE, VASSENT, Ingénieurs de recherches à la société Moteurs LEROY-SOMER, pour la confiance qu'ils m'ont accordée et l'aide précieuse dans l'accomplissement de ce travail par leur collaboration.

Monsieur R. PERRET, Professeur à l'Institut National Polytechnique de Grenoble, Directeur adjoint du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble, pour son accueil au sein du Laboratoire.

Mes remerciements s'adressent aussi à l'ensemble des membres du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble et tout particulièrement à Monsieur J.L. COULOMB, Professeur à l'Institut National Polytechnique de Grenoble et responsable des études doctorales, Madame E. CALLEGHER, Messieurs P. LABIE, P. GUILLOT, P. PERREAU, P. STANISLAS, Y. MARECHAL et B. MOREL pour leurs aides et leurs disponibilités, Messieurs L. PIERRAT, Z. AZZOUZ, B. BELHOUCINE, M. JARNIEUX, A. MARTINEZ, S. AHRENS, I. PARK, K. KADDED, M. BENAHMED, S. BACHA, B. NEKHOUL, A. DARCHERIF, W. NORWEISER, G. REYNE, R. SALDANHA, P. LOMBARD, M. HAMADACHE, G. CARRON DE LA MORINAIS, I. SAKELLARIS, S. MEKHTOUB, collègues chercheurs, pour toutes les discussions fructueuses et les agréables moments passés ensemble.

Je tiens à remercier Madame J. EVEN, qui a assuré la dactylographie de ce mémoire avec soin et diligence, ainsi que Mesdames J. BRICHET et S. PELLETIER pour leur gentillesse et leur disponibilité.

SOMMAIRE

SOMMAIRE

<u>INTRODUCTION GENERALE</u>	-25-
<u>CHAPITRE I MODELISATION DE LA MACHINE ASYNCHRONE A PARTIR DU SCHEMA EQUIVALENT</u>	
I.1 INTRODUCTION	-31-
I.2 DEFINITION DU SCHEMA EQUIVALENT	-32-
I.2.1 Introduction	-32-
I.2.2 Mise en équations	-32-
I.2.3 Identification des équations	-36-
I.2.4 Conclusion	-37-
I.3 LES DIFFERENTS MODELES DU SCHEMA EQUIVALENT	-38-
I.3.1 Introduction	-38-
I.3.2 Essai à vide	-38-
I.3.3 Essai en court-circuit	-39-
I.3.4 Conclusion	-41-
I.4 CALCUL ANALYTIQUE DES PARAMETRES DU SCHEMA EQUIVALENT	-42-
I.4.1 Introduction	-42-
I.4.2 Calcul de la résistance primaire par phase	-43-
I.4.3 Calcul des réactances de fuites	-44-
I.4.4 Calcul de la réactance magnétisante	-48-
I.4.5 Calcul de la résistance rotorique	-50-
I.4.6 Calcul de la résistance des pertes fer	-51-
I.4.7 Calcul de la réactance d'inclinaison	-52-
I.4.8 Construction du schéma équivalent	-53-
I.5 CALCUL DES CARACTERISTIQUES DU MOTEUR	-55-

I.6 CONCLUSION	-58-
<u>CHAPITRE II</u> MODELISATION PAR ELEMENTS FINIS DE LA MACHINE ASYNCHRONE	
II.1 INTRODUCTION	-61-
II.2 PRINCIPE DE LA METHODE DES ELEMENTS FINIS	-62-
II.2.1 Introduction	-62-
II.2.2 Formulation des équations de Maxwell	-64-
II.2.3 Mise en équations par la méthode des éléments finis	-66-
II.2.4 Conclusion	-69-
II.3 MODELISATION DE LA MACHINE ASYNCHRONE	-70-
II.3.1 Introduction	-70-
II.3.2 Modélisation de la machine asynchrone par la magnétostatique	-70-
II.3.3 Modélisation de la machine asynchrone par la magnétodynamique complexe	-72-
II.3.3.1 Application des équations de Maxwell	
II.3.3.2 Conversion de la caractéristique de saturation des milieux ferromagnétiques B(H)	
II.4 RESULTATS DE SIMULATIONS	-76-
II.5 CONCLUSION	-80-
<u>CHAPITRE III</u> ETABLISSEMENT DU SCHEMA EQUIVALENT DE LA MACHINE ASYNCHRONE A PARTIR D'UN CALCUL PAR ELEMENTS FINIS	
III.1 INTRODUCTION	-83-
III.2 CONSIDERATION GENERALES SUR LE CALCUL D'UNE MACHINE ASYNCHRONE A CAGE	-84-
III.2.1 Calcul d'une machine à cage	-84-
III.2.1.1 Cas théorique	-84-
III.2.1.2 Cas réel	-84-
III.2.2 Théorie classique de la machine à cage	-85-

III.2.2.1 Champ tournant stator	-86-
III.2.2.2 Champ tournant rotor	-87-
III.2.2.3 Calcul du couple	-89-
III.2.3 Conclusion	-90-
III.3 EXPLOITATION DES RESULTATS	-91-
III.3.1 Introduction	-91-
III.3.2 Calcul de l'induction et le champ en un point	-91-
III.3.3 Calcul des courants induits	-93-
III.3.4 Conclusion	-94-
III.4 CALCUL DES PARAMETRES DU SCHEMA EQUIVALENT	-95-
III.4.1 Travaux antérieurs	-95-
III.4.2 Méthode des deux essais	-97-
III.4.3 Méthode du potentiel vecteur	-99-
III.4.4 Utilisation du diagramme vectoriel	-101-
III.4.5 Conclusion	-107-
III.5 RESULTATS DE SIMULATION	-109-
III.5.1 Caractéristiques du moteur utilisé	-109-
III.5.2 Variation des paramètres en fonction du glissement	-110-
III.5.2.1 Variation des paramètres sans rebouclage sur la tension	-110-
III.5.2.2 Calcul avec rebouclage de tension	-114-
III.6 CONCLUSION	-115-
 <u>CHAPITRE IV</u> ETUDE DES EFFETS D'EXTREMITE PAR LOGICIEL	
 D'ELEMENTS FINIS TRIDIMENSIONNELS	
IV.1 INTRODUCTION	-119-
IV.2 CALCUL ANALYTIQUE DES EFFETS D'EXTREMITE	-120-
I.2.1 Introduction	-120-
I.2.2 Calcul de la réactance des têtes de bobines	-120-
a. Hypothèses de calcul	

b. Formules utilisées	
IV.2.3 Calcul de la résistance des anneaux de court-circuit	-125-
IV.2.4 Conclusion	-129-
IV.3 CALCUL DES EFFETS D'EXTREMITE PAR LOGICIEL	
ELEMENTS FINIS 3D	-130-
IV.3.1 Introduction	-130-
IV.3.2 Calcul de la réactance des têtes de bobines	-130-
IV.3.2.1 Description du problème et hypothèses de calcul	-130-
IV.3.2.2 Mise en équations par la magnétostatique et formulations utilisées	-132-
a. Potentiel vecteur	
b. potentiel scalaire magnétique ϕ	
c. Potentiel réduit magnétique ϕ_r	
IV.3.2.3 Conditions aux limites	-135-
IV.3.2.4 Calcul des courants dans les enroulements des têtes de bobines	-136-
IV.3.2.5 Application du potentiel vecteur magnétique pour le calcul de la réactance de fuite des têtes de bobines	-138-
IV.3.2.6 Résultats de simulations	-143-
a. Exemple 1	-143-
b. Exemple 2	-146-
c. Exemple 3	-149-
IV.3.3 Calcul de la résistance des anneaux de court-circuit	-154-
IV.3.3.1 Description problème et hypothèses de calcul	-154-
IV.3.3.2 Résultats de simulations	-155-
IV.4 CONCLUSION	-158-
 <u>CONCLUSION GENERALE</u>	-161-
<u>ANNEXES</u>	-165-
<u>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</u>	-171-

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION

Le moteur à cage d'écureuil est la machine électrique la plus répandue car la moins onéreuse pour obtenir de la puissance mécanique à partir du réseau alternatif industriel. Ses principaux avantages sont sa robustesse, sa simplicité de réalisation et son absence de contacts mobiles au rotor. Ses principaux inconvénients proviennent du fait que relié au réseau 50 Hz elle ne peut pas atteindre des vitesses très élevées et que son facteur de puissance n'est pas toujours très bon. Malgré cela on obtient, des vitesses assez grandes en utilisant des alimentations statiques à fréquence variable [46], [47].

Le calcul de la machine à induction n'a pas changé depuis les analyses classiques publiées dans le passé [2], [3], [6], [18], [30]. Le schéma équivalent est toujours resté le même depuis qu'il a été proposé par Steinmetz [48]. L'étude que nous avons effectuée, n'a pas pour but de redéfinir un autre schéma mais d'essayer de retrouver les différents paramètres qui le composent, à partir d'une ou de plusieurs résolutions par éléments finis [7], [9], [10], [41]. Les techniques actuelles utilisées dans l'industrie, sont basées sur des modèles très simples complétés par différents facteurs empiriques afin de représenter les propriétés du circuit magnétique. Malgré cela elles restent très approximatives sur l'interprétation des différents phénomènes électromagnétiques qui s'y développent. En conséquence la mise au point de nouveaux moteurs passe par la conception de nombreux prototypes avant l'obtention du produit fini. Le premier chapitre de cette thèse fera le point sur les techniques classiques de calcul des machines asynchrones afin d'en fixer les limites.

Par ailleurs des méthodes de calculs numériques, conçues pour l'utilisation avec des ordinateurs puissants, permettent en théorie, à notre avis, d'obtenir des solutions très précises pour peu qu'on accepte d'y mettre le prix, c'est à dire des temps élevés de programmation et de calcul sur ordinateurs. La méthode des éléments finis utilise une technique qui permet de modéliser, d'une manière très fine, tous les phénomènes, ou presque, qui se produisent dans un système électromagnétique [42], [43], [44]. Son application majeure, a été, à l'origine dans le domaine du génie civil et du génie mécanique. Cependant, il y a environ deux décennies, elle a trouvé un champ d'application beaucoup plus sensible et beaucoup plus délicat au point de vue des phénomènes physiques, qui est le domaine de l'électrotechnique.

La méthode des éléments finis, notamment bidimensionnelle, appliquée à l'électromagnétisme consiste à décrire dans un plan, la géométrie de l'objet à étudier, à la mailler, puis à résoudre les équations générales de l'électromagnétisme sur tous les noeuds du maillage, en tenant compte des propriétés physiques affectées aux éléments. Le deuxième chapitre est consacré à une description rapide de cette méthode et à son application à la modélisation en 2D de la machine asynchrone, notamment en magnétostatique [10] et en magnétodynamique complexe [58]; ainsi qu'aux résultats que peuvent nous fournir de tels calculs.

Ceci nous amène alors à réfléchir sur la notion de schéma équivalent, car le moteur asynchrone est un objet électromagnétique très complexe qui ne peut être modélisé au moyen d'un simple modèle électrique dont les paramètres sont constants. Dans le troisième chapitre, nous essaierons de calculer les différents paramètres du schéma équivalent classique de la machine asynchrone, à partir des résultats des méthodes numériques.

L'étude a été surtout axée sur la section droite de la machine, étude bidimensionnelle, où il a été question d'étudier les phénomènes physiques qui s'y développent, en supposant que les effets d'extrémités ont un effet négligeable sur le comportement de la machine ou du moins sont pris en considération, par un calcul analytique, en les associant à des circuits électriques couplés aux équations de champs [7], [33], [59], [60]. Ceci nous amène à améliorer ces techniques en essayant de calculer numériquement ces effets tridimensionnels, notamment la réactance de fuite des têtes de bobines dont les effets ne sont pas négligeables au démarrage [8], [61]. Cette étude a été réalisée avec des outils de calcul numérique tridimensionnel [1], [15]. Cette dernière partie fera l'objet du quatrième chapitre de notre mémoire.

CHAPITRE I

MODELISATION DE LA MACHINE ASYNCHRONE A PARTIR DU SCHEMA EQUIVALENT

I.1 INTRODUCTION

La précision de calcul du comportement d'une machine asynchrone a été le but principal des constructeurs. En effet depuis l'invention de ces machines, un intérêt considérable s'est porté sur l'analyse et les outils de conception. L'un des meilleurs développement a été le circuit équivalent. Ainsi l'analyse, d'une machine asynchrone triphasée alimentée sous une tension triphasée équilibrée, est basée sur le modèle du schéma équivalent classique par phase. Cette technique d'analyse, qui a été introduite par Steinmetz [48] est bien établie et est largement utilisée pour prédéterminer les performances des différentes machines. Malheureusement les schémas équivalents diffèrent suivant les auteurs, mais tous calculent une impédance équivalente, ce qui revient indirectement à un seul schéma [3], [5], [40], [46], [57].

La définition et les différents schémas équivalents seront exposés dans le premier et le deuxième paragraphe de ce chapitre.

Afin de définir complètement le schéma équivalent de la machine asynchrone, il a fallu chercher des méthodes qui permettent de calculer les différents paramètres, cela en essayant de décomposer la machine en différentes parties et d'essayer d'analyser les phénomènes physiques d'une manière assez simplifiée [2], [3], [5], [11]. Une fois les paramètres calculés, on peut évaluer les différentes caractéristiques du moteur, notamment la puissance fournie, le rendement, le facteur de puissance, le couple...[3], [46], [19]

I.2 DEFINITION DU SCHEMA EQUIVALENT

I.2.1 Introduction

Un moteur asynchrone à cage d'écureuil est un système électromagnétique ayant $2p$ pôles, relié à un réseau de pulsation ω , qui ne tourne pas exactement à la vitesse synchrone définie par:

$$\omega_s = \frac{\omega}{p}$$

Il est constitué d'un stator, paquet de tôles encochées, qui porte un enroulement triphasé relié à la source et qui constitue le primaire; à l'intérieur se trouve le rotor, formé aussi de tôles rainurées à l'extérieur. Le rotor porte un enroulement polyphasé mis en court-circuit, constituant le secondaire. Les deux parties sont séparées par un entrefer étroit d'épaisseur supposée constante.

En alimentant avec des sources de tensions triphasées sinusoïdales les bobines statoriques, la vitesse ω_s du champ tournant dans l'entrefer est $\frac{\omega}{p}$.

Soit ω_r la vitesse angulaire du rotor. L'enroulement de ce dernier voit un champ tournant à la vitesse angulaire $\omega_s - \omega_r$. De ce fait, il se développe dans le bobinage rotorique des courants induits de pulsation $p(\omega_s - \omega_r)$. Ceux-ci sont source d'un champ, tournant à la vitesse ω_s dans le repère fixe lié au stator.

Les deux champs, statorique et rotorique, tournent à la même vitesse et peuvent donc se composer vectoriellement pour donner le champ résultant.

I.2.2 Mise en équations: [40]

Pour établir des relations simples entre les tensions d'alimentation du moteur et les courants primaires et secondaires, il faut faire un certain nombre d'hypothèses. Celles qui sont généralement adoptées sont : [3],[46]

i) La saturation et l'hystérésis du circuit magnétique sont négligés ainsi que les pertes par courants de Foucault .

ii) Le nombre d'encoches au stator est infini; ses enroulements sont répartis d'une façon sinusoïdale (donc absence d'harmoniques d'espace). Le nombre de barres de la cage est infini et l'alimentation du stator est parfaitement équilibrée sinusoïdale.

En réalité, le rotor se compose d'un ensemble de q barres régulièrement espacées. Pour étudier les courants circulants dans ce système, nous emploierons la méthode des mailles [40], en choisissant q courants inconnus $J_1, J_2, J_3, \dots, J_q$ (figure I-1).

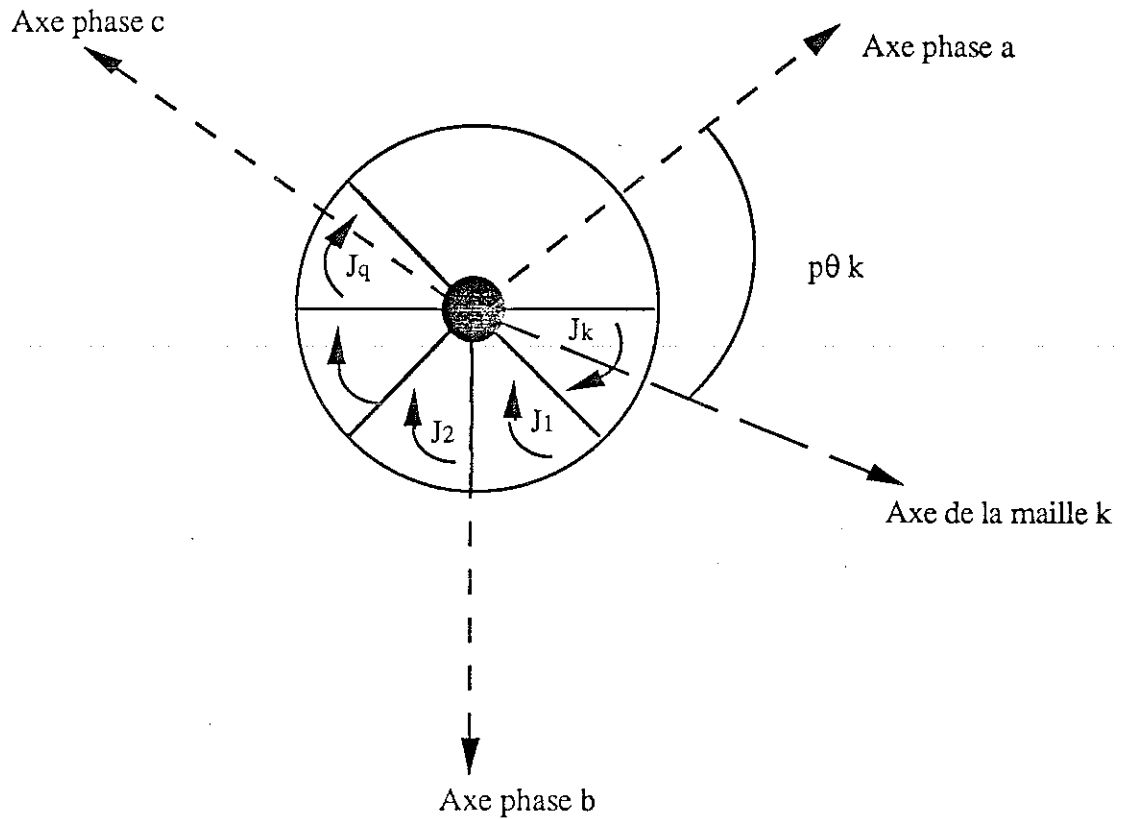


Figure I.1: Schéma du moteur asynchrone à cage

Nous choisissons comme axe de référence l'axe de la phase a. Par rapport à cet axe, nous supposons qu'une maille de la cage rotorique fait à l'instant t l'angle $p\theta_k$ (figure I-1). Designons par θ_0 la position initiale $t = 0$ de la maille 1. Nous pouvons écrire pour la maille k :

$$(I-1) \quad \theta_k = \theta_0 + (k-1) \frac{2\pi}{q} + \omega_r t$$

Où ω_r représente la vitesse de rotation du rotor. Soit :

$$(I-2) \quad p\theta_k = p\theta_0 + (k-1) \frac{2\pi p}{q} + (1 - g) \omega t$$

ω étant la pulsation des courants statoriques, et g le glissement, il met en évidence le retard du rotor par rapport au champ tournant statorique.

Désignons par M la valeur maximale de l'inductance mutuelle entre la maille k et la phase a du stator. Soit m_{ak} la valeur de cette inductance mutuelle pour une position quelconque du rotor. Nous pouvons écrire :

$$(I-3) \quad \begin{aligned} m_{ak} &= M \cos p\theta_k \\ m_{bk} &= M \cos \left(p\theta_k - \frac{2\pi}{3} \right) \\ m_{ck} &= M \cos \left(p\theta_k - \frac{4\pi}{3} \right) \end{aligned}$$

Le flux ϕ_{sk} créé par le stator à travers la maille k est alors:

$$(I-4) \quad \phi_{sk} = m_{ak} i_a + m_{bk} i_b + m_{ck} i_c$$

avec :

$$(I-5) \quad \begin{aligned} i_a &= I\sqrt{2} \cos(\omega t - \varphi) \\ i_b &= I\sqrt{2} \cos\left(\omega t - \varphi - \frac{2\pi}{3}\right) \\ i_c &= I\sqrt{2} \cos\left(\omega t - \varphi - \frac{4\pi}{3}\right) \end{aligned}$$

En combinant les équations (I-3) et (I-5), et en remplaçant $p\theta_k$ par l'expression (I-2), on obtient :

$$(I-6) \quad \phi_{sk} = \frac{3}{2} M I\sqrt{2} \cos\left(g\omega t - \varphi - p\theta_0 - (k-1)\frac{2\pi p}{q}\right)$$

Si nous écrivons l'équation (I-6) pour toutes les mailles k , l'ensemble des flux ϕ_{sk} constituent un système de grandeurs sinusoïdales q -phasés d'ordre p de pulsation $g\omega$. Ces flux sont donc à l'origine des courants j_k dans chaque maille. On peut alors en déduire que les courants j_k constituent un système q -phasé de courants à la pulsation $g\omega$ et écrire :

$$(I-7) \quad j_k = J\sqrt{2} \cos\left(g\omega t - \varphi - p\theta_0 - (k-1)\frac{2\pi p}{q} - \varphi_r\right)$$

où φ_r représente le déphasage de j_k par rapport à ϕ_{sk} .

Le couplage entre les différentes mailles est assuré par les champs existants dans l'entrefer. En outre deux mailles adjacentes sont couplées entre elles par la résistance et l'inductance propre de la barre qui leur est commune.

Comme $\sum_{k=1}^q j_k = 0$, on peut définir une inductance cyclique d'entrefer L_2 , pour chaque maille et en vertu des lois de l'électrotechnique, on peut définir une résistance r_2 , représentant les résistances des barres et des anneaux de court-circuit, et une inductance l_2 qui tient compte des inductances des barres et des anneaux de court-circuit.

Donc si la maille k est soumise à une force électromotrice e_k , on a la relation:

$$(I-8) \quad r_2 j_k + (L_2 + l_2) \frac{dj_k}{dt} = e_k$$

Alors l'équation déterminant j_k sera:

$$(I-9) \quad r_2 j_k + (L_2 + l_2) \frac{dj_k}{dt} + \frac{d\phi_{sk}}{dt} = 0$$

Par rapport à un observateur lié au stator, le flux créé par la maille k du rotor à travers la phase a du stator est :

$$(I-10) \quad \phi_{ka} = M J \sqrt{2} \cos p\theta_k \cos (\omega t - p\theta_k - \varphi - \varphi_r)$$

En faisant la somme des flux pour l'ensemble des mailles, nous obtenons pour les trois phases:

$$(I-11) \quad \begin{aligned} \phi_{ka} &= \frac{q}{2} M J \sqrt{2} \cos (\omega t - \varphi - \varphi_r) \\ \phi_{kb} &= \frac{q}{2} M J \sqrt{2} \cos \left(\omega t - \varphi - \varphi_r - \frac{2\pi}{3} \right) \\ \phi_{kc} &= \frac{q}{2} M J \sqrt{2} \cos \left(\omega t - \varphi - \varphi_r - \frac{4\pi}{3} \right) \end{aligned}$$

Désignons par L_s l'inductance propre cyclique d'une phase statorique. La tension aux bornes de la phase a sera :

$$(I-12) \quad v_a = r_1 i_a + L_s \frac{di_a}{dt} + \frac{d\phi_{ka}}{dt}$$

Il est commode d'écrire les équations de la machine en notations complexes. Toutefois il y a une difficulté; car les équations (I-9) et (I-12) font intervenir des fonctions sinusoïdales du temps à des fréquences différentes (ω et $g\omega$). Désignons par I le courant complexe associé au courant i_a ; I sera de pulsation ω pour l'équation statorique et de pulsation $g\omega$ pour l'équation rotorique. Nous désignerons de la même manière par J le courant rotorique qui aura la pulsation ω pour un

observateur lié au stator et la pulsation ω pour un observateur lié au rotor. Dans ces conditions les équations (I-9) et (I-12) se mettent sous la forme :

$$(I-13a) \quad V_a = (r_1 + j L_s \omega) I + j \frac{qM\omega}{2} J$$

$$(I-13b) \quad 0 = j \frac{qM\omega}{2} I + \frac{q}{3} \left(\frac{r_2}{g} + j (L_2 + l_2) \omega \right) J$$

I.2.3 Identification des équations

Normalement il faudrait tracer deux diagrammes vectoriels distincts, l'un relatif à l'équation (I-13a) où tous les vecteurs tournent à la vitesse angulaire ω , et l'autre relatif à l'équation (I-13b), où tous les vecteurs tournent à la vitesse $g\omega$. Mais on ne change pas les relations établies à partir d'un diagramme vectoriel, si on respecte le module des vecteurs et leurs déphasages relatifs [46] :

En posant:

$$(I-14) \quad V_a = (r_1 + j \alpha_{11}) I + j \alpha_{12} J$$

$$(I-15) \quad 0 = j \alpha_{21} I + \left(\frac{r_2}{g} + j \alpha_{22} \right) J$$

avec :

$$\alpha_{11} = \omega L_s$$

$$\alpha_{22} = \frac{q \omega}{3} (L_2 + l_2)$$

$$\alpha_{12} = \alpha_{21} = \frac{q M \omega}{2}$$

Toute impédance Z correspondant au rapport $\frac{V_a}{I}$ tiré des relations (I-14) et (I-15):

$$(I-16) \quad \bar{Z} = r_1 + j \alpha_{11} + \frac{\alpha_{12} \alpha_{21}}{\frac{r_2}{g} + j \alpha_{22}}$$

absorbera, sous la tension V_1 , le courant I_1 . Une telle impédance peut être représentée par le circuit passif de la figure (I-2).

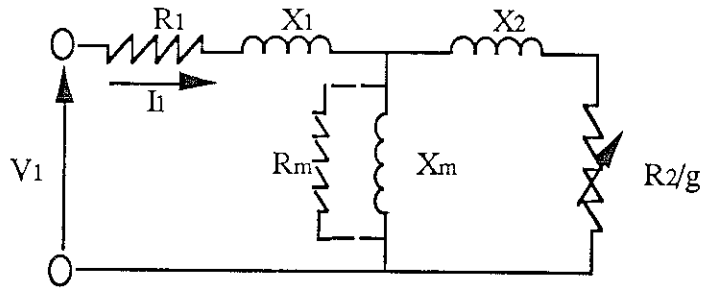


Figure I.2 : Schéma équivalent par phase de la machine asynchrone

D'où:

$$(I-17) \quad \bar{Z} = R_1 + j(X_1 + X_m) + \frac{X_m^2}{\frac{R_2}{g} + j(X_2 + X_m)}$$

Par identification de l'équation (I-16) avec (I-17), nous aboutissons aux relations suivantes:

$$(I-18) \quad \left\{ \begin{array}{l} R_1 = r_1 \\ X_m + X_1 = \alpha_{11} \\ \frac{X_m + X_2}{X_m^2} = \frac{\alpha_{22}}{\alpha_{21}\alpha_{12}} \\ \frac{R_2}{X_m^2} = \frac{r_2}{\alpha_{21}\alpha_{12}} \end{array} \right.$$

Pour tenir compte des pertes fer, on rajoute une résistance R_m en parallèle avec X_m (figure I-2) [3], [5].

Ce système, en dehors de R_m , comporte quatre équations pour déterminer les cinq inconnues R_1 , X_m , X_1 , X_2 et R_2 .

I.2.4 Conclusion

Ce paragraphe nous donne un bref aperçu sur l'origine du schéma équivalent de la machine asynchrone. Cette dernière étant un système très complexe, il a fallu poser quelques hypothèses afin d'établir les équations nécessaires pour le schéma équivalent classique. Malgré cela le problème n'est pas résolu puisqu'il y a une infinité de solutions, c'est à dire de schémas équivalents. Chaque solution correspond à une condition que l'on peut s'imposer de façon presque arbitraire.

I.3 LES DIFFERENTS MODELES DU SCHEMA EQUIVALENT

I.3.1 Introduction

Le schéma équivalent de la machine asynchrone est représenté, dans le cas général, à la figure (I-2). X_1 , X_2 représentent respectivement les fuites statoriques et rotoriques et X_m la réactance principale. Mais il y a des restrictions dans la détermination de ces paramètres.

De plus l'hypothèse de base est de considérer que tous les paramètres sont constants quel que soit le point de fonctionnement. A partir de deux essais, dont nous rappelons brièvement le principe, tous les paramètres sont alors déterminés [3], [57].

I.3.2 Essai à vide

Cet essai correspond à la marche à vide, c'est à dire que tous les courants rotoriques sont nuls et seul le flux crée par l'enroulement statorique est commun aux deux bobinages rotoriques et statoriques.

En reprenant le schéma de la figure (I-2) sans les pertes fer:

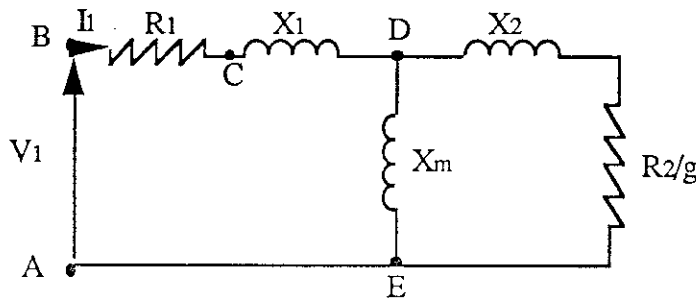


Figure I.3 : Schéma équivalent sans pertes fer

L'impédance vue des bornes A et B (figure (I-3)) est donnée par la relation suivante:

$$(I-19) \quad \bar{Z}_1 = R_1 + jX_1 + j \frac{X_m \left(\frac{R_2}{g} + jX_2 \right)}{\frac{R_2}{g} + j(X_2 + X_m)}$$

Dans la marche à vide le glissement est nul, et la résistance secondaire $\frac{R_2}{g}$ tend vers l'infini, dans ce cas seule la branche constituée de R_1 , X_1 et X_m subsiste dans le schéma équivalent, et en posant:

$$L_1 \omega = X_1 + X_m$$

La réactance cyclique par phase est calculée à partir de:

$$(I-20) \quad L_1 \omega = \sqrt{Z_1^2 - R_1^2} \quad \text{où} \quad \bar{Z}_1 = \frac{\bar{V}_1}{\bar{I}}$$

Pour ce qui est de la résistance primaire R_1 , la mesure est obtenue à l'aide d'un essai à courant continu.

I.3.3 Essai en court-circuit

Cet essai est réalisé à rotor bloqué sous tension réduite V_{cc} . En supposant que l'intensité de court-circuit est proportionnelle à la tension, c'est à dire que, pour la tension nominale V_n , on a :

$$(I-21) \quad I'_{cc} = I_{cc} \frac{V_n}{V_{cc}}$$

Où I'_{cc} est le courant de court circuit sous tension nominale.

Dans ce cas la branche du secondaire $\frac{R_2}{g} + jX_2$ court-circuite X_m d'où:

$$(I-22) \quad \bar{Z}_{1cc} = \left(R_1 + \frac{R_2}{g} \right) + j(X_1 + X_2)$$

Connaissant R_1 , on peut déterminer $\frac{R_2}{g}$ à partir de la puissance active absorbée lors de l'essai en court-circuit :

$$(I-23) \quad \frac{R_2}{g} = \frac{P_{cc}}{I_{cc}^2} - R_1$$

où P_{cc} est la puissance de court-circuit absorbée par phase.

Pour ce qui est du calcul de la somme de $X_1 + X_2$, son calcul devient simple à partir de la puissance réactive par phase Q_{cc} :

$$(I-24) \quad X_1 + X_2 = \frac{Q_{cc}}{I_{cc}^2}$$

A partir de ces résultats nous aboutissons au schéma suivant [3]:

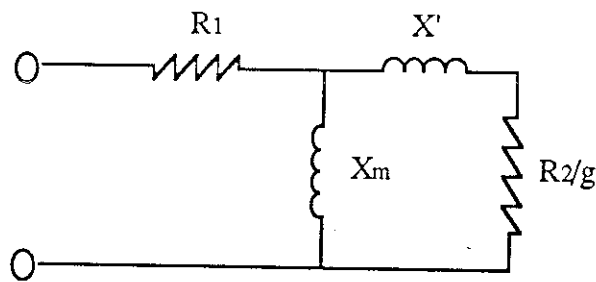


Figure I.4 : Schéma avec toutes les fuites au secondaire

D'autres auteurs proposent de mettre la résistance primaire en série avec celle du secondaire $\frac{R_2}{g}$, dans ce cas le schéma de la figure (I-4) devient [9], [10]:

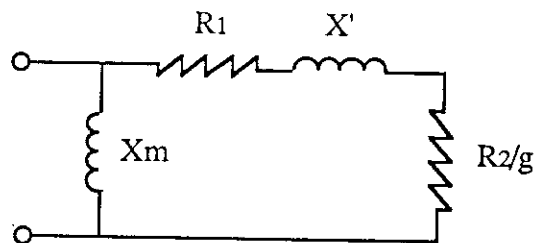


Figure I.5 : Schéma avec R_1 au secondaire

Une autre possibilité consiste à forcer l'égalité entre X_1 et X_2 , ainsi nous nous retrouvons avec le schéma de la figure (I-2) où $X_1 = X_2 = \frac{X'}{2}$, [3].

La représentation des pertes fer sur le schéma équivalent, est schématisée par une résistance qui peut être placée dans trois endroits différents figure(I-3), soit : [5]

* Entre le point D et E et dans ce cas, les pertes seront considérés comme étant proportionnelles au carré du flux commun, ceci est correct en l'absence des pertes supplémentaires(pertes magnétiques en charge dans le fer et les autres parties métalliques autres que les conducteurs, pertes par courants de Foucault dans les conducteurs d'enroulements statoriques et rotoriques, dues à la pulsation du flux dépendant du courant).

* Entre le point A et B : Dans ce cas les pertes seront représentées comme constantes. L'inconvénient de cette méthode réside dans le fait que la composante active du courant due aux pertes fer n'est pas prise en compte dans les pertes joules stator.

* Entre le point C et E : dans ce cas, la composante active du courant due aux pertes fer est bien prise en compte, mais les pertes représentées diminuent de nouveau avec la charge.

I.3.4 Conclusion

Les méthodes de mesures employées, nous ont montré que suivant les hypothèses simplificatrices, nous pouvons arriver à différents schémas équivalents tout en gardant la même puissance active c'est à dire le même couple.

Cependant cette méthodologie présente un inconvénient qui fausse les résultats obtenus. En effet dans l'essai à vide la machine est magnétiquement saturée, alors que dans l'essai en court-circuit elle est alimentée sous tension réduite, le circuit magnétique n'est alors traversé que par une induction faible. Nous pouvons également noter que deux phénomènes interviennent au niveau de la résistance rotorique. D'une part, pour les glissements importants, le refoulement du courant dans les conducteurs rotoriques augmente la résistance R_2 ; d'autre part la variation de la résistance ohmique de R_2 due aux variations de température.

Ainsi des méthodes analytiques combinées avec les essais expérimentaux permettent, avec une précision suffisante, d'aboutir au schéma équivalent classique.

I.4 CALCUL ANALYTIQUE DES PARAMETRES DU SCHEMA EQUIVALENT

I.4.1 Introduction

Plusieurs travaux ont été réalisés ces dernières années afin de déterminer les différents paramètres du schéma équivalent en vue de l'amélioration de la conception de la machine asynchrone. Jusqu'à présent les concepteurs utilisaient toujours les formules analytiques, que nous rappelons, pour modéliser les circuits magnétiques et électriques.

Les formules qui sont développées dans ce paragraphe sont relatives au schéma équivalent suivant:

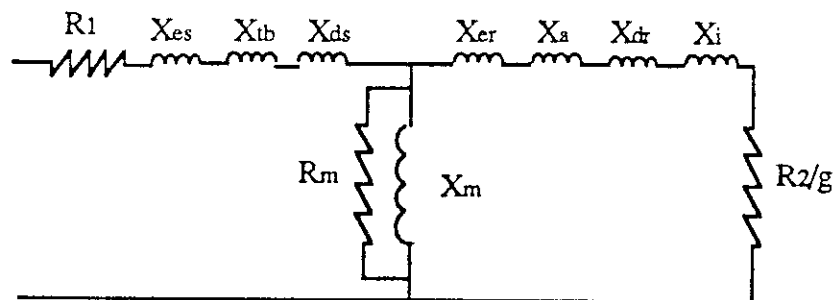


Figure I.6 : Schéma équivalent avec toutes les réactances de fuites

où:

- R_1 : Résistance d'une phase statorique
- X_{es} : Réactance de fuite d'encoche statorique
- X_{tb} : Réactance de fuite des têtes de bobines
- X_{ds} : Réactance différentielle statorique
- X_{er} : Réactance de fuite d'encoche rotorique
- X_{dr} : Réactance différentielle rotorique
- X_i : Réactance due à l'inclinaison
- X_a : Réactance d'anneaux de court-circuit
- X_m : Réactance magnétisante

Sachant que le flux global d'une machine asynchrone résulte de l'effet combiné des forces magnétomotrices des enroulements statoriques et rotoriques, et dans la mesure où l'on peut admettre la perméabilité du fer comme constante, on peut considérer le flux global comme la superposition des flux émis par les différents enroulements. Cette approximation n'est plus valable dès que la perméabilité du fer varie, ce qui est le cas le plus souvent [3], [11], [30]. Ainsi des facteurs empiriques sont utilisés pour prendre en compte ce phénomène [2], [6].

Cependant on a pris l'habitude de scinder artificiellement le flux de fuites en deux parties principales, le flux de fuite du stator et du rotor, que l'on distingue suivant leur position par rapport à l'entrefer. Notons que ceci se fait d'une façon arbitraire afin de faciliter le calcul des fuites.

Cette réserve étant faite, et pour la simplicité du calcul, considérons donc:

- * Un flux dans le stator Φ_s
- * Un flux dans le rotor Φ_r
- * Un flux dans l'entrefer Φ_e

Dans ce cas le flux de fuite dans l'entrefer sera égal au flux crée par le courant statorique augmenté du flux de fuite du stator ϕ_{fs} ; le flux dans le rotor sera égal au flux d'entrefer augmenté du flux de fuite du rotor ϕ_{fr} . Bien entendu ces flux sont supposés sinusoïdaux:

On peut donc écrire:

$$(I-25) \quad \left\{ \begin{array}{l} \Phi_e = \Phi_s + \Phi_{fs} \\ \Phi_r = \Phi_e + \Phi_{fr} \end{array} \right\}$$

I.4.2 Calcul de la résistance primaire par phase

Son calcul est simple et ne nécessite pas de développement, néanmoins on peut mesurer directement ce paramètre:

$$(I-26) \quad R_1 = \rho \frac{N_s l_s}{S_c N_b}$$

N_s : nombre de spires en série par phase

ρ : résistivité du fil (Ωm)

S_c : section du conducteur (m^2)

L_s : longueur d'une spire (m)

N_b : nombre de bobines en parallèle par phase

I.4.3 Calcul des réactances de fuites

I.4.3.1 Réactance de fuites d'encoches

Pour le calcul de la réactance de fuites d'encoches, on suppose que:

- * La perméabilité du fer est infinie
- * La géométrie de l'encoche est très simple
- * Le flux traverse l'encoche en ligne droite (figure I-7)
- * La longueur de l'entrefer est infinie.

Ainsi en considérant l'encoche représentée à la figure I-7, le flux ϕ produit par le conducteur se décompose en quatre flux élémentaires [3], [11]:

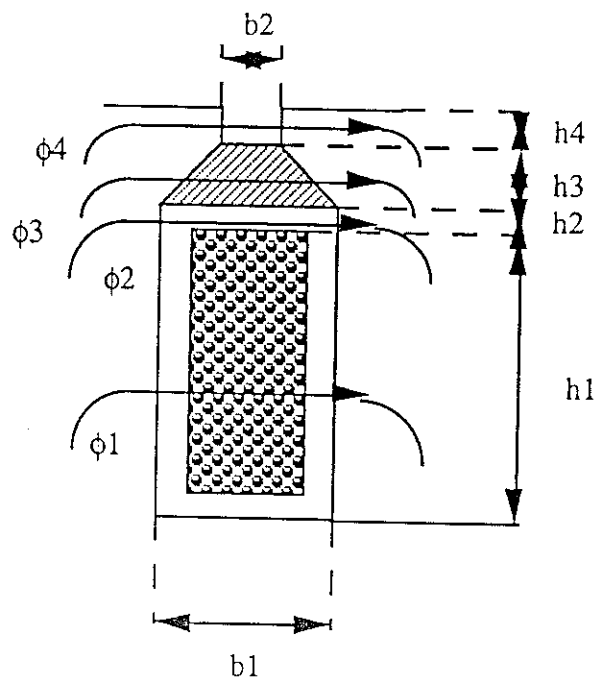


Figure I.7 : Géométrie de l'encoche et lignes de flux de fuites

Le calcul de l'inductance de fuite d'encoches L_e est effectué à partir de la détermination de la perméance des différentes parties de l'encoche qui contient n_c conducteurs. On obtient avec les notations de la figure I-7: [11]

$$(I-27) \quad L_e = \mu_0 n_c^2 L \left(\frac{h_1}{3b_1} + \frac{h_2}{b_1} + \frac{2,3h_3}{b_1 - b_2} \log \frac{b_1}{b_2} + \frac{h_4}{b_2} \right)$$

où:

$\mu_0 : 4\pi \cdot 10^{-7}$ perméabilité du vide

L : Longueur du paquet de tôles de la machine.

Pour tenir compte de la saturation, seul le terme correspondant au flux dans l'isthme intervient.

Angst [6] suppose que la perméance au niveau de l'isthme devient:

$$\lambda_{\text{isthme}} = \frac{h_4}{b_2} + \left(\frac{2,3 h_3}{b_1 - b_2} \log \frac{b_1}{b_2} \right) \alpha_s$$

où :

$$\alpha_s = 1 + \frac{b_1 - b_2}{20b_2}$$

α_s est un coefficient tenant compte de la direction des lignes de flux dans la zone trapezoïdale. Là où passent les flux ϕ_1 et ϕ_2 , la perméance correspondante n'est pas affectée par la saturation.

Le calcul du facteur de saturation se fait en faisant le rapport entre la somme des f.m.m. totales, dûes aux dents du stator, du rotor, de l'entrefer, sur la f.m.m. dans l'entrefer [20], [30]:

$$(I-28) \quad K_s = \frac{F_e + F_{ds} + F_{dr}}{F_e}$$

où :

K_s : Facteur de saturation

F_e : f.m.m. dans l'entrefer (A)

F_{ds} : f.m.m. au niveau de la dent stator (A)

F_{dr} : f.m.m. au niveau de la dent rotor (A)

A fréquence élevée et pour les parties massives, un refoulement de courant se produit (effet de peau). Ce phénomène a pour effet d'augmenter la résistance et de diminuer l'inductance au rotor; pour l'enroulement statorique réalisé à partir de fils fins, ce phénomène est négligeable.

Dans les barres de la cage, le phénomène d'effet de peau est important et il faut en tenir compte notamment aux forts glissements. Ainsi l'inductance est modifiée au moyen d'un coefficient multiplicatif, en plus du coefficient de saturation. Ce coefficient K_x est calculé à partir de la formule suivante [31] :

$$(I-29) \quad K_x = \frac{3}{2\zeta} \frac{\text{sh}(2\zeta) - \sin(2\zeta)}{\text{ch}(2\zeta) - \cos(2\zeta)}$$

avec:

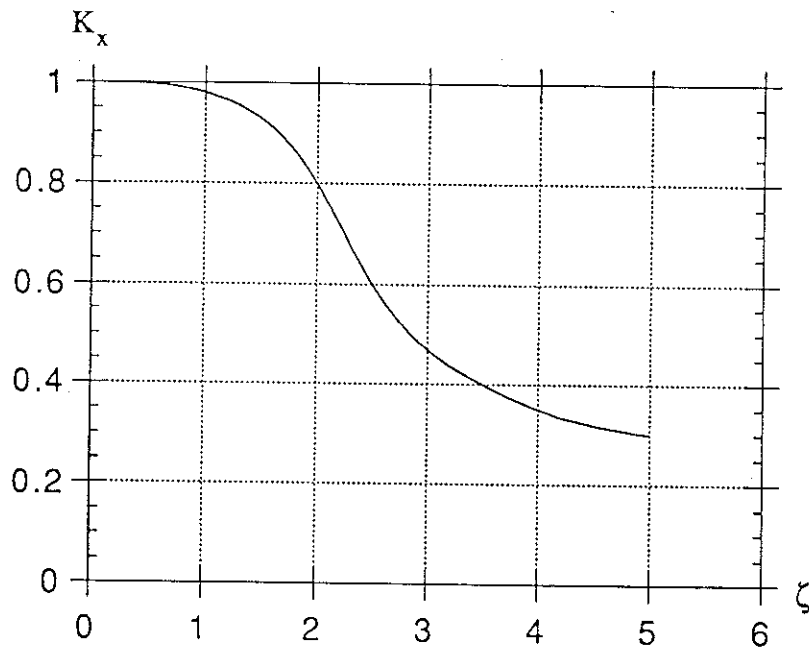
$$(I-30) \quad \zeta = h_e \sqrt{\pi \mu_0 \frac{f_2}{\rho}}$$

où

h_e : hauteur du conducteur (m)

f_2 : fréquence des courants rotoriques ($f_2 = g.f$, f étant la fréquence du réseau et g , le glissement)

ρ : résistivité des barres de la cage rotorique (Ωm)



I.4.3.2 Réactance de fuite différentielle

L'une des hypothèses utilisée du calcul de la réactance de fuite d'encoche est la dimension infinie de l'entrefer; le sommet de l'encoche est alors une ligne de flux. Or ceci n'est pas le cas dans la réalité [39].

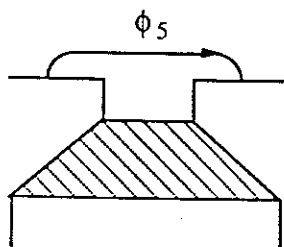


Figure I.8 : Chemin du flux de dent à dent

En dehors des fuites qui se referment transversalement à l'encoche, une certaine partie du flux, ϕ_5 , se ferme d'une dent à la suivante à l'intérieur de l'entrefer figure (I-8). La détermination analytique de ce flux, est difficile et incertaine. Cependant, dans la machine asynchrone, un tel flux sera relativement faible (entrefer petit), puisqu'il ne peut pratiquement pas se refermer sans traverser l'autre surface de l'entrefer. c'est ce flux zig-zag (figure I-9) que l'on calcule à partir de sa perméance [11], [14]:

$$(I-31) \quad \lambda_{zz} = \frac{(t - b)^2}{8 e t}$$

où t est le pas dentaire, b est l'ouverture de l'encoche (fig I-9), e l'entrefer et λ_{zz} la perméance du flux zig-zag.

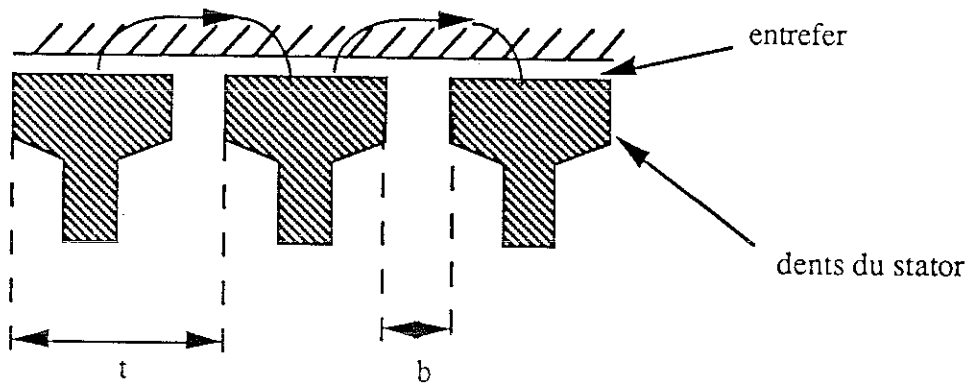


Figure I.9 : Trajet du flux zig-zag

Dans la réalité le nombre d'encoches, au stator et au rotor, est fini. Ainsi dans le cas du triphasé, cas général du moteur asynchrone, les harmoniques d'espace de rang 5 et 11 donnent des champs tournant en sens inverse du fondamental respectivement aux vitesses $-\frac{\omega}{5p}$ et $\frac{\omega}{11p}$. Les harmoniques 7 et 13, tournent aux vitesses $\frac{\omega}{7p}$ et $\frac{\omega}{13p}$, le fondamental tournant à la vitesse $\frac{\omega}{p}$. Il en résulte une déformation de l'onde d'induction. Pour tenir compte de cette déformation, la différence qui existe entre le champ réel déformable et le champ fictif indéformable est appelée flux différentiel de phase. Sa valeur est donnée par l'intermédiaire de sa perméance [30] :

$$(I-32) \quad \lambda_{diff_{ph}} = \frac{\tau^2}{\pi^2 e t} K_{diff}$$

avec

$$\tau = \frac{\pi D}{2p}$$

où:

τ : pas polaire (m)

D: diamètre à l'entrefer (m)

p : nombre de paire de pôles

e : épaisseur de l'entrefer (m)

K_{diff} est le coefficient de fuites dû au flux différentiel de phase.

I.4.4 Calcul de la réactance magnétisante

Cette réactance est due au flux principal de la machine. Le principe de calcul est basé sur la détermination de l'énergie stockée dans l'entrefer par le fondamental du champ [3]:

$$(I-33) \quad X_m = \frac{2 m_1 f K_{bv}^2 N_s^2 L D \mu_0}{p^2 e K_c}$$

avec

$$(I-34) \quad K_{bv} = \frac{\sin \frac{v \pi}{2 m}}{q' \sin \frac{v \pi}{2 m q'}} \sin v \frac{c}{\tau_p} \frac{\pi}{2}$$

K_{bv} : coefficient de bobinage du v^{eme} harmonique

c : ouverture de la bobine (m)

N_s : nombre de spires en série par phase

L : longueur du paquet de tôles (m)

K_c : coefficient de carter (son calcul est donné en ANNEXE I)

D : diamètre moyen à l'entrefer (m)

e : épaisseur de l'entrefer (m)

q' : nombre d'encoches par pôle et par phase au stator

v : rang de l'harmonique

m : nombre de phases au primaire

f : fréquence

Le coefficient de Carter utilisé dans l'équation (I-34) tient compte de l'ouverture des encoches.

Il est important de noter que cette méthode de calcul ne prend pas en considération la réduction de la réactance magnétisante due à la saturation dans le fer. Il existe cependant une autre méthode plus compliquée basée sur le calcul du courant magnétisant, où la f.m.m. due à la saturation du fer est prise en compte.

Pour cela, on admet que la f.é.m à vide due au flux principal représente 95% à 100% de la tension appliquée, alors qu'en charge elle n'est plus que 90% à 95%. Ainsi le flux principal est estimé par la relation :

$$(I-35) \quad \Phi = \frac{E}{4,44 K_{bl} f N_s}$$

et le module de l'induction dans l'entrefer est déterminé par :

$$(I-36) \quad B_e = \frac{\Phi \pi}{2 S_p}$$

où S_p est la surface vue sous un pôle.

L'équation (I-36) peut être modifiée à cause de la saturation des dents. En effet, cette saturation produit une distribution non-sinusoïdale de l'induction dans l'entrefer et un aplatissement de la courbe au niveau du maximum. Pour remédier à cela, on introduit un nouveau facteur car le maximum de l'induction se réduit là où le troisième harmonique a une amplitude nulle.

Ainsi l'équation (I-36) devient : [3]

$$(I-37) \quad B_e = \frac{\Phi \pi}{2 S_p} \sin\left(\frac{\pi}{3}\right)$$

A partir de l'induction dans l'entrefer et du flux par pôle, l'induction au niveau des dents et de la culasse peuvent être calculés.

Les champs magnétiques correspondants sont obtenus à partir de la caractéristique B(H). Dans l'entrefer, la f.m.m. qui correspond au champ magnétique est donnée par:

$$(I-38) \quad F.m.m_e = \frac{\Phi e K_c}{\mu_0 S_p}$$

Pour ce qui est de la f.m.m. dans la dent et la culasse, le calcul est fait en multipliant le champ magnétique par la longueur du chemin suivi par le flux.

En faisant la somme de toutes les f.m.m., nous aurons la valeur résultante sous un pôle :[30]

$$(I-39) \quad F.m.m \text{ (par pôle) } = \frac{6}{\pi} \frac{K_{bl} I_m N_s K_c}{\sqrt{2} p} \sin \left(\frac{\pi}{3} \right)$$

Seul le terme fondamental de la f.m.m. est représenté d'où le coefficient $\frac{6}{\pi}$.

Connaissant le courant magnétisant et la f.é.m. induite, le calcul de la réactance magnétisante devient évident.

I.4.5 Calcul de la résistance rotorique

En l'absence d'effet de peau, la valeur de la résistance de la barre rotorique est donnée par la relation (I-26), à laquelle s'ajoute la résistance des anneaux de court-circuit, dont on ne considère que deux portions.

$$(I-40) \quad r_{an} = 2 \pi \rho \frac{D_{am}}{q S_a}$$

où

Dam : Diamètre moyen de la cage (m)

Sa : Surface de l'anneau (m²)

q : Nombre de barres au rotor.

En ramenant la résistance r_{an} au courant dans la barre, nous aurons:[20]

$$(I-41) \quad r'_{éqan} = 2 \pi \rho \frac{D_{am}}{q S_a} \frac{1}{4 \left[\sin \left(\frac{\pi p}{q} \right) \right]^2}$$

Cette formule a l'inconvénient de ne pas faire intervenir l'influence du rapport entre la largeur de l'anneau et celle de la barre, une formulation plus exacte sera donnée au chapitre IV.

Finalement, la résistance du secondaire est donnée par:

$$(I-42) \quad R_2 = R_b + r'_{éqan}$$

Comme nous l'avons précédemment mentionné (I-3-3), en présence d'effet de peau, la résistance de la barre augmente. Un facteur correctif est utilisé en raison de ce déplacement du courant [29], [30].

$$(I-43) \quad K_{rr} = \zeta \frac{\text{sh}(2\zeta) + \sin(2\zeta)}{\text{ch}(2\zeta) - \cos(2\zeta)}$$

où ζ est donnée par la relation (I-30), $K_{rr}(\zeta)$ est donnée à la figure (I-10).

Ainsi l'équation (I-42) se trouve modifiée:

$$(I-44) \quad R_2 = R_b K_{rr} + r'_{\text{éqan}}$$

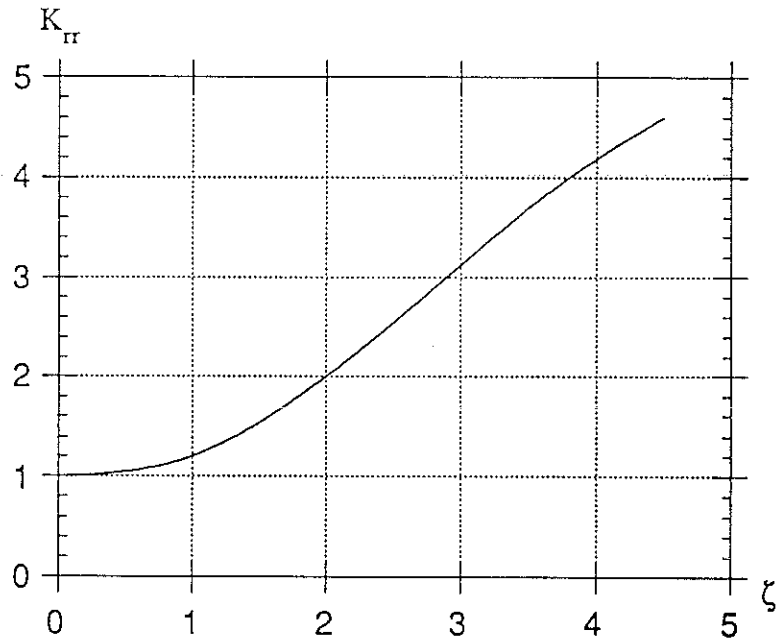


Figure I.10 : Variation de K_{rr} en fonction de l'épaisseur de peau

I.4.6 Calcul de la résistance des pertes fer

Cette résistance représente les pertes par hystérésis et les pertes par courants de Foucault dues au flux principal, ainsi que les pertes fer supplémentaires à vide produites par des variations locales d'induction, et les pertes fer supplémentaires en charge.

Mais en général, seules les pertes par hystérésis et par courants de Foucault sont prises en compte dans la pratique. La valeur des pertes par hystérésis est donnée par : [11]

$$(I-45) \quad P_h = K_h f B_m^2 \quad (\text{W/Kg})$$

K_h : coefficient de pertes par hystérésis

B_m : L'induction en Tesla

Les pertes par courants de Foucault pour 1 Kg de tôles sont exprimées par:

$$(I-46) \quad P_f = \frac{\pi^2}{6 \rho_t} (\epsilon f B_m)^2 10^{-4} \quad (W)$$

Dans cette relation, ρ_t représente la résistivité de la tôle exprimée en Ωm , ϵ , son épaisseur en mètre, K_f étant un coefficient caractéristique de la tôle.

Connaissant la f.é.m. E , R_m aura comme valeur:

$$(I-47) \quad R_m = \frac{|\bar{E}|^2}{P_h + P_f}$$

Cependant l'application directe des relations (I-45) et (I-46) conduit à une sous-estimation importante des pertes. L'expérience montre qu'une majoration de 100% à 150% est nécessaire lorsque l'alimentation est sinusoïdale et plus encore en régime non sinusoïdal .

I.4.7 Calcul de la réactance due à l'inclinaison

Le rôle de l'inclinaison, est de diminuer l'influence de certains harmoniques d'espace.

Alger [3] à partir de la f.m.m. d'une barre, détermine un coefficient d'inclinaison en intégrant cette f.m.m. le long de la barre; ce qui revient à modifier la réactance magnétisante du moteur en la multipliant par un coefficient K_i .

$$K_i = \frac{\sin \frac{v p \pi K_r}{q}}{\frac{v p \pi K_r}{q}}$$

Où :

K_r : inclinaison exprimée en pas dentaire rotor

v : rang de l'harmonique

p : nombre de paires de pôles

q : nombre de barres au rotor

De la même manière, les réactances de fuites au primaire et au secondaire se trouvent modifiées:

$$(I-48) \quad \begin{aligned} X_{mi} &= K_i X_m \\ X_{1i} &= X_1 + (1 - K_i) X_m \\ X_{2i} &= X_2 + (1 - K_i) X_m \end{aligned}$$

Il est possible de construire le schéma équivalent avec les valeurs corrigées (I-48), mais la plupart des auteurs, conservent les valeurs du stator et de la réactance magnétisante et ajoutent une impédance au rotor, l'impédance d'inclinaison [6], [41], [63]:

$$(I-49) \quad \bar{Z}_i = \frac{R_2}{K_i^2} + j \left[\frac{X_2' + X_m}{K_i^2} - X_m \right]$$

I.4.8 Construction du schéma équivalent

Tous les paramètres qui ont été calculés précédemment sont valables pour le stator et pour le rotor. Cependant pour avoir une représentation de la figure (I-6), il faut ramener les paramètres du rotor (réactance et résistance) au stator; pour cela on définit un coefficient de transformation. Soient N_s le nombre de spires en série par phase; K_{b1} , le coefficient de bobinage du stator (I-34); N_r , le nombre de spires en série par phase (pour la cage d'écureuil $N_r = \frac{1}{2}$); K_{b2} , le coefficient de bobinage du rotor ($K_{b2}=1$), alors les facteurs de réduction au primaire sont définis par:

$$\text{Pour les tensions} \quad K_T = \frac{N_s K_{b1}}{N_r K_{b2}}$$

$$\text{Pour les courants} \quad K_I = \frac{m_1 N_s K_{b1}}{q N_r K_{b2}}$$

$$\text{Pour les impédances} \quad K = \frac{m_1 N_s^2 K_{b1}^2}{q N_r^2 K_{b2}^2}$$

où :

m_1 : nombre de phases au stator

q : nombre de phases au rotor

La valeur de l'inductance de fuite primaire pour une encoche (sans les têtes de bobines) est composée de trois termes (I-27), (I-31) et (I-32) d'où:

$$(I-50) \quad l_1 = \mu_0 n_c^2 L \left(\frac{h_1}{3b_1} + \frac{h_2}{b_1} + \frac{2,3 h_3}{b_1 - b_2} \log \frac{b_1}{b_2} + \frac{h_4}{b_2} + \lambda_{\text{diff}_{ph}} + \lambda_{zz} \right)$$

Soit N_e le nombre total d'encoches du stator, il faut donc multiplier la relation (I-50) par :

$$\frac{N_e}{m_1} : \text{nombre d'encoches par phase}$$

En introduisant le nombre de spires par phase N_s , on aura:

$$n_c N_e = 2 m_1 N_s$$

I.6 CONCLUSION

Ce chapitre résume l'origine du schéma équivalent ainsi que les principales méthodes de calcul de ses paramètres.

Les méthodes expérimentales, pour l'identification du schéma, ont montré que suivant les hypothèses employées et suivant les machines, on pouvait aboutir à différents schémas équivalents qui tous fournissent la même puissance utile. En associant ces méthodes expérimentales avec une théorie analytique, on a pu calculer les différents paramètres, en se basant sur les hypothèses très simplificatrices.

En effet vue la complexité de la géométrie de la machine, il est difficile d'appréhender de façon simple, la circulation du flux et par là même la saturation de la tôle magnétique. Le calcul des courants induits est aussi une difficulté à résoudre dans le calcul analytique.

L'amélioration de la connaissance de la machine asynchrone passe par l'utilisation de méthodes de calcul de champs à la fois générales et précises. La méthode des éléments finis va nous permettre de résoudre la plupart des problèmes de répartition de l'induction magnétique. De plus, nous aurons un modèle global au lieu d'une succession de modèles partiels.

Avant de passer à la modélisation de la machine asynchrone par éléments finis, il nous semble important d'insister sur le fait que quelles que soient les hypothèses restrictives qu'ils utilisent, les modèles analytiques que nous avons évoqués sont basés sur une bonne connaissance des phénomènes physiques. Ils mettent en évidence tous les paramètres importants de la machine et même s'ils se révèlent insuffisants pour des calculs précis, les résultats obtenus sont globalement confirmés par l'expérience.

CHAPITRE II

MODELISATION PAR ELEMENTS FINIS DE LA MACHINE ASYNCHRONE

II.1 INTRODUCTION

La méthode des éléments finis est basée sur la résolution numérique d'équations aux dérivées partielles. Son intérêt réside dans le fait qu'elle permet d'intégrer ces équations sur des géométries complexes en prenant en compte des lois de comportement non linéaires. Elle s'applique à des domaines très variés de la physique, notamment la machine asynchrone [7], [9], [21], [32], [58], [60], [70].

De plus, d'un point de vue pratique, il est très facile à l'aide d'un logiciel d'éléments finis de modifier les conditions de fonctionnement de la machine en changeant simplement les données du programme de calcul, d'où une grande souplesse d'utilisation [44].

La méthode des éléments finis a été appliquée initialement à la machine synchrone et à la machine à courant continu, car le fonctionnement peut être modélisé en magnétostatique.

Les phénomènes physiques se produisant dans une machine asynchrone, doivent être déterminés par une méthode qui prend en compte la variation dans le temps de ses paramètres et la présence des courants induits.

Dans ce chapitre, après une brève description du fondement de la méthode des éléments finis, nous présenterons une application à la machine asynchrone à cage d'écureuil, notamment en magnétostatique et en magnétodynamique complexe. Le logiciel FLUX2D sera utilisé pour effectuer ces calculs [17].

II.2 PRINCIPE DE LA METHODE DES ELEMENTS FINIS

II.2.1 Introduction

La méthode des éléments finis consiste à rechercher un ensemble de fonctions représentant les phénomènes physiques étudiés. Pour cela, l'objet à étudier est décrit à l'aide de points reliés par des segments de droites et des arcs de cercles (figure II-1) [43].

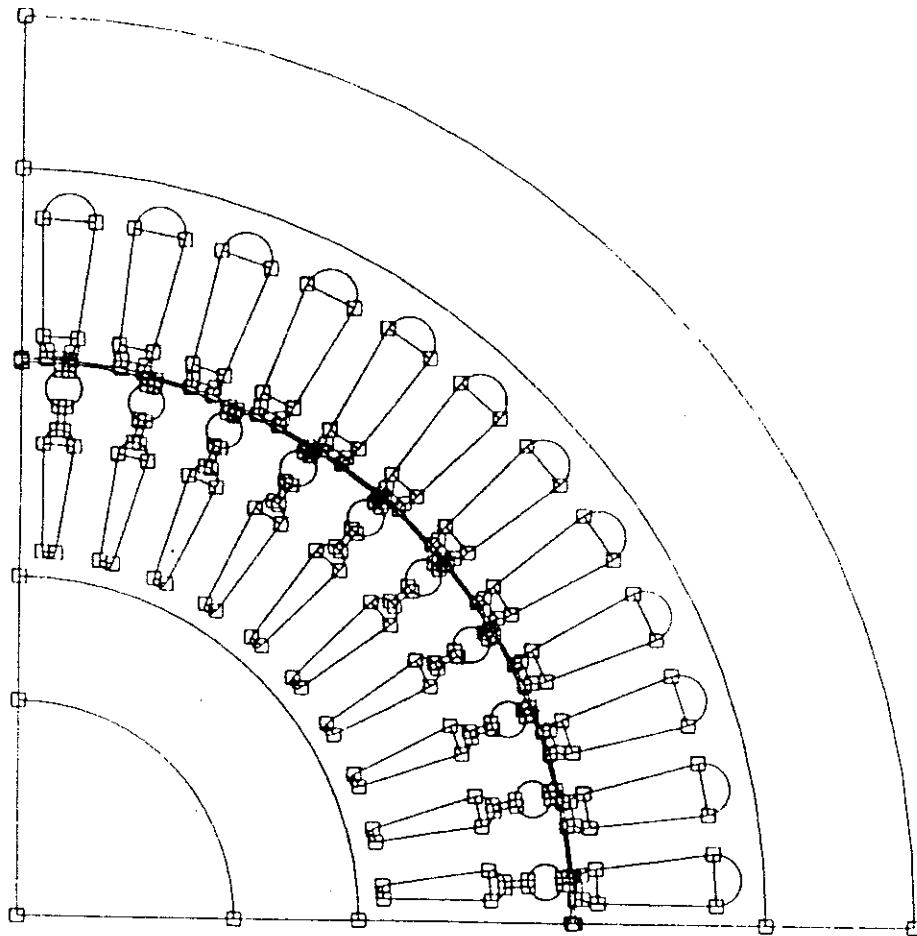


Figure II.1: Représentation de la géométrie

Les différentes surfaces ainsi délimitées, sont ensuite découpées en éléments finis et constituent le maillage du problème (fig II-2)

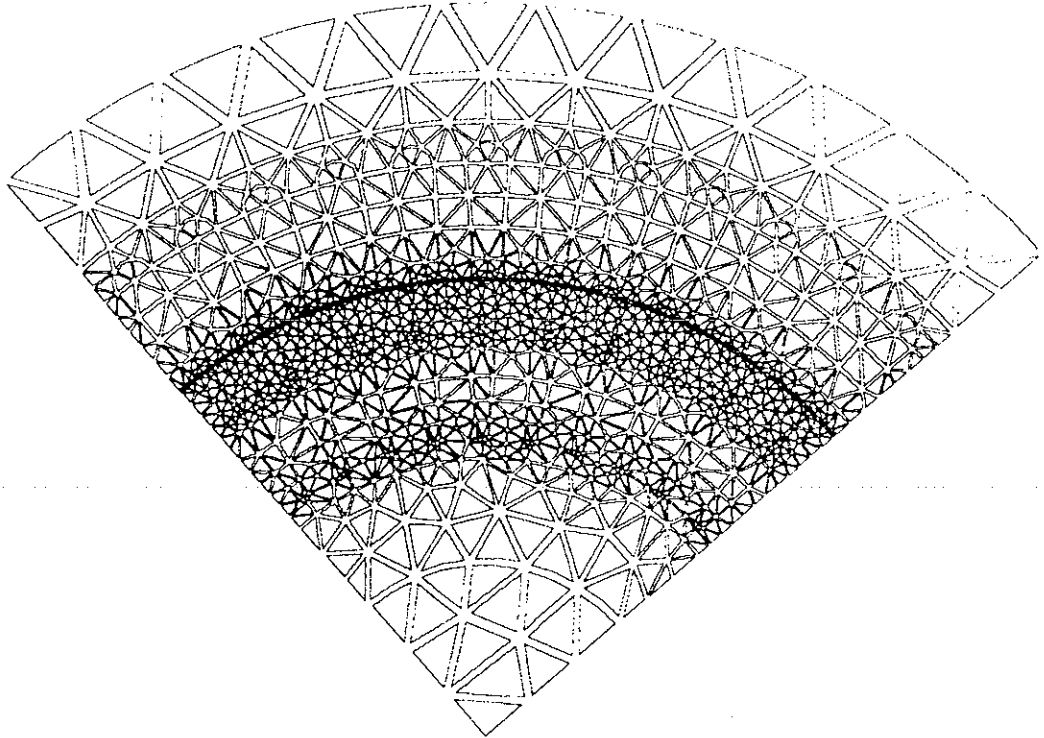


Figure II.2 : Maillage du problème

Les surfaces élémentaires sont regroupées ensuite en régions ayant les mêmes propriétés physiques (fig II-3).

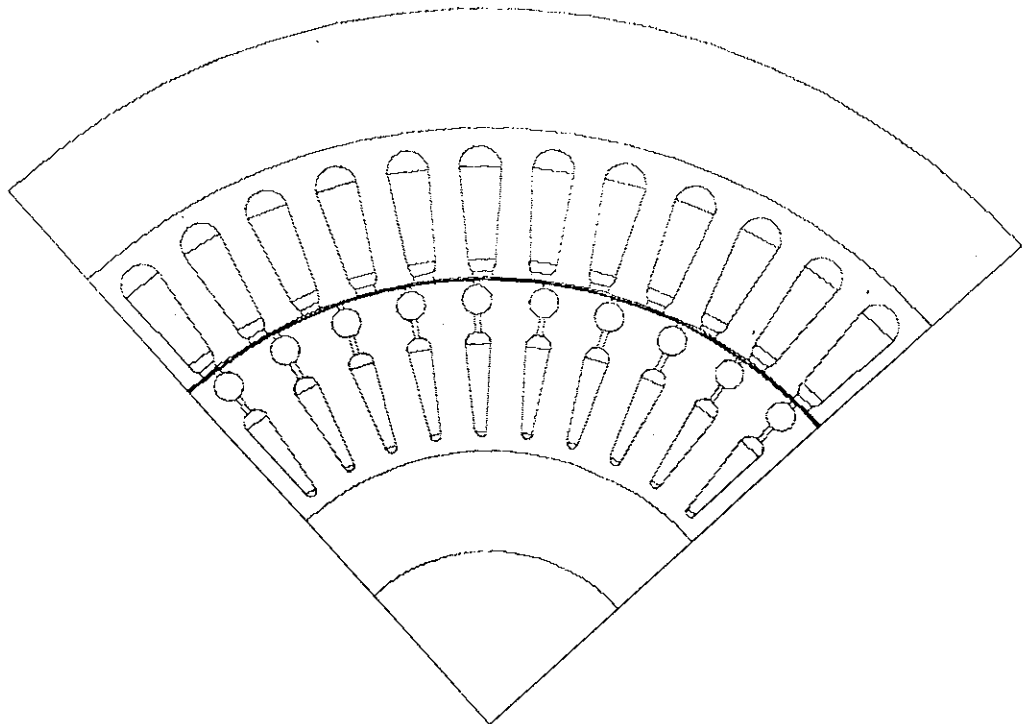


Figure II.3 : Affectation des régions

Dans chaque région, on définit la perméabilité, la conductivité et le mode d'alimentation. A partir de ces informations, la fonction qui modélise le phénomène est décrite dans chaque élément. Cette fonction est définie par une interpolation polynomiale des valeurs de l'inconnue en chacun des noeuds de l'élément.

II.2.2 Formulation des équations de Maxwell

Les équations qui régissent le champ électromagnétique dans les systèmes électrotechniques, notamment la machine asynchrone, sont les équations de Maxwell, associées aux relations constitutives du milieu considéré. Dans notre cas, nous simplifierons ces équations car certains phénomènes sont négligeables.

Les fréquences ou les vitesses mises en jeux étant faibles, cela nous permet de négliger les courants de déplacement. De plus l'absence de diélectrique ou de charges, nous permet d'éliminer les phénomènes électrostatiques [15].

Il nous reste:

$$(II-1) \quad \vec{\text{rot}} \vec{H} = \vec{J}$$

$$(II-2) \quad \vec{\text{rot}} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$(II-3) \quad \text{div} \vec{B} = 0$$

$$(II-4) \quad \text{div} \vec{E} = 0$$

$$(II-5) \quad \vec{B} = \mu \vec{H} + \vec{B}_r$$

$$(II-6) \quad \vec{J} = \sigma \vec{E}$$

où:

\vec{H} : Champ magnétique (A/m)

\vec{E} : Champ électrique (V/m)

\vec{B} : Induction magnétique (T)

\vec{B}_r : Induction rémanente des aimants (T)

\vec{J} : Densité de courant totale (A/m²)

μ : Perméabilité magnétique (H/m)

σ : Conductibilité électrique ($\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$)

Les relations, (II-1) et (II-2) représentent le couplage électromagnétique, (II-3) et (II-4) la conservation des flux, (II-5) les propriétés des matériaux magnétiques, et (II-6) la loi d'Ohm. A cela, nous ajoutons la reluctivité magnétique ν qui est l'inverse de la perméabilité μ :

$$(II-7) \quad \nu = \frac{1}{\mu}$$

En supposant que les tôles des machines asynchrones sont isotropes et que l'aimantation rémanente est négligeable, μ est un scalaire et $\vec{B}_r = 0$.

A partir de l'égalité (II-3) on peut poser:

$$(II-8) \quad \vec{B} = \text{rot } \vec{A}$$

où \vec{A} est appelé potentiel vecteur magnétique

L'absence de pièces en mouvement, et la relation (II-8), nous permettent d'écrire:

$$(II-9) \quad \text{rot} \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = 0$$

En combinant les équations (II-1) (II-7) et (II-8), nous obtenons:

$$(II-10) \quad \text{rot } \nu \text{ rot } \vec{A} = \vec{J}$$

L'égalité (II-9) implique qu'il existe un potentiel scalaire Φ tel que:

$$(II-11) \quad \vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = - \overrightarrow{\text{grad}} \Phi$$

L'ensemble des équations (II-6), (II-10) et (II-11) fournit les trois égalités suivantes:

$$(II-12) \quad \text{rot } \nu \text{ rot } \vec{A} + \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \overrightarrow{\text{grad}} \Phi = 0$$

$$(II-13) \quad \vec{J} = - \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \sigma \overrightarrow{\text{grad}} \Phi$$

$$(II-14) \quad \text{div} \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \overrightarrow{\text{grad}} \Phi \right) = 0$$

L'équation (II-12) permet d'analyser les systèmes électromagnétiques fixes dans le cas général. Le caractère dynamique des phénomènes se traduit par le terme $\sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ qui représente la densité des courants de Foucault. Remarquons que pour des variations lentes des phénomènes par rapport au temps, ce terme est négligeable.

Notons enfin que le potentiel vecteur \vec{A} n'est pas déterminé de façon univoque à partir de l'équation (II-12). Etant donné qu'il dérive d'un rotationnel, plusieurs solutions sont possibles qui diffèrent les unes des autres d'un gradient. Une relation supplémentaire (jauge) étant nécessaire pour garantir l'unicité de la solution, nous adoptons la jauge de Coulomb : [15]

$$(II-15) \quad \text{div } \vec{A} = 0$$

II.2.3 Mise en équations par la méthode des éléments finis en 2D

Les systèmes électromagnétiques sont des dispositifs de structure compliquée, constitués de matériaux de caractéristiques très différentes et souvent non-linéaire. Etant donné que les grandeurs électromagnétiques subissent des variations importantes à l'intérieur du système, une modélisation tridimensionnelle du dispositif entier s'avèrerait fastidieuse et coûteuse. Mais, dans la plupart des cas, on peut obtenir, avec une précision suffisante, les grandeurs inconnues, en réduisant le domaine de résolution et en introduisant des conditions aux limites adéquates.

Une diminution importante du volume de calcul est basée sur l'emploi des modèles bidimensionnels. En effet dans un grand nombre de dispositifs électrotechniques, il existe des directions privilégiées d'établissement des champs. Pour ce faire, nous considérerons le repère cartésien $(\vec{o}, \vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$.

Soit le plan dans lequel circulent les flux magnétiques. L'induction magnétique appartient à ce plan ce qui entraîne l'orthogonalité des vecteurs densité de courant et du potentiel magnétique, au plan d'étude, nous pouvons donc écrire : [44]

$$\vec{J} = J\vec{k} \quad \text{et} \quad \vec{A} = A\vec{k}$$

Les équations (II-12), (II-13), (II-14) et (II-15) projetées sur les axes $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ donnent:

$$(II-16) \quad -\frac{\partial}{\partial x} \left(v \frac{\partial A}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(v \frac{\partial A}{\partial y} \right) + \sigma \frac{\partial A}{\partial t} + \sigma \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0$$

$$(II-17) \quad J = -\sigma \frac{\partial A}{\partial t} - \sigma \frac{\partial \Phi}{\partial z}$$

$$(II-18) \quad \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) = 0$$

$$(II-19) \quad \frac{\partial}{\partial z} \left(v \frac{\partial A}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(v \frac{\partial A}{\partial y} \right) = \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0$$

Les équations (II-17) et (II-18) impliquent que \vec{J} et \vec{A} ne dépendent pas de Z et sont constants sur l'axe k :

$$(II-20) \quad \vec{J} = J(x,y) \vec{k}$$

$$(II-21) \quad \vec{A} = A(x,y) \vec{k}$$

En tenant compte de la longueur L du domaine d'étude dans la direction z , les équations (II-12) et (II-13) s'écrivent finalement:

$$(II-22) \quad L \left(\vec{\text{rot}} v \vec{\text{rot}} \vec{A} + \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) - \sigma \vec{\Delta V}_k = 0$$

$$(II-23) \quad \vec{\Delta V}_k = \frac{L}{\sigma} \vec{J} + L \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

où ΔV est la différence de potentiel électrique qui existerait aux bornes d'un conducteur alimenté par un courant.

Sachant que le domaine à étudier est subdivisé en triangles, les équations (II-22) et (II-23) sont résolues sur tous les nœuds du maillage. La valeur de la variable sera déterminée par interpolation polynômiale des valeurs nodales à l'intérieur de chaque élément.

En prenant un point $M(x,y)$ du domaine d'étude, la valeur du potentiel vecteur en ce point sera définie par:

$$(II-24) \quad A(x,y) = \sum_{i=1}^N \alpha_i(x,y) A_i$$

A_i étant la valeur nodale au nœud i et $\alpha_i(x,y)$ une fonction d'interpolation définie de la façon suivante:

$$\forall j \in [1,N], \text{ si } i=j, \alpha_j = 1 \text{ et si } j \neq i \text{ alors } \alpha_j = 0$$

Pour résoudre les équations (II-22) et (II-23) sur tout le domaine, nous utiliserons la méthode projective de Galerkin [15]. Le principe consiste à projeter les équations sur une famille de fonction. Pour obtenir la solution recherchée, il faut que les intégrales des équations projetées sur la base des fonctions, précédemment définies, α_i soient nulles. Dans ce cas les relations (II-22) et (II-23), deviennent:

$$(II-25) \quad L \left(\int_{\Omega} \vec{\alpha}_i \vec{\text{rot}} \vec{v} \vec{\text{rot}} \left(\sum_{j=1}^N \alpha_j \vec{A}_j \right) d\Omega + \int_{\Omega} \vec{\alpha}_i \sigma \frac{\partial}{\partial t} \left(\sum_{j=1}^N \alpha_j \vec{A}_j \right) d\Omega \right) - \int_{\Omega} \vec{\alpha}_i \sigma \Delta \vec{V} d\Omega = 0$$

$$(II-26) \quad -L \int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} \left(\sum_{j=1}^N \alpha_j \vec{A}_j \right) d\Omega + \int_{\Omega} \Delta \vec{V} d\Omega - L \int_{\Omega} \frac{\vec{J}}{\sigma} d\Omega = 0$$

i allant de 1 à N

En considérant qu'il n'y a pas de pièces en mouvement et que les fonctions d'interpolations ne dépendent pas du temps, l'équation (II-25) et (II-26) pour une formulation 2D deviennent:

$$(II-27) \quad L \sum_{j=1}^N \left[\int_{\Omega} \vec{v} \vec{\text{grad}} \alpha_i \vec{\text{grad}} \alpha_j A_j d\Omega + \int_{\Omega} \vec{\alpha}_i \vec{\alpha}_j \sigma \frac{\partial A_j}{\partial t} d\Omega \right] = \int_{\Omega'} \sigma \alpha_i \Delta V_k d\Omega$$

$$(II-28) \quad \sum_{j=1}^N \int_{\Omega'} \sigma \alpha_j \frac{\partial A_j}{\partial t} d\Omega + \frac{\Delta V_k}{R_k} = I_k$$

où Ω' est la surface du conducteur K.

Cela nous donne le système suivant à résoudre:

$$(II-29) \quad \begin{bmatrix} [S][A] + [G] \left[\frac{\partial A}{\partial t} \right] - [C][\Delta V] = 0 \\ -[C]^T \left[\frac{\partial A}{\partial t} \right] + [R]^{-1} [\Delta V] = [I] \end{bmatrix}$$

Avec :

$$S_{ij} = L \int_{\Omega} \vec{v} \vec{\text{grad}} \alpha_i \vec{\text{grad}} \alpha_j d\Omega$$

$$G_{ij} = L \int_{\Omega} \alpha_i \alpha_j d\Omega$$

$$C_i = L \int_{\Omega} \sigma \alpha_i d\Omega$$

$$R_{kk} = R_k = \frac{L}{\int_{\Omega} \sigma dS}$$

A_i : valeurs nodale du noeud i

ΔV_k : différence de potentiel aux bornes du conducteur K

I_k : courant qui parcourt le conducteur K .

Le système matriciel de $(N+K)^2$ termes est résolu pour obtenir les valeurs des $N+K$ variables.

II.2.4 Conclusion

Après cet aperçu général de la méthode des éléments finis et des équations de Maxwell, il faut maintenant les utiliser pour modéliser un moteur asynchrone. Pour cela, nous exposerons les méthodes de résolution des équations obtenues, en fonction des contraintes physiques et des simplifications possibles dans le cas particulier qui nous préoccupe.

II.3 MODELISATION DE LA MACHINE ASYNCHRONE

II.3.1 Introduction

Afin d'appréhender tous les phénomènes physiques qui se développent dans une machine asynchrone, il faut se munir d'outils efficaces permettant sa modélisation.

La première idée qui vient à l'esprit, est l'utilisation de la magnétostatique pour la modélisation de la machine asynchrone. Mais cette méthode nous oblige à connaître les valeurs des courants dans les différentes barres du rotor et ne prend pas en compte le terme temporel de l'équation (II-29).

Cependant une application dans les régimes de fonctionnement à vide où les courants induits s'annulent à cause de la fréquence ($f_2 = g f_1$) devient possible [9]. Un exemple de cette modélisation sera présenté.

Un deuxième moyen, consiste à utiliser la méthode du pas à pas dans le temps. Mais ce modèle est difficile à mettre en oeuvre et demande des temps de calcul importants, bien qu'il soit très intéressant par la quantité d'informations qu'il est susceptible de fournir [7], [32], [60].

L'utilisation des nombres complexes enfin, nous permet de nous affranchir de cette contrainte de temps et de résoudre le problème bien que quelques hypothèses réstrictives doivent être faites. Dans ce cas la modélisation est possible uniquement pour le régime permanent de la machine avec des variables sinusoïdales.

II.3.2 Modélisation de la machine asynchrone par la magnétostatique

Dans ce modèle, on suppose que le champ magnétique est produit par les sources à un instant donné.

Les champs électriques \vec{E} et magnétiques \vec{B} sont alors découplés. Dans ce cas la relation (II-22) devient :

$$(II-30) \quad \vec{\text{rot}} \, v \, \vec{\text{rot}} \, \vec{A} = \frac{\sigma}{L} \Delta V_k$$

Mais comme nous l'avons évoqué, ce modèle exige la connaissance des courants rotoriques, que l'on peut cependant calculer analytiquement par l'intermédiaire du schéma équivalent. Dans ce cas l'effet de peau n'est pas pris en compte, les courants ainsi obtenus sont rapportés au stator par l'intermédiaire du coefficient de transformation des courants K_I (I-4-8).

Ensuite une résolution globale, en présence des courants rotoriques et statoriques, est effectuée. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle ne reflète pas la réalité dans le fonctionnement en charge de la machine asynchrone. En revanche elle est intéressante dans la marche à vide.

Dans ce cas on peut par exemple calculer la réactance principale du schéma équivalent et voir son évolution en fonction de la saturation: (figure II-4). La caractéristique à vide de la machine asynchrone peut également être déterminée (figure II-5).

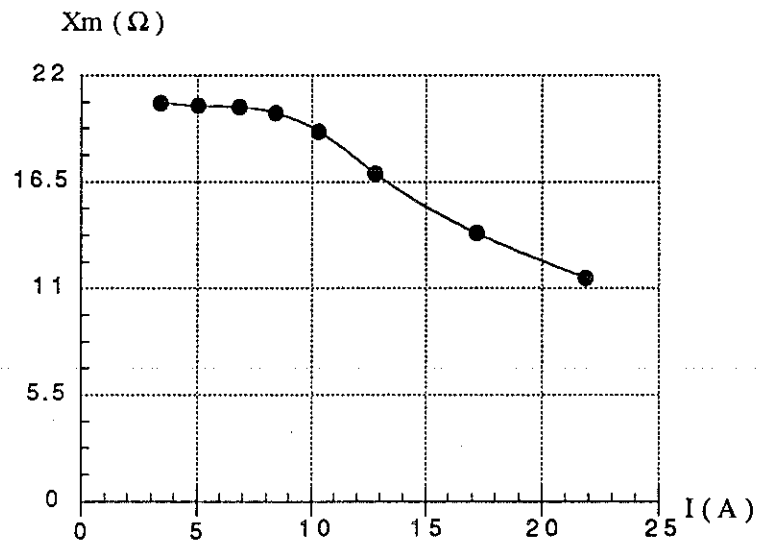


Figure II.4: Evolution de la réactance principale en fonction du courant à vide.

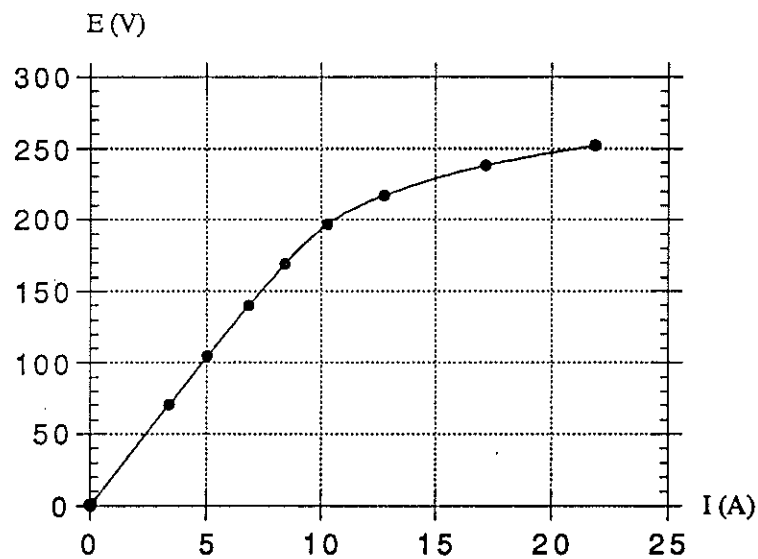


Figure II.5: Caractéristique à vide

Pour pouvoir modéliser la machine, en tenant compte de l'effet de peau dans les barres, il est nécessaire d'utiliser la magnétodynamique complexe [58] ou une méthode pas à pas dans le temps.

II.3.3 Modélisation de la machine asynchrone par la magnétodynamique complexe

II.3.3.1 Application des équations de Maxwell

L'hypothèse de base est que toutes les grandeurs doivent être sinusoïdales.

Les équations de Maxwell appliquées à un problème 2D cartésien, conduisent à résoudre:

$$(II-31) \quad \vec{\text{rot}} \, v \, \vec{\text{rot}} \, \vec{A} + \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{J}_0$$

Où le terme $\sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ caractérise les courants induits dans les conducteurs massifs de la cage.

Dans ces conditions la résolution de l'équation (II-31) peut être effectuée en notations complexe.

Soit \vec{J}_0 une source de courant sinusoïdale et \vec{A} , le potentiel vecteur lui-même, est sinusoïdal:

$$(II-32) \quad \vec{J}_0 = \sigma \frac{\Delta V_k}{L} e^{j(\omega t + \phi)} \vec{z}$$

$$(II-33) \quad \vec{A} = A e^{j(\omega t + \psi)} \vec{z}$$

Le terme $\sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ s'exprime alors sous la forme:

$$(II-34) \quad \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = j\sigma\omega\vec{A}$$

De ce fait l'équation (II-31) devient:

$$(II-35) \quad \vec{\text{rot}} \, v \, \vec{\text{rot}} \, \vec{A} + j\sigma\omega\vec{A} = \vec{J}_0$$

Projetée sur l'axe Z l'équation (II-35) devient donc :

$$(II-36) \quad \vec{\text{rot}} \, v \, \vec{\text{rot}} \, \vec{A}_z + j\sigma\omega\vec{A}_z = \vec{J}_{0z}$$

Aux nœuds du maillage, l'équation (II-36) s'écrit :

$$(II-37) \quad \sum_{i=1}^N \left(j \omega \int_{\Omega} \sigma \alpha_i \alpha_j d\Omega + \int_{\Omega} v \overrightarrow{\text{grad}} \alpha_i \overrightarrow{\text{grad}} \alpha_j d\Omega \right) \vec{A}_i - \frac{\sigma}{L} \int_{\Omega} \vec{\alpha}_j \vec{J}_0 d\Omega = 0$$

avec $j = 1, 2, \dots, N$.

Dans l'équation (II-37), \vec{A}_i est la valeur du potentiel vecteur au nœud i , \vec{J}_0 la densité de courant source et α_i, α_j les fonctions d'interpolations.

La non-linéarité des matériaux magnétiques dans les tôles se caractérise par la variation de la perméabilité en fonction du champ magnétique. Comme $\vec{B} = \overrightarrow{\text{rot}} \vec{A}$, le potentiel vecteur A et la réluctivité v en un point sont interdépendante. Le système est alors non-linéaire, on utilise donc la méthode de Newton-Raphson pour effectuer la résolution [33], [60] (ANNEXE II).

II.3.3.2 Conversion de la caractéristique de saturation des milieux ferromagnétiques $B (H)$

Un grand nombre de dispositifs électrotechniques comportent des circuits magnétiques constitués de matériaux ferromagnétiques. Le principal avantage de ces matériaux est qu'ils permettent l'établissement d'un flux important avec un nombre d'Ampère-tours relativement faible. Cependant ils présentent des propriétés indésirables telles que l'hystérésis et la saturation; de plus lorsqu'ils sont soumis à des champs variables au cours du temps ils sont aussi le siège de courants de Foucault. Afin de réduire ces effets indésirables, les constructeurs feuilletent le matériau suivant la direction de variation du champ.

En ce qui concerne le calcul du champ local, l'hystérésis peut être négligée dans les matériaux magnétiques doux, car elle ne modifie pas considérablement la relation entre l'induction magnétique \vec{B} et le champ magnétique \vec{H} .

Ainsi, la courbe obtenue en courant continu (figure II-6) est utilisée dans la littérature comme relation entre les valeurs locales de \vec{B} et \vec{H} .

Nous avons vu précédemment que si la machine est alimentée par des sources qui varient sinusoïdalement par rapport au temps, on pouvait utiliser des grandeurs complexes. Un tel calcul ne peut être effectué en toute rigueur que si la valeur de perméabilité est constante au cours du temps. Pour utiliser quand même des grandeurs sinusoïdales en présence de saturation, nous allons définir une caractéristique magnétique équivalente basée sur le principe de conservation de l'énergie stockée.

Dans la modélisation en magnétodynamique complexe, l'alimentation est sinusoïdale et l'énergie magnétique doit être calculée par intégration de l'énergie instantanée sur une période [58], [60]. En supposant que l'induction est sinusoïdale en tous points de l'espace, nous pouvons poser:

$$(II-38) \quad B(t) = B_M \sin \omega t$$

Dans ce cas l'énergie moyenne aura comme expression :

$$(II-39) \quad W_M(B_M) = \frac{1}{T} \int_0^T \int \nu(B(t)) B_M \sin \omega t \, dB \, dt$$

Comme le montre la figure II-6, l'induction magnétique est supposée sinusoïdale mais le champ et l'énergie ne le sont pas. Il faut donc utiliser une réductivité équivalente qui conserve l'énergie magnétique moyenne dans le domaine. Pour une induction donnée, la réductivité équivalente doit vérifier :

$$(II-40) \quad W(B_M) = \frac{1}{2} \int_0^{B_M} \nu_{\text{eq}}(B) B \, dB = W_M(B_M)$$

C'est sur ce principe que l'on calculera préalablement, à toute résolution, une caractéristique $B(H_{\text{eq}})$ telle que la réductivité correspondante vérifie l'équation (II-40) [60]. Une démonstration plus détaillée est développée en ANNEXE III.

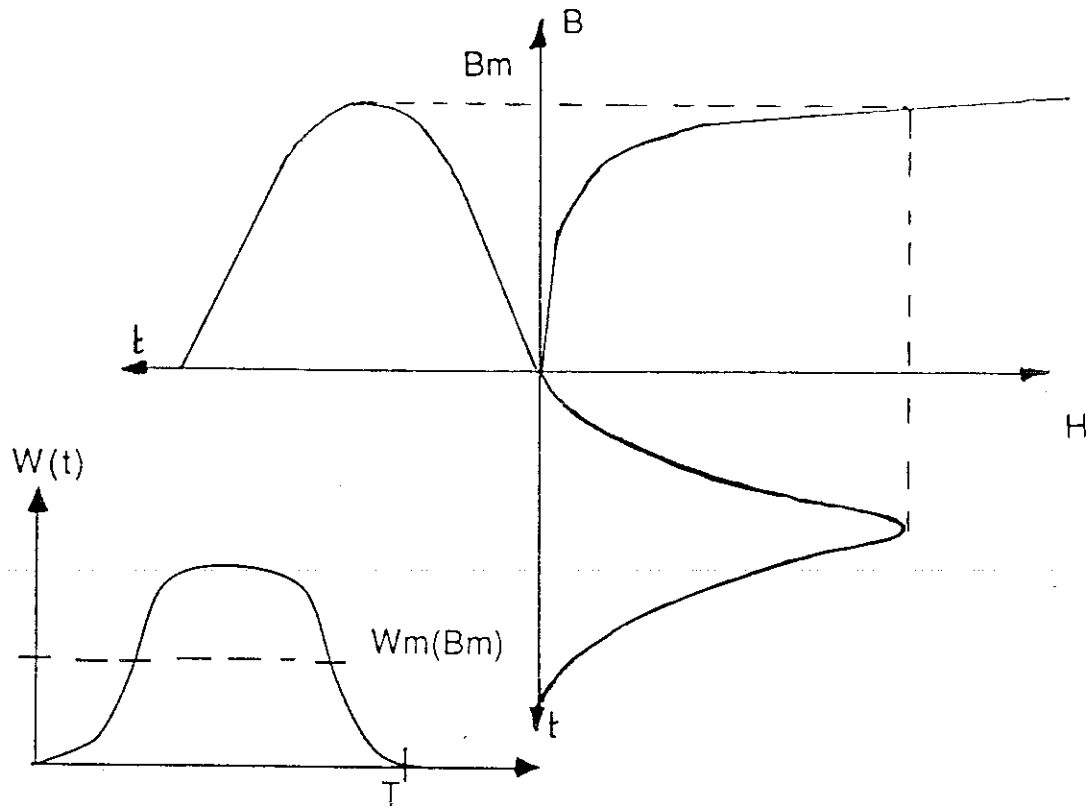


Figure II.6 : Caractéristique $B(H)$, $B(t)$, $H(t)$, $W(t)$

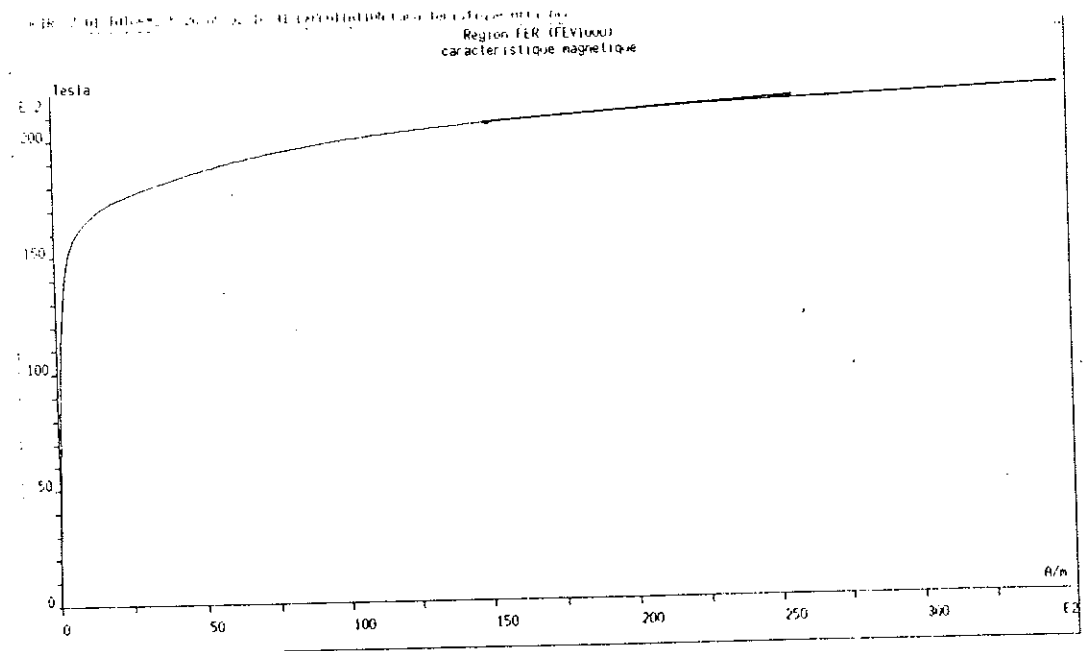


Figure II.7 : Allure de la courbe $B(H_{eq})$ pour une courbe $B(H)$ donnée.

II.4 RESULTATS DE SIMULATIONS

La méthode exposée précédemment a été appliquée à un moteur de 18,5 Kw 4 pôles, en négligeant les effets d'extrémités (têtes de bobines).

La carte de flux au démarrage est donnée à la figure (II-8).

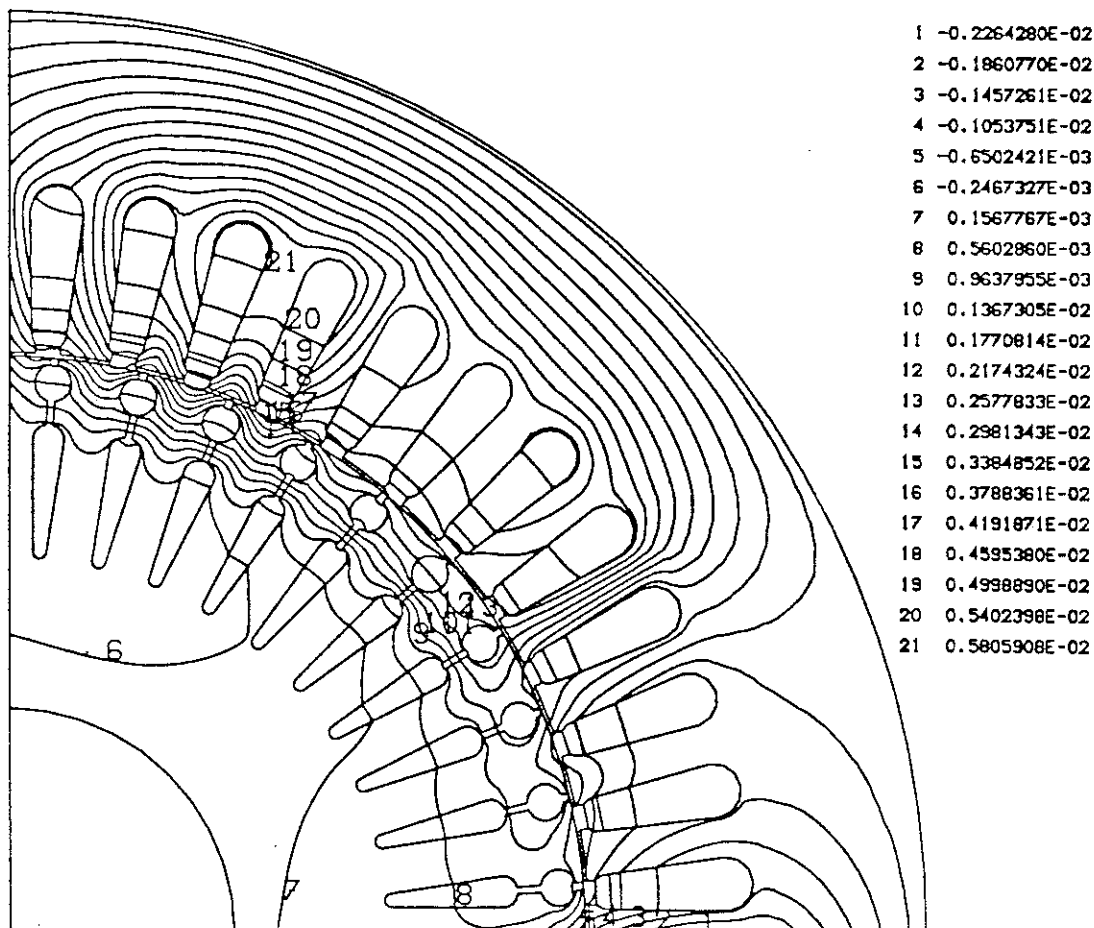


Figure II.8 : Répartition des équiflux au démarrage

Nous remarquons que le flux magnétique ne pénètre pas dans le rotor et passe entre les deux cages rotoriques. De ce fait, nous pouvons dire que, pratiquement tout le courant rotorique circule dans la première cage. Le flux zig-zag est facilement mis en évidence ici, nous voyons bien qu'il circule des dents du rotor aux dents du stator. Les fuites sont caractérisées par les lignes de flux qui se referment sur elles-mêmes que ce soit au rotor ou au stator.

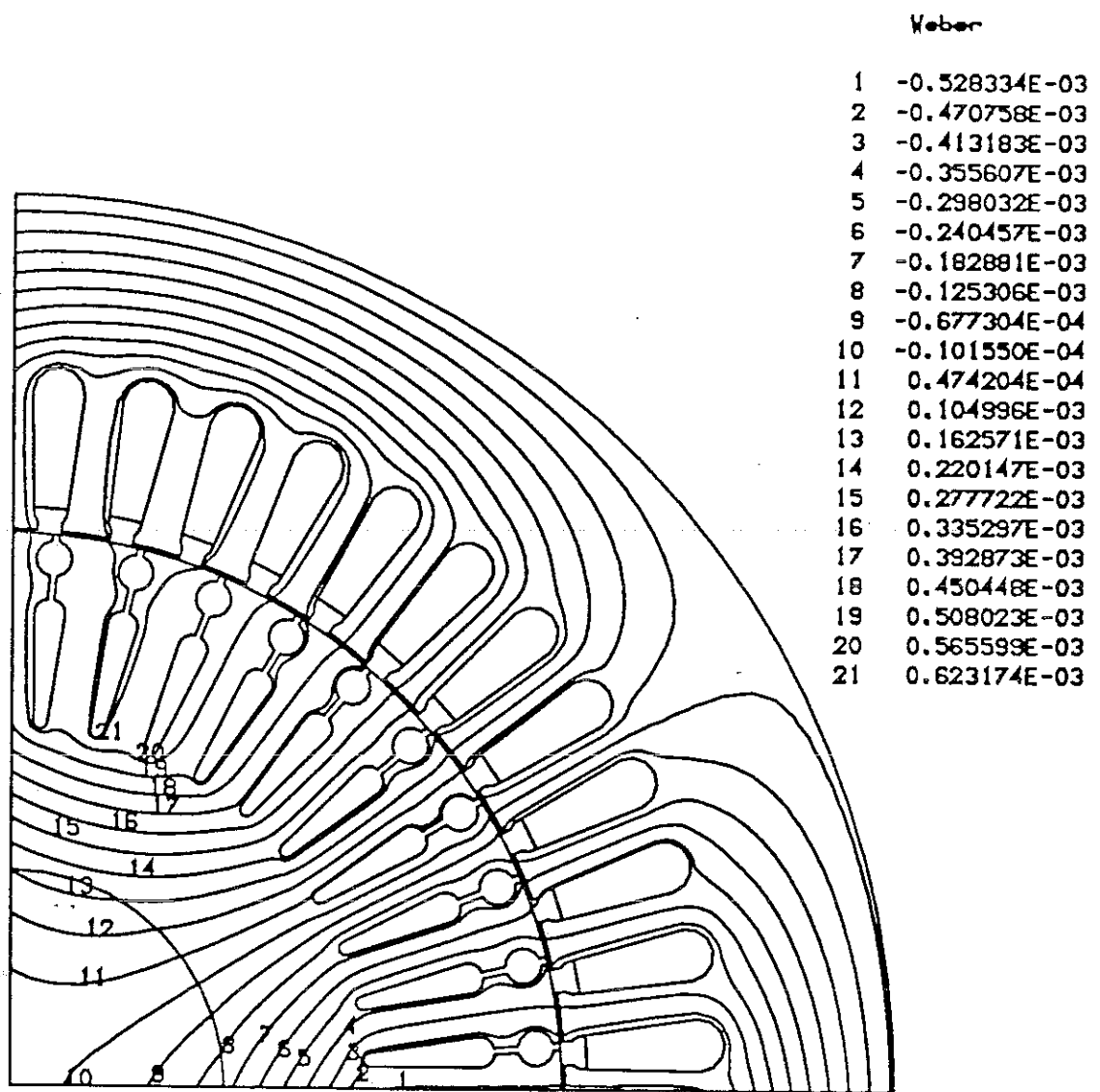


Figure II.9 : Répartition des équiflux à vide

Il est possible de modéliser la machine dans sa marche à vide en affectant une conductibilité nulle dans la cage rotorique ($g = 0\%$) (Figure II-7).

En l'absence de courants au rotor, le flux pénètre complètement dans le rotor et de manière régulière, ainsi nous pouvons voir facilement les pôles de la machine par exemple.

Nous avons vu au chapitre I qu'il y avait un refoulement de courant dans les barres rotoriques et que son calcul était compliqué dès qu'on s'écartait d'une géométrie simple. La figure (II-10) nous montre cette répartition du courant dans une barre rotorique au démarrage.

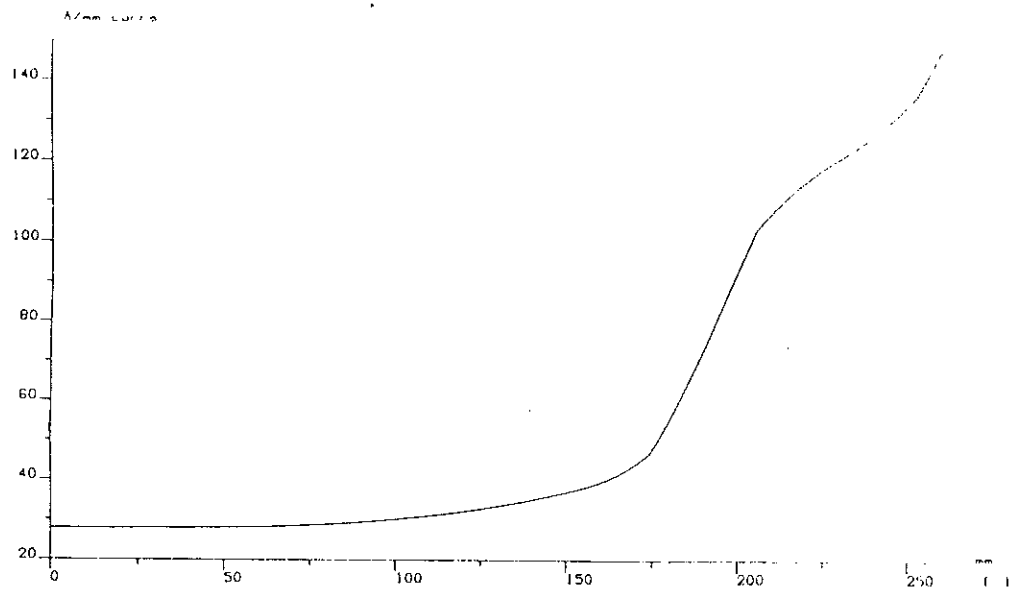


Figure II.10 : Distribution du courant dans une barre rotorique au démarrage

Dès qu'on approche du synchronisme, la fréquence des courants rotoriques s'annule; dans ce cas la valeur du courant devient très faible, et uniformément réparti dans la barre (figure II-11).

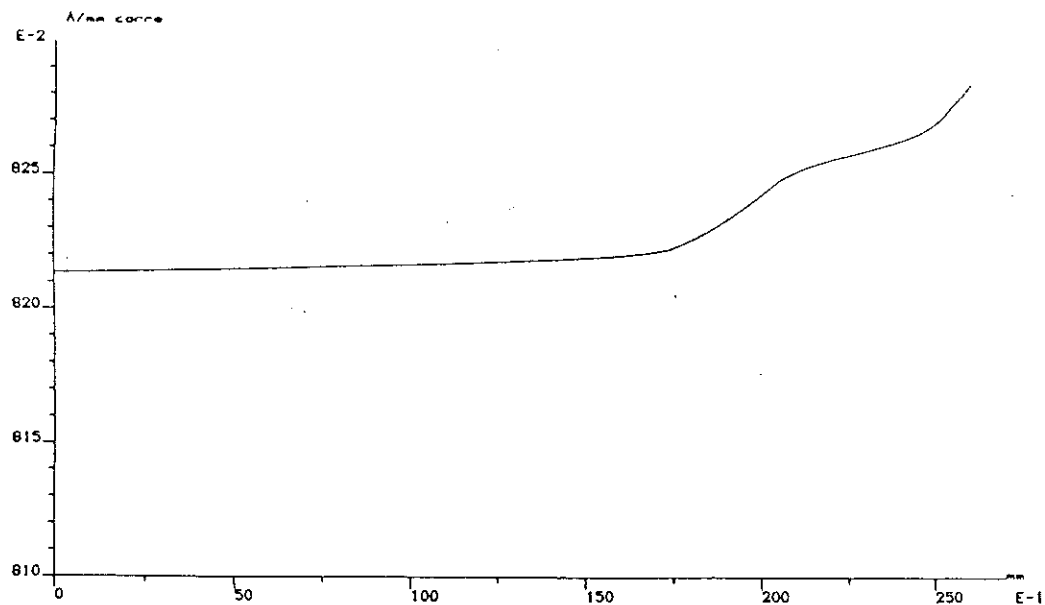


Figure II.11 : Distribution du courant dans une barre rotorique à $g = 3,53\%$

Au moyen du module "Expgen : Exploitation des résultats" du logiciel FLUX2D, il est possible de calculer le couple de la machine. Un exemple de variation du couple en fonction du glissement est donné à la figure II-12.

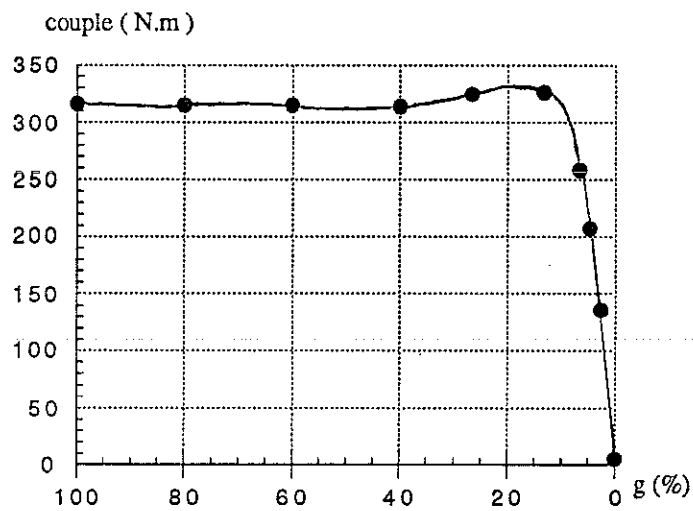


Figure II.12: Couple en fonction du glissement

II.5 CONCLUSION

Les résultats obtenus montrent que l'on peut modéliser de façon générale un moteur asynchrone par la méthode des éléments finis. L'utilisation du module magnétostatique de FLUX2D, nous a permis de modéliser la machine dans son régime de fonctionnement à vide.

Cependant une modélisation en charge a nécessité l'utilisation de la magnétodynamique complexe pour appréhender les principaux phénomènes qui se développent au démarrage notamment .

Toutefois des limites existent. En effet, la machine est alimentée, réellement, en tension et non en courant comme dans notre cas. Les effets d'extrémités sont négligés pour le moment, l'inclinaison d'encoche n'est pas prise en compte.

Néanmoins la méthode présentée offre de nombreuses possibilités pour la connaissance du moteur asynchrone. Par exemple le calcul des paramètres du schéma équivalent du moteur, en utilisant les éléments finis, permet actuellement d'introduire les effets d'extrémités et l'influence de l'inclinaison d'encoches. C'est ce que nous développerons dans le chapitre suivant.

CHAPITRE III

ETABLISSEMENT DU SCHEMA EQUIVALENT DE LA MACHINE ASYNCHRONE A PARTIR D'UN CALCUL PAR ELEMENTS FINIS

III.1 INTRODUCTION

La méthode que nous avons présentée au chapitre précédent, s'est avérée très bien adaptée à une représentation générale du fonctionnement et de l'état magnétique de la machine asynchrone. Elle nous a permis de représenter l'ensemble des phénomènes qui se produisent en régime permanent.

Cependant l'analyse et la conception de la machine sont facilitées à la fois par une description détaillée des grandeurs locales et par une bonne évaluation des paramètres globaux du schéma équivalent. Ainsi plusieurs travaux ont été réalisés afin de calculer ces différents paramètres à partir des résolutions par éléments finis des équations de Maxwell [7], [10], [27], [37], [41], [72].

Nous avons vu au chapitre I que pour estimer les paramètres du schéma équivalent, il a fallu faire plusieurs hypothèses afin de faciliter le calcul analytique. Nous allons montrer comment, à partir d'un calcul par élément finis, évaluer ces mêmes paramètres en supprimant la plupart de ces hypothèses.

Mais avant d'aborder le problème nous avons jugé nécessaire de développer quelques réflexions sur le calcul d'une machine asynchrone à cage afin de savoir comment exploiter les résultats fournis par FLUX2D.

Après avoir vu ces différents points, nous regarderons comment extraire des résultats obtenus, les paramètres du schéma équivalent classique et leurs variations.

L'ensemble de ces problèmes seront complétés par une étude sur la validité des méthodes que nous avons développées.

III.2 CONSIDERATION GENERALES SUR LE CALCUL D'UNE MACHINE ASYNCHRONE A CAGE

III.2.1 Calcul d'une machine à cage:

III.2.1.1 Cas théorique:

Pour établir des relations simples entre les tensions d'alimentation du moteur et ses courants primaires et secondaires, il fallait faire un certain nombre d'hypothèses. On avait supposé donc que, le nombre d'encoches au stator tend vers l'infini, que ses enroulements sont répartis d'une façon sinusoïdale (donc absence d'harmoniques d'espace), que le nombre de barres de la cage est infini, que le problème est linéaire et l'alimentation du stator est parfaitement sinusoïdale.

Dans ces conditions, le calcul des caractéristiques électromécaniques de la machine peut être effectué en supposant la machine à l'arrêt et la conductibilité des barres rotoriques égale à σ .g. En effectuant cette simplification, on néglige les harmoniques d'espace.

III.2.1.2 Cas réel:

Dans la réalité le nombre de barres "q" au rotor est fini et le bobinage du stator n'est pas réparti, de ce fait le stator et le rotor génèrent chacun des harmoniques d'espace dont l'interaction produit un couple total qui est la somme des couples de chacun des harmoniques. Les harmoniques générés dépendent du bobinage mais aussi de la forme des encoches (ouverture, etc...). Cette variation du couplage fait que les courants rotoriques n'ont plus de raison d'être polyphasés équilibrés directs [64], [65].

Supposons la cage inclinée d'un pas dentaire du stator, le couplage entre les bobinages harmoniques (ainsi que le fondamental) varie comme:

$$\frac{\sin \frac{vp\pi k_r}{q}}{\frac{vp\pi k_r}{q}}$$

v étant le rang de l'harmonique, p le nombre de paire de pôles, q le nombre de barres et k_r l'inclinaison.

Si l'inclinaison est bien choisie, on peut éliminer un ou plusieurs harmoniques. Si cette inclinaison est d'un pas dentaire stator, on élimine pratiquement les harmoniques de denture c'est à dire les courants qu'ils induisent dans la cage et donc les couples correspondants [20]. Par conséquent, le

... à partir d'un calcul par éléments finis

couple à $g=1$ devient presque indépendant de la position. Dans ce cas, il est légitime de dire que les courants rotoriques forment un système polyphasé équilibré d'ordre p et de rang q .

III.2.2 Théorie classique de la machine à cage:

Soit le schéma de la figure (III-1) :

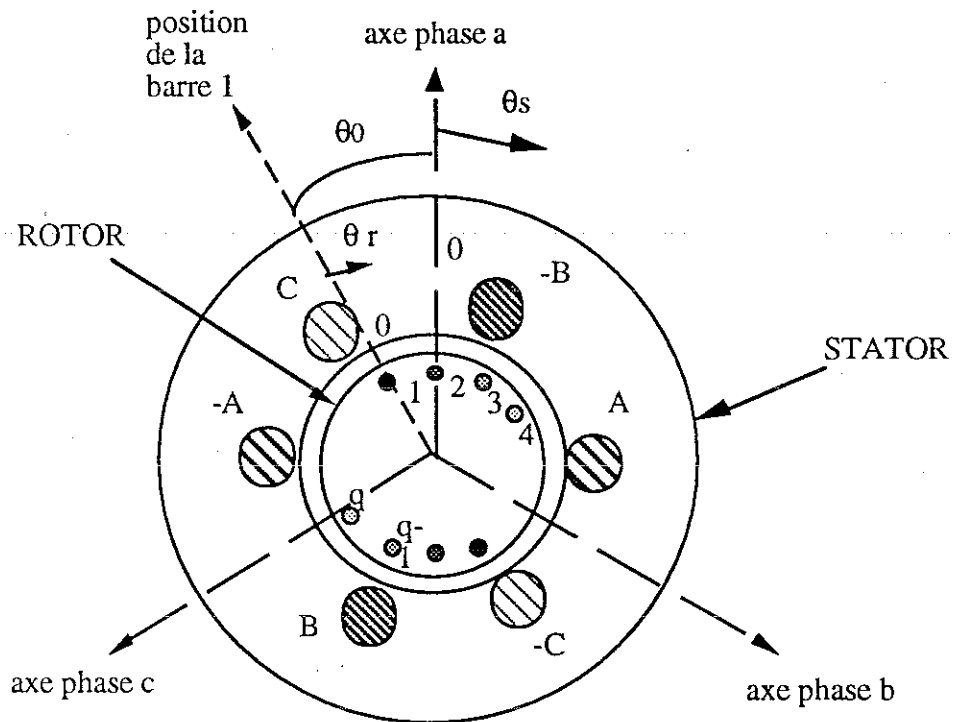


Figure III.1 : Schématisation d'une machine asynchrone à cage

Les enroulements statoriques sont répartis et alimentés par un système direct de tensions, les q barres du rotor sont identiques, et de conductibilité σ_g .

On prend comme référence:

- référence temporelle, la tension de la phase stator A.
- références spatiales:
 - *au stator θ_s , l'axe de la phase a
 - *au rotor θ_r , la position de la barre 1

Avec la notation:

phases a, b, c au stator
barres 1, 2, 3, ..., q au rotor

On suppose que l'entrefer est constant et que la perméabilité est infinie.

Etablissement du schéma équivalent de la machine asynchrone

III.2.2.1 Champ tournant stator:

Soient les trois tensions équilibrées directes:

$$(III-1) \quad \begin{aligned} v_a &= V\sqrt{2} \cos \omega t \\ v_b &= V\sqrt{2} \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{3} \right) \\ v_c &= V\sqrt{2} \cos \left(\omega t - \frac{4\pi}{3} \right) \end{aligned}$$

et les trois courants triphasés équilibrés directs:

$$(III-2) \quad \begin{aligned} i_a &= I_s \sqrt{2} \cos (\omega t - \varphi_s) \\ i_b &= I_s \sqrt{2} \cos \left(\omega t - \varphi_s - \frac{2\pi}{3} \right) \\ i_c &= I_s \sqrt{2} \cos \left(\omega t - \varphi_s - \frac{4\pi}{3} \right) \end{aligned}$$

Les F.m.m engendrées seront:

$$(III-3) \quad \begin{aligned} \epsilon_a &= \frac{2}{\pi} n_s i_a \cos \theta_s \\ \epsilon_b &= \frac{2}{\pi} n_s i_b \cos \left(\theta_s - \frac{2\pi}{3} \right) \\ \epsilon_c &= \frac{2}{\pi} n_s i_c \cos \left(\theta_s - \frac{4\pi}{3} \right) \end{aligned}$$

Où n_s est le nombre de spires au stator multiplié par le coefficient de bobinage du fondamental.

En faisant la somme de ces trois F.m.m nous aurons:

$$(III-4) \quad \epsilon_t = \frac{3}{\pi} n_s I_s \sqrt{2} \cos (\omega t - \theta_s - \varphi_s) = \epsilon_s \cos (\omega t - \theta_s - \varphi_s)$$

Avec :

$$\epsilon_s = \frac{3}{\pi} n_s I_s \sqrt{2}$$

Cette F.m.m. provoque l'apparition dans l'entrefer d'une induction dont l'expression est :

$$(III-5) \quad B_{(\text{stator})} = \frac{\mu_0 \epsilon_t}{e} = \frac{\mu_0 \epsilon_s}{e} \cos (\omega t - \theta_s - \varphi_s)$$

e étant l'épaisseur de l'entrefer.

... à partir d'un calcul par éléments finis

III.2.2.2 Champ tournant rotor:

Avec les conventions de la figure (III-1) et la définition de la F.m.m d'un conducteur [20], on obtient pour ϵ_1 , crée par i_1 dans le repère θ_r du rotor; la courbe de la figure III-2.

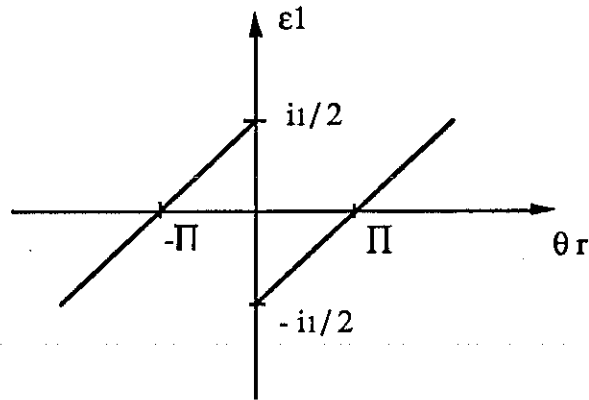


Figure III.2 : Distribution de la f.m.m. d'un conducteur

dont le terme fondamental est :

$$(III-6) \quad \epsilon_1(\theta_r) = -\frac{i_1}{\pi} \sin \theta_r$$

En faisant l'hypothèse que les courants i_1, i_2, \dots, i_q forment un système q phasé direct d'ordre 1, on obtient :

$$(III-7) \quad \begin{aligned} i_1 &= I_r \sqrt{2} \cos(\omega t - \varphi_r) \\ i_2 &= I_r \sqrt{2} \cos\left(\omega t - \varphi_r - \frac{2\pi}{q}\right) \\ &\dots\dots\dots \\ i_q &= I_r \sqrt{2} \cos\left(\omega t - \varphi_r - (q-1)\frac{2\pi}{q}\right) \end{aligned}$$

L'angle φ_r est défini par rapport à la tension statorique v_a .

Chacune des F.m.m est décalée de $\frac{2\pi}{q}$ dans le sens des θ_r croissants (figure III-1), la somme nous donne :

$$(III-8) \quad \epsilon_q = -\frac{i_q}{\pi} \sin\left(\theta_r - (q-1)\frac{2\pi}{q}\right)$$

On aura donc :

$$(III-9) \quad \epsilon_r(\text{rotor}) = + \frac{q}{2\pi} I_r \sqrt{2} \sin(\omega t - \theta_r - \varphi_r) = \epsilon_r \sin(\omega t - \theta_r - \varphi_r)$$

avec :

$$\epsilon_r = \frac{q}{2\pi} I_r \sqrt{2}$$

Si on rapproche cette formule de celle du stator (III-4), on voit que l'on a:

$$\text{au stator } 3 \frac{n_s I_s}{\pi} \text{ et } \frac{q I_r}{2\pi} \text{ au rotor}$$

On en déduit donc qu'une cage est équivalente (pour le fondamental) à un bobinage triphasé.

La f.m.m. rotorique va donner lieu à l'induction $B_t(\theta_r)$.

Si on écrit le théorème d'Ampère sur le contour (c) orienté comme indiqué sur la figure III-3 :

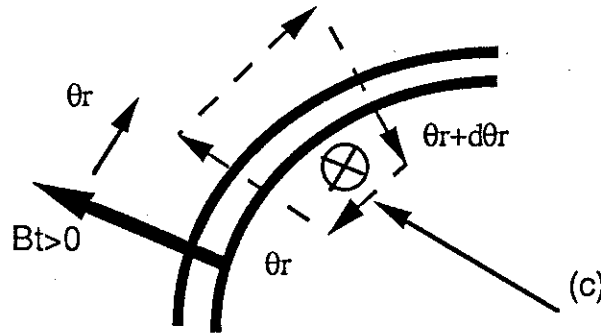


Figure III.3

$$B_t(\theta_r) - B_t(\theta_r + d\theta_r) = \frac{\mu_0}{e} J_r(\theta_r) d\theta_r$$

Nous tirons la densité de courant $J_r(\theta_r)$:

$$J_r(\theta_r) = - \frac{e}{\mu_0} \frac{dB_t(\theta_r)}{d\theta_r} = - \frac{d\epsilon_r(\theta_r)}{d\theta_r}$$

soit:

$$(III-10) \quad J_r(\theta_r) = \frac{q}{2\pi} I_r \sqrt{2} \cos(\omega t - \theta_r - \varphi_r) = \epsilon_r \cos(\omega t - \theta_r - \varphi_r)$$

... à partir d'un calcul par éléments finis

III.2.2.3 Calcul du couple:

Le couple est calculé dans le repère du rotor (θ_r). En prenant les notations choisies à la figure (III-1) :

$$\theta_r = \theta_s + \theta_0$$

En ramenant l'induction du stator dans le repère du rotor :

$$\theta_s = \theta_r - \theta_0$$

Alors :

$$(III-11) \quad B_t(\text{stator})(\theta_r) = \frac{\mu_0}{e} \epsilon_s \cos(\omega t - \theta_r + \theta_0 - \varphi_s)$$

En appliquant la formule de Laplace pour le calcul du couple nous aurons :

$$d\Gamma = F \cdot R = B_t \cdot \text{Longueur} \cdot J_r d\theta_r \cdot \text{Rayon}$$

$$\Gamma = \int_0^{2\pi} d\Gamma = \frac{LR\mu_0}{e} \epsilon_s \epsilon_r \int_0^{2\pi} \cos(\omega t - \theta_r + \theta_0 - \varphi_s) \cos(\omega t - \theta_r - \varphi_r) d\theta_r$$

Après intégration nous trouvons :

$$(III-12) \quad \Gamma = \frac{\pi L R \mu_0}{e} \epsilon_s \epsilon_r \cos(\theta_0 - \varphi_s + \varphi_r)$$

On constate que l'on ne trouve pas le genre de formule auquel on peut s'attendre c'est à dire :

$$(III-13) \quad \Gamma = \Gamma_{\max} \sin(\varphi_r - \varphi_s)$$

pour qu'il y ait identité entre les relations (III-12) et (III-13), il faut que $\theta_0 = -\frac{\pi}{2}$.

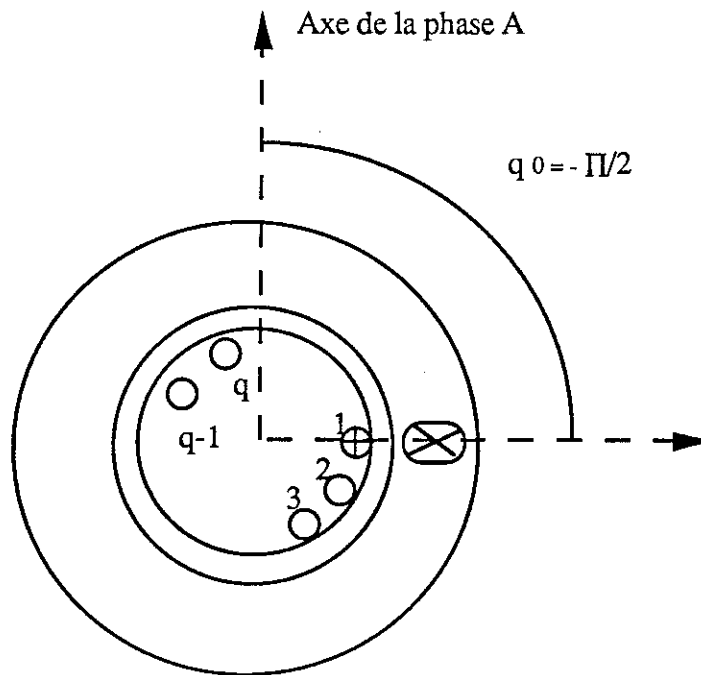


Figure III.4

III.2.3 Conclusion:

Au cours de ce paragraphe, nous avons effectué quelques réflexions sur le calcul d'une machine à cage. Seulement une question se pose : pourquoi tous ces calculs ? La réponse est simple : nous savons tous que la machine asynchrone à cage est loin d'être un système simple, d'ailleurs les équations et les hypothèses le prouvent. Ainsi le fait de faire de la modélisation de la machine asynchrone, nécessite la connaissance des phénomènes qui se produisent et des conditions de fonctionnement pour pouvoir interpréter et analyser les résultats qui sont donnés par FLUX2D.

... à partir d'un calcul par éléments finis

III.3 EXPLOITATION DES RESULTATS

III.3.1 Introduction

Le calcul de champ magnétique par la méthode des éléments finis étant terminé, nous disposons d'une solution approchée donnée par :

$$(III-14) \quad A(x,y) = \sum_{i=1}^N A_i \alpha_i(x,y)$$

où les A_i sont les valeurs du potentiel vecteur calculées numériquement.

Cette connaissance n'est pas le but recherché en soi car nous avons besoin d'informations plus tangibles, induction maximale, induction en un point, flux, puissance, courant, etc..., pour pouvoir analyser la solution donnée par le logiciel.

III.3.2 Calcul de l'induction et du champ en un point

L'induction magnétique \vec{B} se déduit immédiatement du potentiel vecteur \vec{A} par dérivation :

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A}$$

soit

$$(III-15) \quad B = \sum_{i=1}^N \text{grad } \alpha_i A_i$$

La dérivation se fait sur les fonctions α_i connues. Le champ est calculé à partir de l'induction B par :

$$(III-16) \quad \vec{H} = \nu \vec{B}$$

En plus des grandeurs ponctuelles, il est possible de voir l'évolution spatiale de l'induction normale dans l'entrefer de la machine simulée (figures (III.5) et (III.6)).

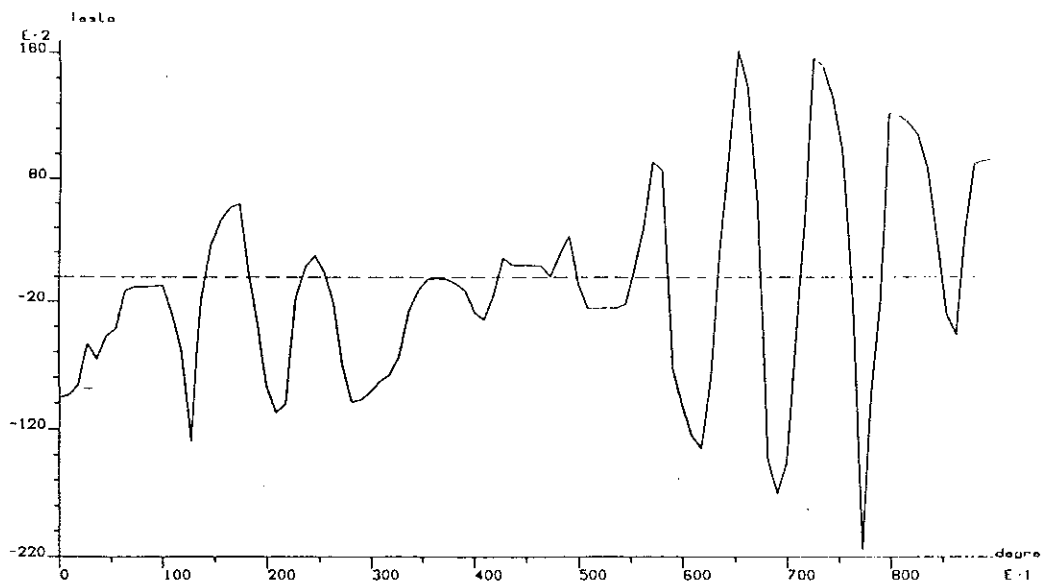


Figure III.5 : Evolution de B_n en fonction de la position spatiale au démarrage

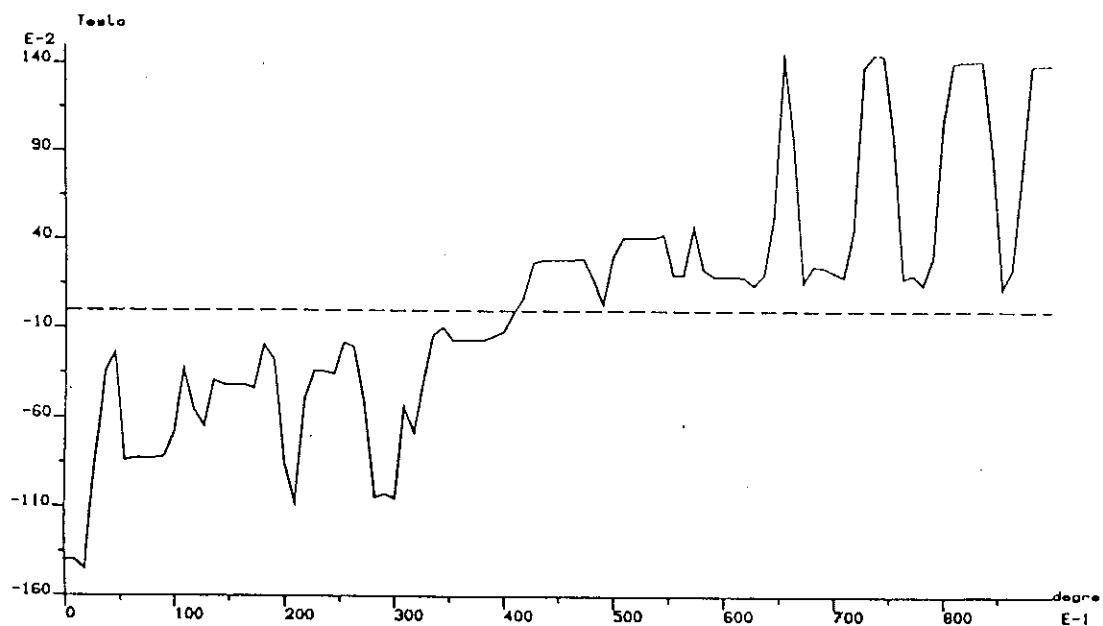


Figure III.6 : Evolution de B_n en fonction de la position spatiale à $g=3,53\%$

... à partir d'un calcul par éléments finis

A partir de ces quantités, on peut en déduire le calcul de la puissance en utilisant les relations connues de l'électromagnétisme.

III.3.3 Calcul des courants induits dans les barres rotoriques

La présence de dents et d'encoches dans l'entrefer, implique l'apparition d'harmoniques d'espace. Or, l'hypothèse utilisée pour résoudre l'équation du potentiel vecteur est que toutes les variables mises en jeu sont sinusoïdales dans le temps.

A l'arrêt, ces harmoniques vont générer une distribution spatiale non sinusoïdale des courants induits dans les barres, mais ceux-ci resteront évidemment sinusoïdaux dans le temps [7], [62].

Si le rotor tourne, la variation du flux ne sera plus sinusoïdale en un point d'une barre rotorique, et il se développera donc des harmoniques temporels de courant. En effet soit :

$$A(r, \theta) = \sum_{i=-n}^n A_i(r) e^{-j(\phi_i + i p \theta)} e^{j \omega t}$$

le potentiel vecteur en un point (r, θ) d'une barre, θ étant l'angle mécanique par rapport à une position déterminée et p le nombre de paires de pôles du moteur. $A(r, \theta)$ est décomposé en ses n harmoniques d'espaces.

Les courants induits dans la barre s'expriment par :

$$(III-17) \quad \vec{J} = \sigma (\vec{E} + \vec{V} \wedge \vec{B})$$

\vec{V} étant la vitesse de déplacement

En exprimant \vec{B} en coordonnées cylindriques en fonction du potentiel vecteur \vec{A} , nous obtenons :

$$(III-18) \quad \vec{V} \wedge \vec{B} = r \omega' \vec{e}_\theta \wedge \left(\frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial \theta} \vec{e}_r - \frac{\partial A}{\partial r} \vec{e}_\theta \right) = -\omega' \frac{\partial A}{\partial \theta} \vec{e}_r$$

où

$$\omega' = (1 - g) \frac{\omega}{p}$$

Ainsi, l'angle θ varie et s'exprime par l'équation suivante en fonction du temps :

$$(III-19) \quad \theta = (1 - g) \frac{\omega}{p} t + \theta_0$$

L'ensemble de ces expressions nous donne la relation des courants induits en fonction du temps et des harmoniques du potentiel vecteur.

$$(III-20) \quad \vec{J} = -j \omega \sigma \sum_{i=-n}^n g_i A_i(r) e^{j(g_i \omega t)} e^{-j(p \theta_0 + \varphi_i)}$$

τ étant la conductibilité de la barre, et g_i est le glissement propre de l'harmonique de rang i : [3]

$$(III-21) \quad g_i = 1 - i(1 - g)$$

D'après la relation (III.20), le courant induit est la somme des courants induits dûs aux n harmoniques d'espaces, tournant à leur propre vitesse. Ainsi, pour l'onde fondamentale, les courants induits seront de la forme :

$$(III-22) \quad \vec{J} = -j \omega \sigma g \sum_{i=-n}^n A_i(r) e^{j(g \omega t)} e^{-j(p \theta_0 + \varphi_i)}$$

D'après l'équation (III.21), quel que soit i , le glissement g_i est toujours égal à 1 au démarrage.

Dans ce cas les harmoniques d'espaces sont correctement pris en compte.

Pour les autres glissements, nous faisons tourner les harmoniques à la vitesse du fondamental.

III.3.4 Conclusion

Les développements faits dans ce paragraphe, nous permettent d'exploiter les grandeurs principales, à savoir l'induction dans l'entrefer, les puissances actives et réactives, les courants induits ...

Mais ceci n'est pas suffisant, puisque dans le calcul des paramètres du schéma équivalent, il faut savoir comment répartir les différentes puissances entre chaque composant ainsi que les différents courants à chaque branche du circuit.

... à partir d'un calcul par éléments finis

III.4 CALCUL DES PARAMETRES DU SCHEMA EQUIVALENT

III.4.1 Travaux antérieurs

L'application de la méthode des éléments finis pour le calcul des paramètres du schéma équivalent n'est pas nouvelle, et les travaux réalisés jusqu'à présent sont assez nombreux. Tout d'abord, le calcul a été fait pour déterminer les paramètres du rotor (résistances et inductances).

Pour appréhender les phénomènes liés au rotor à cage, Williamson et Begg [67] considèrent une barre rotorique placée dans un milieu ferromagnétique saturable à proximité d'un entrefer. La présence du stator est représentée par une onde sinusoïdale tournante, dont la valeur est calculée à partir d'une estimation de l'impédance de la barre analytiquement. Des conditions de rotation sont imposées sur les limites latérales de rotation (figure III.7).

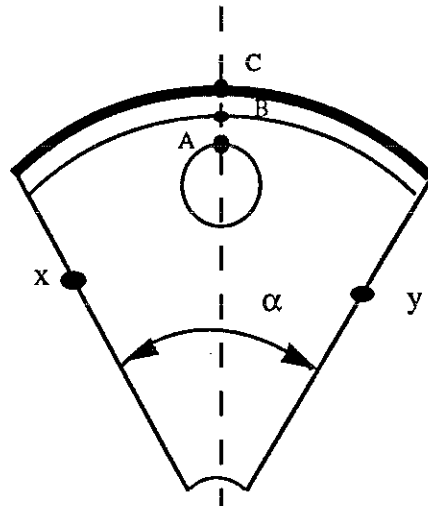


Figure III.7 : Modèle de la barre

avec $\bar{A}_y = \bar{A}_x e^{-j\alpha p}$

La résistance rotorique est calculée à partir des pertes par effet Joule dans la barre.

Pour l'inductance de fuite, ils se basent sur les méthodes analytiques :

- * une inductance de fuite due au courant dans la barre, calculée à partir de l'énergie stockée
- * une inductance de fuite de l'entrefer L_e , calculée à partir de la différence du potentiel vecteur magnétique entre le point B et C

* une inductance de fuite due à l'isthme, calculée de la même manière que L_e mais entre les points A et B.

A Kladas et A. Razek [27], utilisent la même procédure mais représentent la barre et l'entrefer par des macro-éléments. Notons que la même méthode est appliquée au stator [41], [70], [72].

Et afin de calculer les différents paramètres et de pouvoir simuler le régime de fonctionnement de la machine asynchrone, S. Williamson et M.J. Robinson [41], [72] utilisent la procédure suivante :

- i) les composantes du schéma équivalent sont estimées par une méthode analytique
- ii) les courants statoriques et rotoriques sont déterminés à partir de ce schéma
- iii) ils utilisent ensuite les courants statoriques et rotoriques comme sources dans la modélisation par éléments finis par des modèles séparés, d'une part le rotor et d'autre part le stator, en prenant en compte la saturation et l'effet de peau
- iv) les nouvelles valeurs obtenues des composantes sont comparées à celles utilisées au pas ii), s'il n'y a pas convergence les pas ii) et iii) sont répétés jusqu'à la convergence.

Pour le calcul de la réactance magnétisante, ils considèrent qu'elle est composée de trois parties : une relative à l'entrefer, une autre pour le fer au rotor et la troisième correspond au fer du stator (figure III.8).

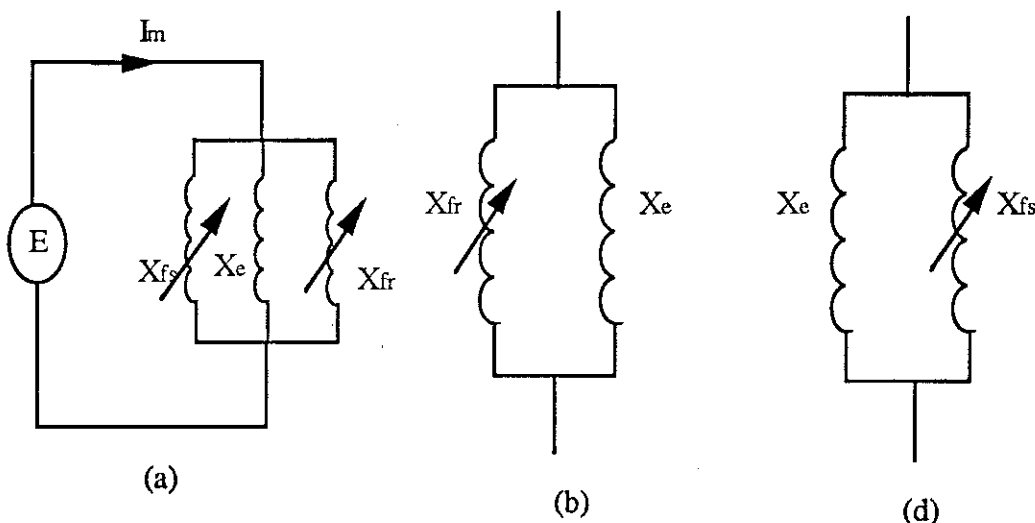


Figure III.8 : Circuit équivalent pour le calcul de la réactance magnétisante

Ils supposent que la réactance due à l'entrefer est constante, ils la calculent par une formule analytique en prenant en considération le coefficient de Carter dû à l'ouverture des encoches

... à partir d'un calcul par éléments finis

statoriques et rotoriques. Les deux autres composantes sont calculées à partir des deux modèles cités précédemment (rotor et stator).

Toutes ces méthodes sont quelques fois longues à mettre en oeuvre. Nous avons vu que pour calculer uniquement les paramètres du schéma équivalent, il fallait décomposer la machine en différents modèles partiels afin d'avoir les valeurs des paramètres correspondants. Dans notre étude nous avons essayé de considérer la machine dans sa totalité, et d'essayer de faire une séparation des fuites. A cette fin nous avons testé trois méthodes différentes, qui toutes, sont simples à mettre en oeuvre et dont nous donnons dans ce qui suit, les résultats obtenus.

III.4.2 Méthodes des deux essais [9], [10]

Dans cette méthode, basée sur la méthode expérimentale, nous considérons deux points de fonctionnement, l'un au démarrage et l'autre à vide. Ces deux essais sont réalisés au moyen du logiciel FLUX2D.

a) Essai au démarrage

Soient P la puissance active totale absorbée par la machine, Q la puissance réactive totale de la machine, bien entendu la résistance primaire, la réactance des têtes de bobines, la résistance et la réactance des anneaux de court-circuit ne sont pas pris en compte dans la simulation bidimensionnelle.

De ces deux grandeurs, nous tirons la résistance et la réactance équivalente par phase vues des bornes A et B (figure III.9).

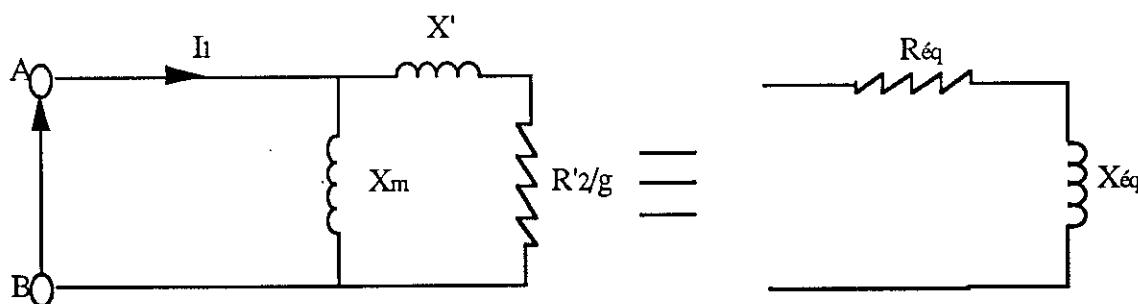


Figure III.9 : Schéma équivalent par phase pour l'essai à vide et au démarrage

$$(III-23) \quad R_{\text{éq}} = \frac{R_2'}{g} = \frac{P}{3 I_1^2}$$

$$X_{\text{éq}} = X' = \frac{Q}{3 I_1^2}$$

Pour cela, nous supposons que la réactance magnétisante est très grande devant l'impédance secondaire $\frac{R_2'}{g} + j X'$ où X' est la réactance de fuite totale ramenée au secondaire, et $\frac{R_2'}{g}$ est la résistance de la cage vue du stator.

b) Essai à vide

Au synchronisme, le glissement est nul et l'impédance secondaire devient infinie. La réactance magnétisante est donc calculée à partir :

$$(III-24) \quad X_m = \frac{Q_0}{3 I_{10}^2}$$

Mais notre schéma n'est pas complet, il faut rajouter la résistance primaire, et les paramètres dûs aux effets d'extrémités, le schéma de la figure III.9 devient :

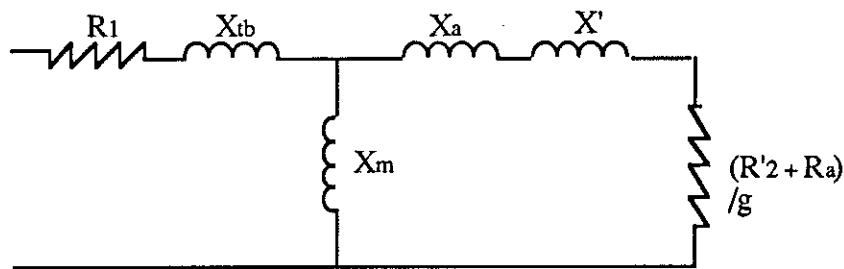


Figure III.10 : Schéma équivalent par phase complété par les paramètres d'extrémités

Bien qu'elle soit très simple à mettre en oeuvre, cette méthode reste très approximative pour le calcul des paramètres. Cependant elle permet au moins d'avoir une idée sur l'évolution des caractéristiques du moteur.

... à partir d'un calcul par éléments finis

III.4.3 Méthode du potentiel vecteur dans l'entrefer [24]

Avec cette méthode, nous essayons de séparer les fuites primaires des fuites secondaires à partir du flux principal qui passe dans l'entrefer.

L'évolution spatiale du module du potentiel vecteur dans l'entrefer est donné à la figure (III.11) au démarrage.

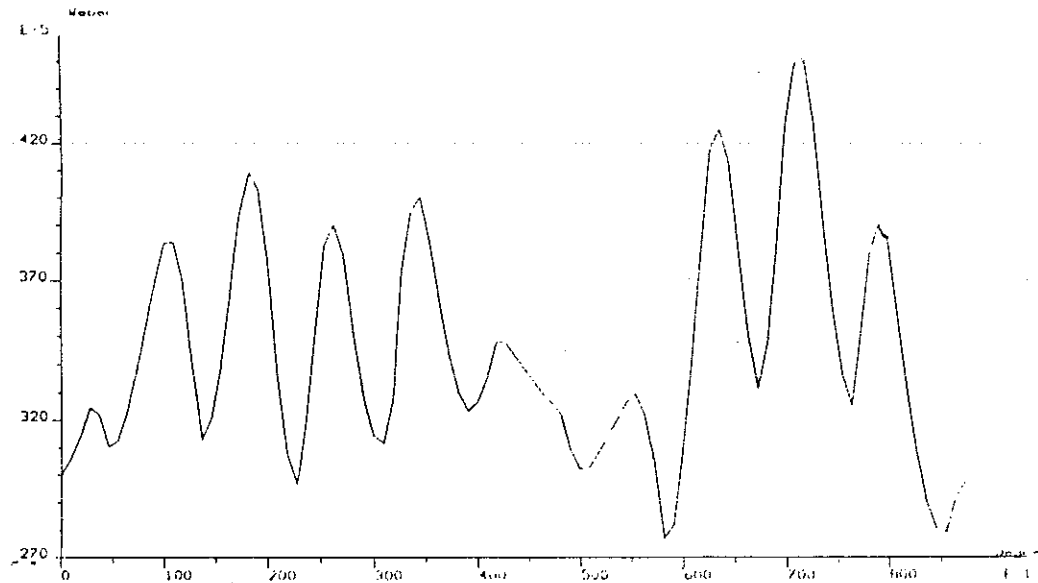


Figure III.11 : Module du potentiel vecteur

En 2D, on suppose que la géométrie est invariante suivant l'axe z et on ne représente qu'une section par le plan. Le flux est calculé en multipliant le potentiel vecteur par la longueur suivant z.

$$\phi = A \cdot L$$

A partir de cette grandeur, nous calculons la leur E_2 (figure III.12) aux bornes de X_M :

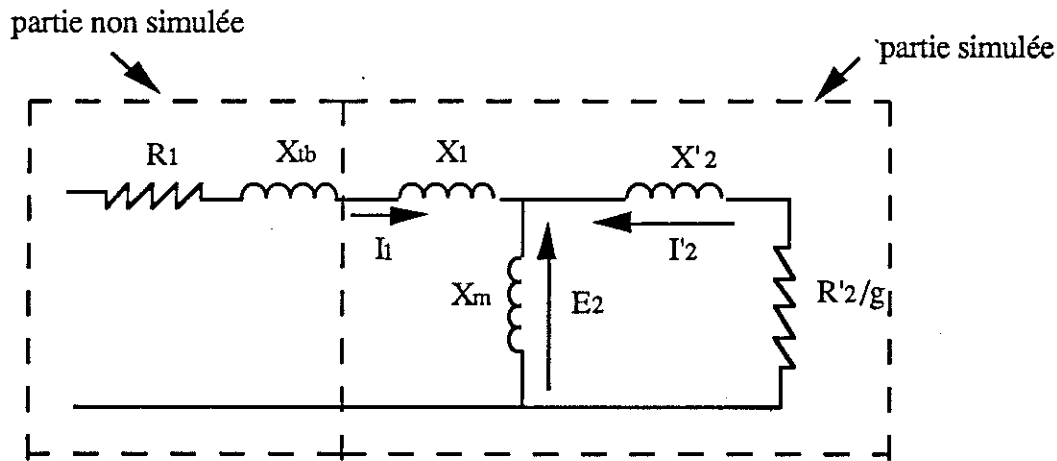


Figure III.12 : Schéma équivalent par phase à la machine asynchrone simulée

$$(III-25) \quad E_2 = 4,44 f N_s K_{b1} \phi$$

où

- f : fréquence du réseau
- N_s : nombre de spire en série au primaire par phase
- K_b : coefficient de bobinage pour le fondamental
- ϕ : le flux dans l'entrefer

D'après le schéma de la figure III.12, la réactance secondaire se calcule à partir :

$$(III-26) \quad X'_2 = \sqrt{\left(\frac{E_2}{I'_2}\right)^2 - \left(\frac{R'_2}{g}\right)^2}$$

avec

$$R'_2 = K R_2$$

où K : coefficient de transformation (Chapitre I)

A partir des équations (III.25) (III.26) et du schéma de la figure III.12, la valeur de X_M est donnée par :

$$(III-27) \quad X_m^2 \left[1 - \left(\frac{I_1}{I'_2}\right)^2 \right] - 2 X'_2 X_m + \left(\frac{R'_2}{g} + X'_2\right)^2 = 0$$

... à partir d'un calcul par éléments finis

De l'équation (III.27), nous tirons la valeur de X_M :

$$(III-28) \quad X_m = \frac{X'_2 \pm \sqrt{\left(\frac{I_1}{I'_2}\right)^2 \left(\left(\frac{R'_2}{g}\right)^2 + X'^2_2\right) - \left(\frac{R'_2}{g}\right)^2}}{\left(1 - \left(\frac{I_1}{I'_2}\right)^2\right)}$$

Connaissant la puissance réactive totale Q , nous pouvons déduire la valeur de X_1 .

III.4.4 Utilisation du diagramme vectoriel

La troisième méthode que nous avons développée est basée sur l'utilisation du diagramme vectoriel de la machine asynchrone. Sachant que les pertes fer ne sont pas prises en considération, le schéma équivalent est celui de la figure (III.14) dont le diagramme vectoriel de la machine asynchrone est représenté à la figure III-13.

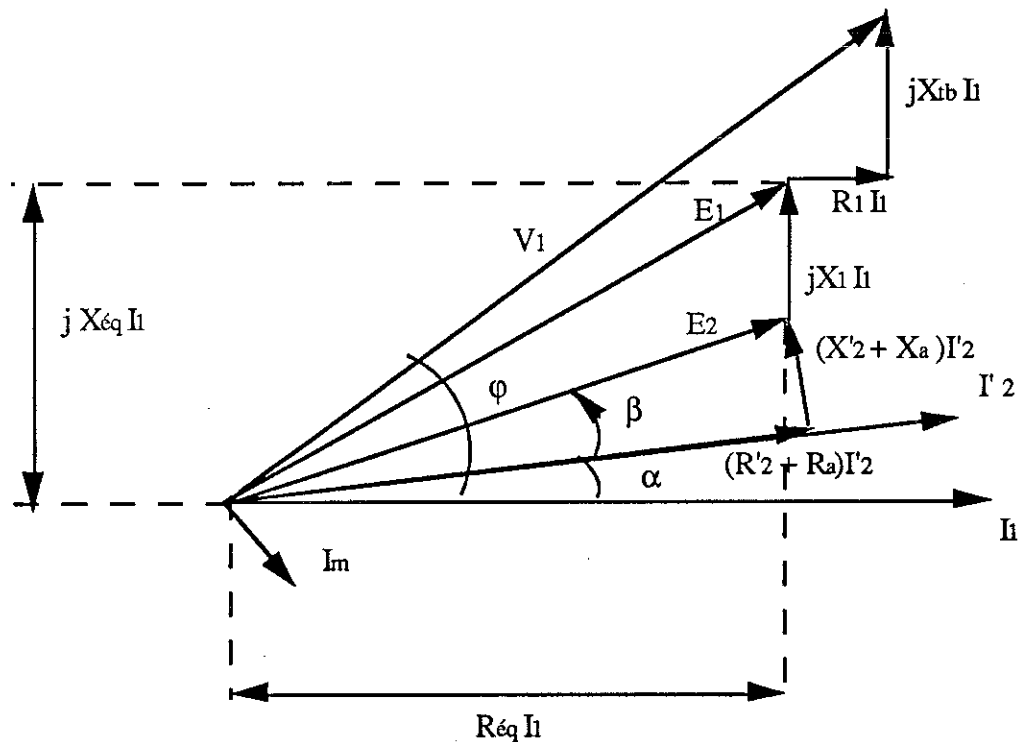


Figure III.13 : Diagramme vectoriel de la machine asynchrone

Nous considérons que les Fmm statoriques et rotoriques réparties dans l'entrefer sont sinusoïdales. La somme vectorielle des deux Fmm donne la Fmm magnétisante qui correspond au courant I_m dans la réactance principale (figure III.13) [3], [12], [21], [57].

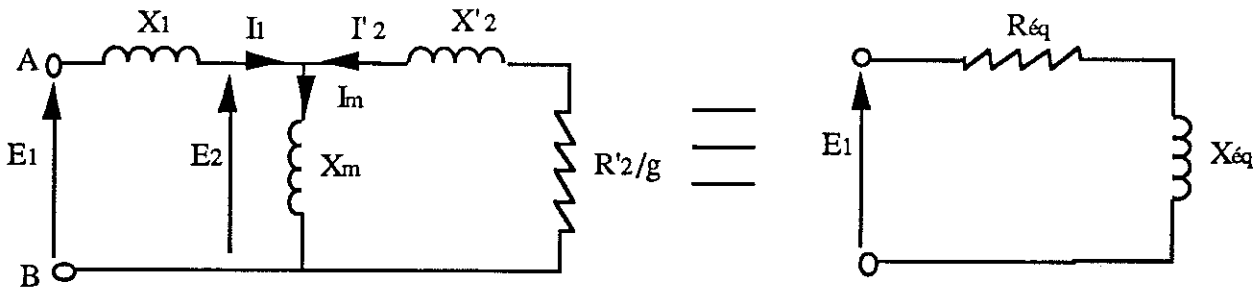


Figure III.14

Nous supposons que le problème est linéaire, c'est-à-dire qu'on peut prendre cette approximation avec l'utilisation de la courbe $B(H_{eq})$ (Chapitre II).

D'après le diagramme de la figure (III.12), on déduit des différents paramètres du schéma de la figure (III.14) :

$$(III-29) \quad X'_2 = \frac{R'_2}{g} \frac{1}{\tan \alpha} - \frac{R_{éq} I_1}{I'_2 \sin \alpha}$$

$$(III-30) \quad X_1 = X_{éq} - R_{éq} \tan(\alpha + \beta)$$

avec

$$\beta = \text{Artan} \left(\frac{X'_2}{R'_2} g \right)$$

$$(III-31) \quad I_m = \sqrt{I_1^2 + I_2'^2 - 2 I_1 I_2' \cos \alpha}$$

$$(III-32) \quad E_2 = \frac{R_{éq} I_1}{\cos(\alpha + \beta)}$$

$$(III-33) \quad X_m = \frac{E_2}{I_m}$$

Nous remarquons que toutes ces formules dépendent directement de α , angle entre les courants primaire et secondaire. Or, d'après le Chapitre I, paragraphe 1, l'identification des paramètres était

... à partir d'un calcul par éléments finis

impossible, puisque nous nous sommes retrouvés avec 4 équations pour 5 inconnues. Ainsi, connaissant le déphasage qui existe entre I_1 et I_2 nous pouvons déduire l'ensemble des paramètres du schéma équivalent de la figure III.14.

Mais une autre difficulté subsiste. Le calcul du courant secondaire I_2 (puisqu'on a q courants déséquilibrés) et du déphasage entre I_1 et I_2 . A titre d'exemple la figure (III.15) illustre le déséquilibre des courants dans les barres rotoriques.

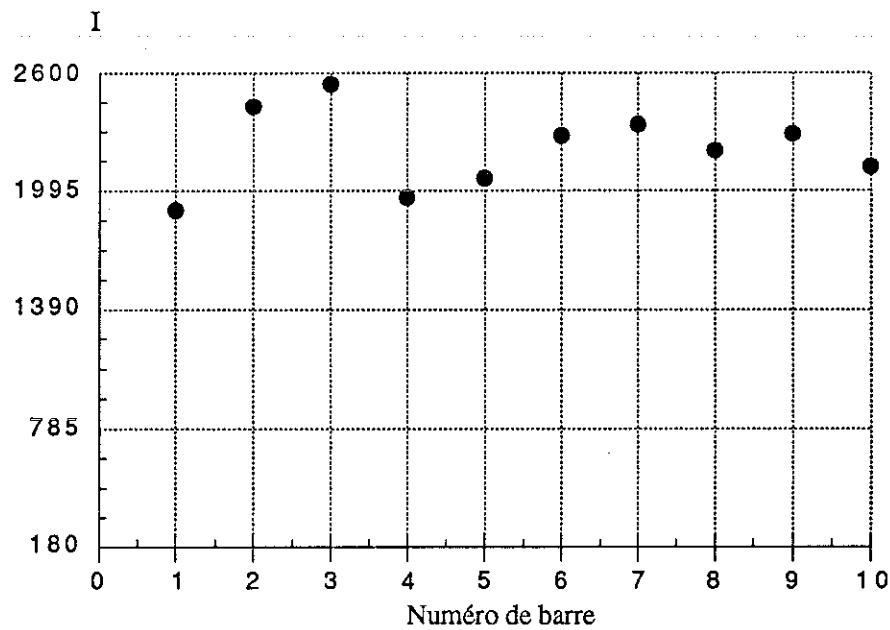


Figure III.15 : Répartition spatiale des courants dans les barres au démarrage

Donc les valeurs des courants se présentent ainsi :

$$\begin{aligned}
 \bar{I}_{b1} &= I_1 e^{j\varphi_1} \\
 \bar{I}_{b2} &= I_2 e^{j\varphi_2} \\
 \bar{I}_{b3} &= I_3 e^{j\varphi_3} \\
 &\dots\dots\dots \\
 \bar{I}_{bq} &= I_q e^{j\varphi_q}
 \end{aligned}
 \tag{III-34}$$

Normalement quand le système est équilibré :

$$\begin{aligned}
 \varphi_2 &= \varphi_1 + \frac{2 \pi p}{q} \\
 \varphi_3 &= \varphi_1 + 2 \frac{2 \pi p}{q} \\
 \text{(III-35)} \quad \varphi_4 &= \varphi_1 + 3 \frac{2 \pi p}{q} \\
 &\dots\dots\dots \\
 \varphi_q &= \varphi_1 + (q - 1) \frac{2 \pi p}{q}
 \end{aligned}$$

Puisque les courants ne sont pas tout à fait équilibrés, les déphasages sont exprimés par :

$$\begin{aligned}
 \varphi_2 &= \varphi_1 + \frac{2 \pi p}{q} + \Delta \varphi_2 \\
 \varphi_3 &= \varphi_1 + 2 \frac{2 \pi p}{q} + \Delta \varphi_3 \\
 \text{(III-36)} \quad \varphi_4 &= \varphi_1 + 3 \frac{2 \pi p}{q} + \Delta \varphi_4 \\
 &\dots\dots\dots \\
 \varphi_q &= \varphi_1 + (q - 1) \frac{2 \pi p}{q} + \Delta \varphi_q
 \end{aligned}$$

Sachant que c'est la composante directe d'ordre p, qui donne la fmm tournante à $\frac{\omega}{p}$ et qui va créer le couple principal avec la fmm directe stator.

Si l'on définit l'opérateur $a = e^{j2\pi p/q}$, alors la composante directe sera définie par :

$$\text{(III-37)} \quad q \bar{I}_d = \bar{I}_1 + a \bar{I}_2 + a^2 \bar{I}_3 + \dots + a^{i-1} \bar{I}_i + \dots + a^{q-1} \bar{I}_q$$

Avec la rotation utilisée précédemment (III.36) :

$$\begin{aligned}
 \varphi_1' &= 0 \\
 \varphi_2' &= \frac{2 \pi p}{q} + \Delta \varphi_2 \\
 \varphi_3' &= 2 \frac{2 \pi p}{q} + \Delta \varphi_3 \\
 &\dots\dots\dots \\
 \varphi_i' &= (i - 1) \frac{2 \pi p}{q} + \Delta \varphi_i \\
 &\dots\dots\dots \\
 \varphi_q' &= (q - 1) \frac{2 \pi p}{q} + \Delta \varphi_q
 \end{aligned}$$

... à partir d'un calcul par éléments finis

nous aurons donc :

$$\begin{aligned}
 \bar{I}_1 &= I_1 e^{j0} \\
 \bar{I}_2 &= I_2 \frac{1}{a} e^{j\Delta\varphi_2} \\
 \bar{I}_3 &= I_3 \frac{1}{a^2} e^{j\Delta\varphi_3} \\
 &\dots\dots\dots \\
 \bar{I}_q &= I_q \frac{1}{a^{q-1}} e^{j\Delta\varphi_q}
 \end{aligned}
 \tag{III-38}$$

en remplaçant les relations (III.38) dans (III.37) nous aurons :

$$\begin{aligned}
 q \bar{I}_d &= I_1 + I_2 e^{j\Delta\varphi_2} + \dots + I_q e^{j\Delta\varphi_q} \\
 q \bar{I}_d &= [I_1 + I_2 \cos \Delta\varphi_2 + \dots + I_q \cos \Delta\varphi_q] + j [0 + I_2 \sin \Delta\varphi_2 + \dots + I_q \sin \Delta\varphi_q]
 \end{aligned}$$

Alors I_d sera égal à :

$$\bar{I}_d = \frac{I_{dR} + I_{dI}}{q} = \frac{I_d}{q} e^{j\Delta\varphi_d}
 \tag{III-39}$$

Il faut bien sûr tenir compte du fait que l'on a fait au départ $\varphi_1=0$ et donc rajouter cette valeur au déphasage de I_d :

$$\bar{I}_d = \frac{I_d}{q} e^{j\Delta\varphi_d} e^{j\varphi_1}
 \tag{III-40}$$

Cette valeur du courant correspond au courant dans la barre, pour avoir cette valeur dans le schéma équivalent de la figure (III.14) il faut la diviser par k_I coefficient de transformation des courants (paragraphe II Chapitre I).

En rajoutant le déphasage spatial $p\theta_0$ entre la fmm statorique et la fmm rotorique, nous obtenons :

$$\bar{I}_d = \bar{I}_2 = \frac{I_d}{q} e^{j(\Delta\varphi_d + \varphi_1)} e^{j p \theta_0}
 \tag{III-41}$$

Une fois les paramètres calculés, les impédances d'extrémité, la résistance primaire et éventuellement l'impédance due à l'inclinaison d'encoche sont rajoutés. Ainsi le schéma équivalent de la figure III.14 devient :

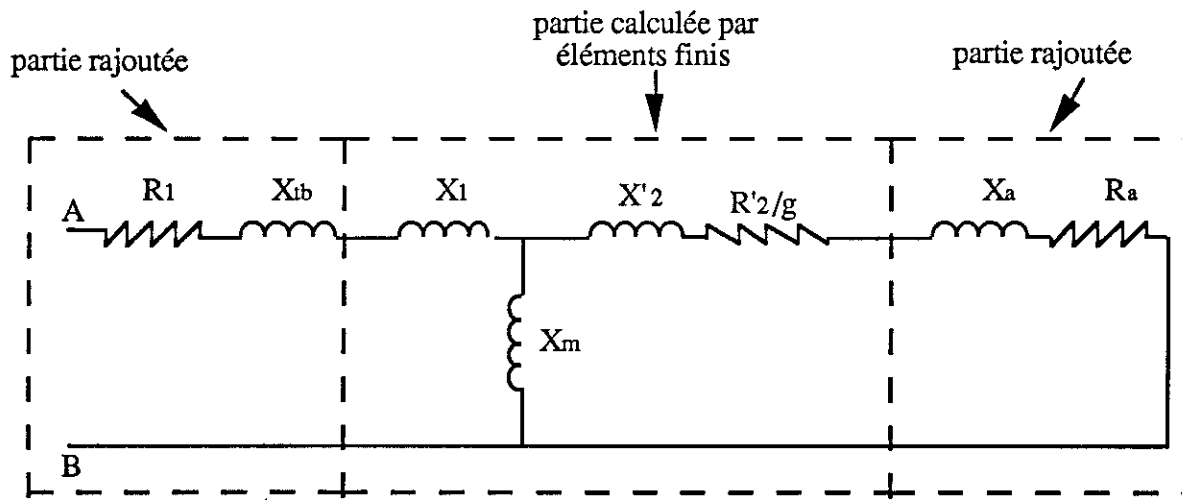


Figure III.16

Le fait de séparer ainsi les fuites, de recalculer ensuite l'impédance vue des bornes A et B, nous permet de retrouver la même impédance équivalente calculée à partir des puissances actives et réactives totales. Pour vérifier l'exactitude de la répartition, il faut rajouter toutes les parties non comprises dans la simulation et recalculer la tension d'alimentation (puisque nous travaillons en courant imposé) [10], [21]. Les paramètres rajoutés sont calculés par les méthodes analytiques exposées précédemment.

... à partir d'un calcul par éléments finis

La procédure à suivre, est résumée dans l'organigramme suivant :

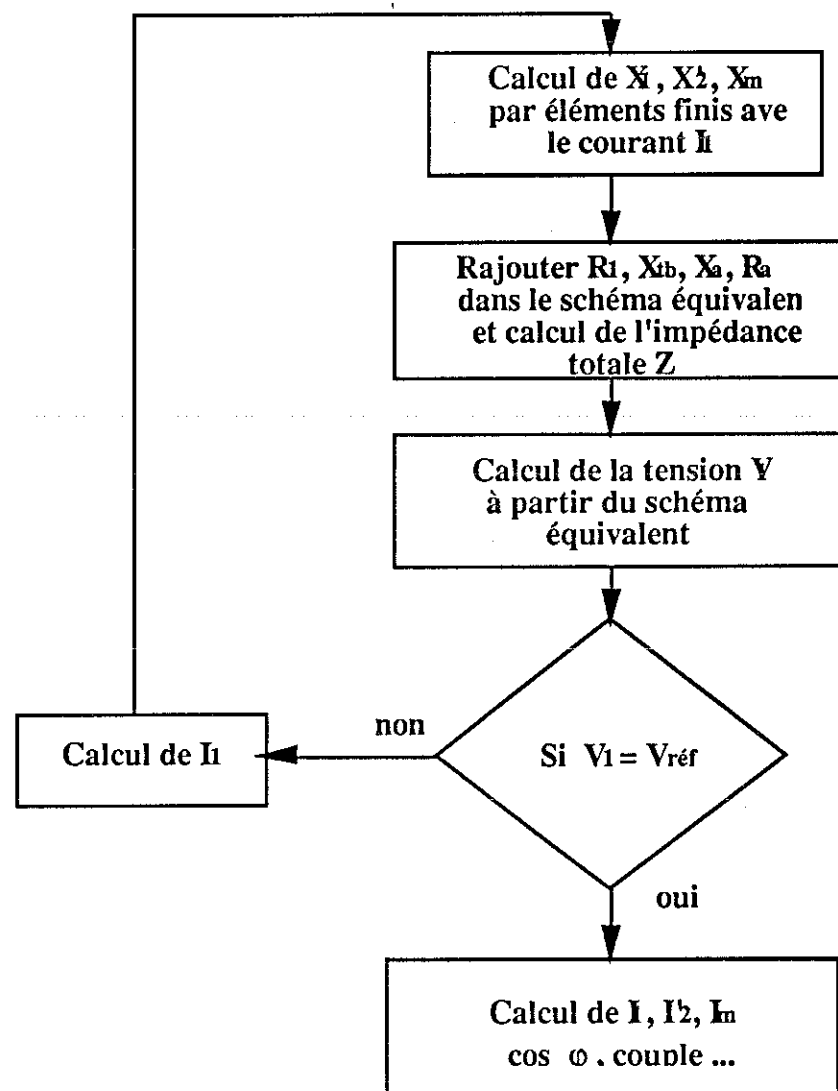


Figure III.17 : Organigramme du calcul des paramètres du schéma équivalent

III.4.5 Conclusion

Parmi les trois méthodes évoquées auparavant, il n'y a que celle où nous utilisons le diagramme vectoriel qui a été choisie. Plusieurs raisons nous ont poussé à faire ce choix. D'une part les grandeurs calculées par le logiciel (courant, puissance, ...) sont basées sur des critères énergétiques. Or, nous savons d'après le Chapitre II, que l'hypothèse de base est que les grandeurs doivent être sinusoïdales et la modélisation de l'état magnétique de la machine était basée sur l'énergie. D'autre part, les courants de la cage sont calculés en ne considérant que la composante directe d'ordre p , condition nécessaire pour pouvoir raisonner avec le schéma

Etablissement du schéma équivalent de la machine asynchrone

équivalent classique. Quant à la méthode du potentiel vecteur dans l'entrefer, elle n'est pas tout-à-fait adaptée pour le calcul des paramètres du schéma équivalent, puisqu'elle est basée sur des grandeurs ponctuelles et instantanées qui n'ont aucune signification physique [17].

... à partir d'un calcul par éléments finis

III.5 RESULTATS DE SIMULATION

III.5.1 Caractéristiques du moteur utilisé

La machine utilisée pour la simulation est un moteur asynchrone triphasé 4 pôles alimenté sous 380 V étoile 50 Hz. Sa puissance nominale est de 18,5 kW à 1450 tr/mn. Sa géométrie est donnée à la figure (III.18).

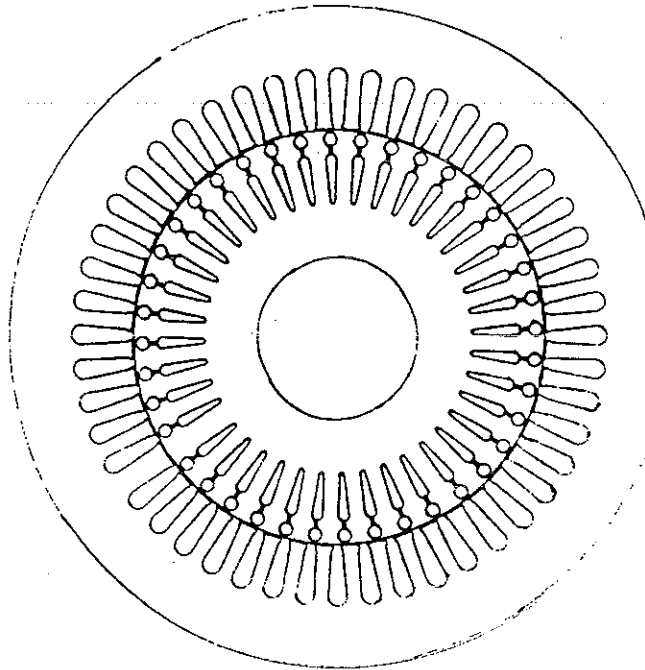


Figure III.18 : Géométrie du moteur étudié

Le diamètre externe du stator est de 240 mm.

Le diamètre interne du stator est de 150 mm.

L'épaisseur de l'entrefer est de 0,5 mm.

Le diamètre interne du rotor est de 58 mm.

La longueur du paquet de tôles est de 225 mm.

Le nombre d'encoches au stator est de 48.

Le nombre d'encoches au rotor est de 40.

La forme des encoches et les dimensions, ainsi que les caractéristiques magnétiques de la tôle sont données en ANNEXE IV.

Le bobinage statorique est de type concentrique à pôles consécutifs, à deux voies en parallèle. La géométrie des têtes de bobines est donnée au Chapitre IV ainsi que les grandeurs caractéristiques du bobinage. Les dimensions et la géométrie des anneaux de court-circuit sont données au Chapitre IV.

III.5.2 Variation des paramètres en fonction du glissement

Les calculs ont été faits en négligeant la résistance des pertes fers. Les valeurs des différents paramètres rajoutés aux valeurs calculées par le logiciel sont les suivants:

- la résistance primaire par phase, la mesure donne $0,167\Omega$ à 19°C
- la résistance des têtes de bobine, $X_{tb} = 0,176\Omega$ par phase (calculée analytiquement)
- la résistance et la réactance des anneaux de court-circuit :

$R_a = 0,722 \mu\Omega$ pour la portion d'anneaux comprise entre deux barres

$X_a = 1,167 \mu\Omega$ pour une portion d'anneaux

Il est difficile de faire des comparaisons entre les valeurs des paramètres calculés avec celles qui sont mesurées. D'une part, on ne sait pas calculer les réactances à partir des mesures pour tous les glissements, et d'autre part les seules valeurs qui peuvent être mesurées, le sont à glissement nul et encore là, on mesure la réactance principale $X_1 + X_m$.

III.5.2.1 Variation des paramètres sans rebouclage de la tension

Ces simulations ont été faite sur le moteur étudié mais sans faire le rebouclage sur la tension d'alimentation. Nous donnons ci-dessous les variations des différents paramètres en fonction du glissement.

... à partir d'un calcul par éléments finis

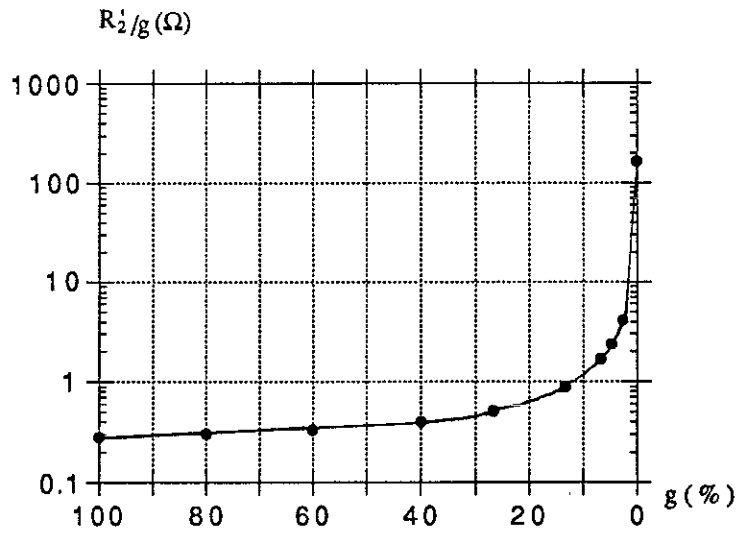


Figure III.19 : Variation de la résistance R_2/g en fonction du glissement

Nous remarquons que la résistance est fonction du glissement, c'est-à-dire si nous la représentons au niveau des barres nous aurons :

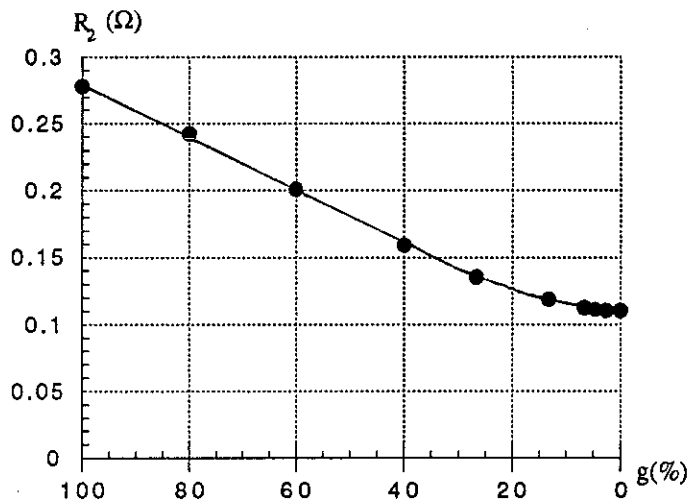


Figure III.20 : Variation de la résistance de la barre

Au démarrage une valeur maximale, due au phénomène de peau et au synchronisme, nous nous retrouvons avec la résistance statique (ceci confirme la méthode analytique du Chapitre I).

Les figures (III.21), (III.22) et (III.23) représentent les variations des autres paramètres, à savoir X_1 , X'_2 et X_m en fonction du glissement.

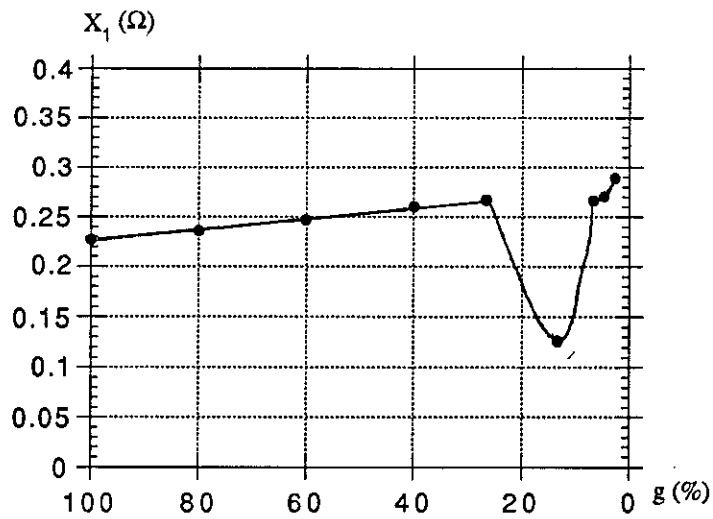


Figure III.21 : Variation de X_1 en fonction du glissement

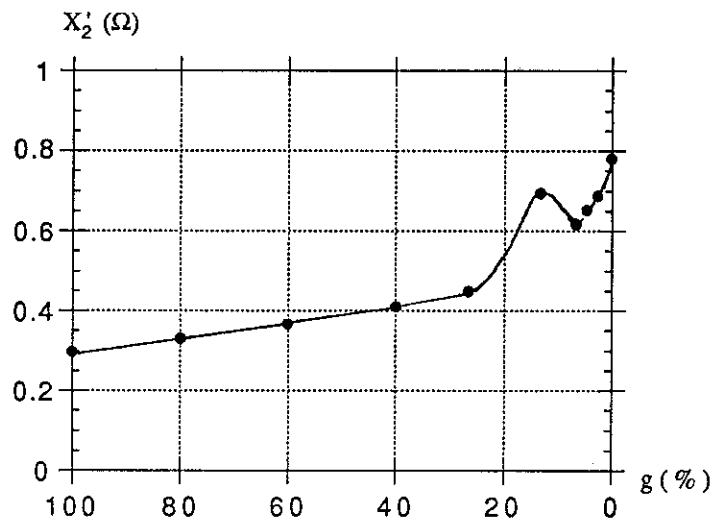


Figure III.22 : Variation de X'_2 en fonction du glissement

... à partir d'un calcul par éléments finis

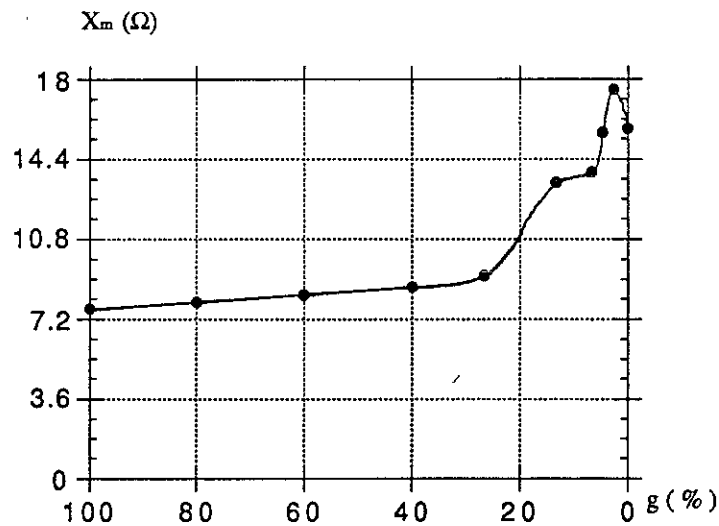


Figure III.23 : Variation de X_M en fonction du glissement

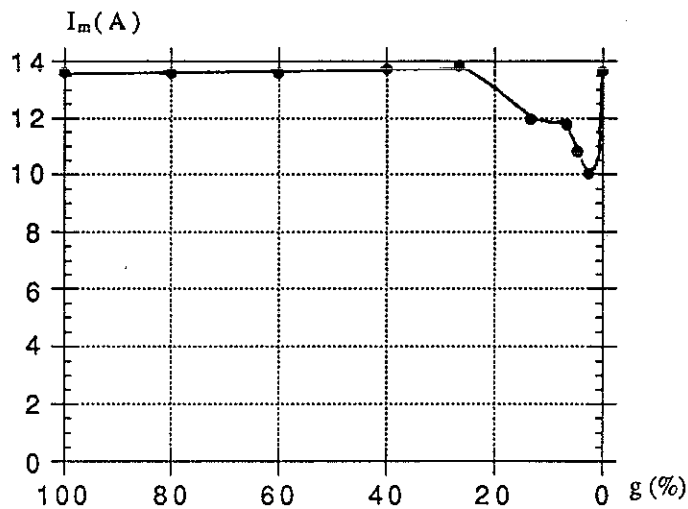


Figure III.24 : Variation de I_M en fonction du glissement

D'après les figures III.21 à III.23, l'hypothèse utilisée dans les calculs analytiques, c'est-à-dire que les paramètres sont constants, n'est pas tout-à-fait exacte. En effet, la réactance magnétisante est assez faible au démarrage, vue l'état de saturation causée par les Fmm statorique et rotorique.

Tout en approchant du synchronisme la tension diminue (figure III-25). Ceci entraîne l'augmentation de la réactance magnétisante et la diminution du courant magnétisant. Donc il est souhaitable de recalculer la tension d'alimentation comme décrit précédemment (figure III-17).

Notons enfin que les fuites dues aux flux zig-zag et au flux différentiel sont prises en compte implicitement dans les réactances de fuites primaires et secondaires .

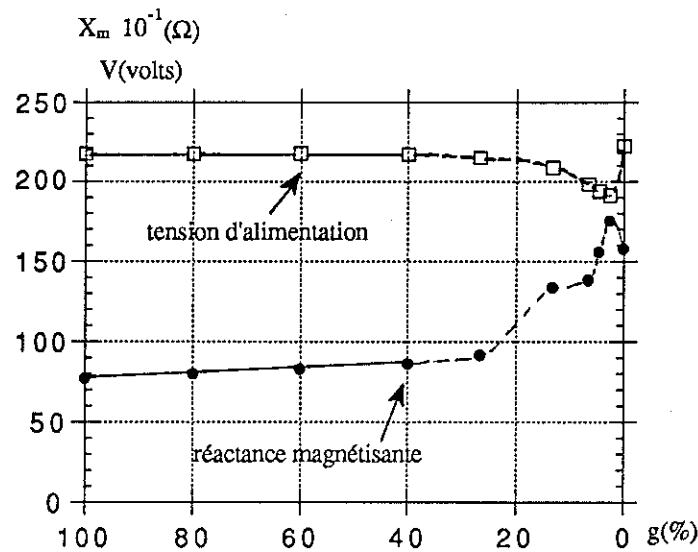


Figure III.25 : variation de la tension d'alimentation

III.5.2.2 Calcul avec rebouclage de la tension

Nous n'avons pu, faute de temps, vérifier les résultats pour tous les points, ou du moins quelques point à glissement faible. Pour les calculs effectués aux trois points (figure IV-26), les résultats trouvés sont bons. L'erreur entre la valeur calculée et la valeur mesurée est comprise entre 2,8% et 5% pour les points calculés.

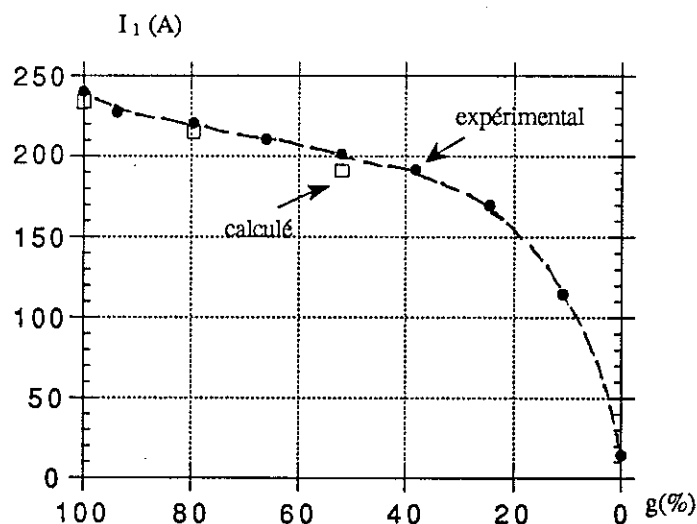


Figure III.26 : Caractéristique courant - vitesse

... à partir d'un calcul par éléments finis

III.6 CONCLUSION

Au cours de ce chapitre, nous avons étudié le fonctionnement de la machine asynchrone à partir des résultats fournis par la résolution des équations de Maxwell au moyen de FLUX2D.

Nous avons mis au point une méthode qui nous permet de calculer les paramètres du schéma équivalent, sans passer par les différents modèles partiels utilisés analytiquement. Cependant, cette méthode est valable uniquement dans le cas complexe avec l'approximation de la courbe $B(H_{\text{eq}})$; elle est toutefois perturbée par la non rotation du moteur et la prise en compte approchée des harmoniques d'espaces.

En rebouclant sur la tension d'alimentation, cette méthode nous a permis de retrouver le courant expérimental avec une très bonne précision. Malheureusement, nous n'avons pas pu faire le calcul pour tous les points de fonctionnement de la machine. Néanmoins la validité de la méthode devra être examinée plus en détail sur plusieurs machines de conceptions et de tailles différentes.

Parmis les sources d'erreurs, il y a le calcul des paramètres dues aux effets d'extrémités par les méthodes analytiques traditionnelles. L'amélioration de la précision de calcul du schéma équivalent, passe donc par l'utilisation de logiciel éléments finis 3D pour déterminer les paramètres relatifs à la partie frontale de la machine asynchrone, notamment la réactance des têtes de bobines, dont l'effet n'est pas négligeable au démarrage.

CHAPITRE IV

ETUDE DES EFFETS D'EXTREMITES

PAR LOGICIEL ELEMENTS FINIS

TRIDIMENSIONNEL

IV.1 INTRODUCTION

L'accroissement de la puissance des machines électriques tournantes et l'importance des problèmes thermiques et mécaniques, ont nécessité une meilleure connaissance des champs magnétiques créés dans tout l'espace et en particulier aux extrémités de la machine. En effet, une connaissance précise des champs magnétiques permet le calcul rigoureux des réactances de fuites, des efforts électrodynamiques sur les enroulements, et des pertes.

Comme nous l'avons vu aux chapitres précédents, nous avons surtout étudié la section droite de la machine, à cause de la géométrie relativement simple et des méthodes numériques bien maîtrisées actuellement. En revanche, pour les têtes de bobines et les anneaux de court-circuit, le problème est beaucoup plus difficile du fait de la géométrie complexe et des difficultés mathématiques correspondantes. On n'avait encore tout récemment qu'une connaissance assez sommaire des champs magnétiques dans les régions frontales.

Dans les paragraphes qui suivent, nous présenterons les approches et les formules analytiques de calcul des réactances des têtes de bobine et de la résistance des anneaux de court-circuit qui sont toujours utilisées pratiquement.

L'application de la méthode des éléments finis tridimensionnels pour le calcul du champ et la distribution du courant, respectivement dans les têtes de bobines et les anneaux de court-circuit, va nous permettre d'effectuer une analyse plus fine des phénomènes électromagnétiques aux extrémités des machines ainsi que nous le montrerons dans la suite de ce chapitre.

IV.2 CALCUL ANALYTIQUE DES EFFETS D'EXTREMITE

IV.2.1 Introduction

De nombreux travaux ont été consacrés dans le passé au problème de la détermination et du tracé des champs à trois dimensions, le plus souvent en vue de l'application aux têtes de bobines des turbo-alternateurs. L'analyse et le calcul des réactances de fuites, des pertes supplémentaires et des efforts électrodynamiques sur les têtes de bobines dépendent de la répartition tridimensionnelle de l'induction aux extrémités de la machine. Parmi les études publiées, on trouve des méthodes très différentes, comme par exemple :

- les méthodes analytiques [4], [52], [54], [55]
- les méthodes graphiques et analogiques [16], [51]
- les méthodes numériques [23], [25], [26], [28], [36], [38], [45], [53]

Quant à la machine asynchrone, les études se sont limitées au calcul analytique [3], [22], [30], aux essais expérimentaux [8] et quelques applications des méthodes numériques [61], [62].

Ceci s'explique par le fait que généralement ce sont les grosses machines qui posent des problèmes. Notre étude se limitant au calcul de la réactance de fuite des têtes de bobines et de la résistance des anneaux de court-circuit d'une machine asynchrone, nous donnerons seulement l'approche analytique dont nous comparerons les résultats à des calculs tridimensionnels réalisés au moyen du logiciel FLUX3D.

IV.2.2 Calcul de la réactance des têtes de bobines

a) Hypothèses de calculs

Le calcul de la réactance de fuite des têtes de bobines de la machine asynchrone ne peut être effectué que de façon approximative. Un calcul analytique exact n'est pas possible car le parcours des lignes des flux de fuites autour des têtes de bobines se présente sous la forme de courbes très compliquées, influencées par la présence du circuit magnétique et par les conducteurs situés près des autres phases. Afin de réduire ces difficultés, un certain nombre d'hypothèses sont posées [3], [22] :

- Les conducteurs parcourus par des courants sont remplacés par des nappes d'épaisseur infiniment petite, en chaque point desquelles règne une certaine densité de courant.

- Les parties frontales ferromagnétiques du stator et du rotor sont considérées comme ayant une perméabilité magnétique infinie.
- Les faces du stator et du rotor sont supposées lisses (absences d'encoches et de dents).
- Le problème est réduit à deux dimensions.

Nous nous retrouvons avec la représentation de la partie frontale en deux dimensions qui est donnée à la figure IV-1.

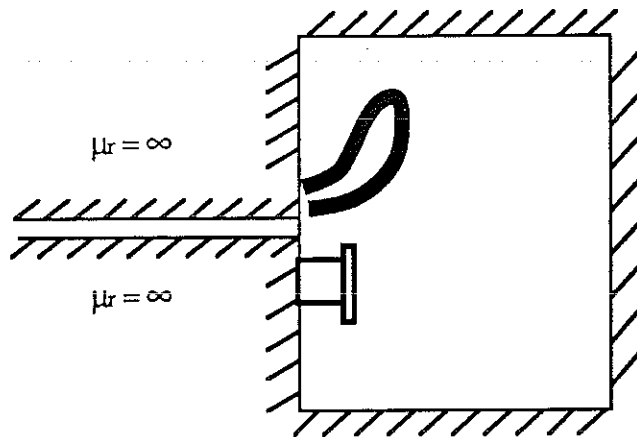


Figure IV.1 : Représentation de la partie frontale

b) Formules utilisées

Dans la littérature, on trouve de nombreuses expressions pour le calcul de la réactance de fuite des têtes de bobines et pratiquement chaque constructeur utilise des formules plus ou moins empiriques, dont les résultats ont été vérifiés par des essais sur un grand nombre de machines.

Par exemple Alger [3] considère que la réactance des têtes de bobines est produite par deux types de champs magnétiques. Le premier est un champ tournant, analogue à celui qui existe dans l'entrefer ; il est radial et se déplace dans des plans perpendiculaires à l'axe de la machine et il est dû aux composantes axiales des courants dans les têtes de bobines (par exemple I_A figure IV-2).

Le second champ magnétique est créé par la composante tangentielle I_T , c'est donc un champ axial.

A partir de cette décomposition, la réactance de fuites des têtes de bobines, comportera deux termes, on obtient alors :

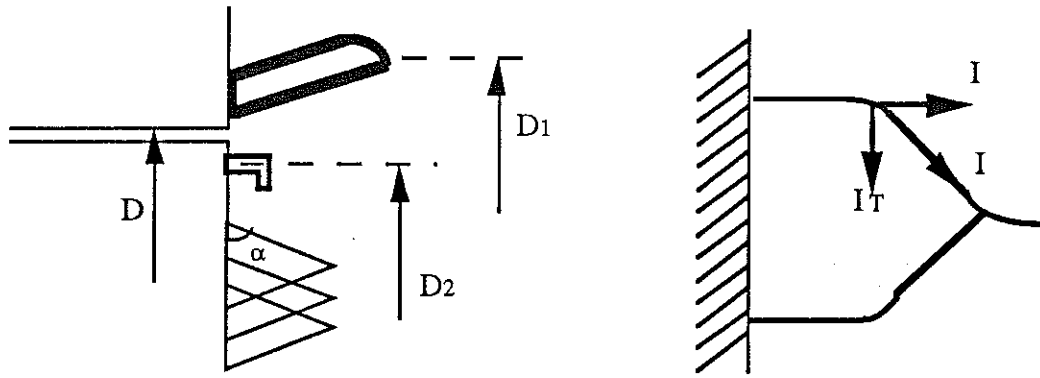


Figure IV.2 : Schématisation des têtes de bobines

$$(IV-1) \quad X_{tb} = \mu_0 \omega m \frac{N_s^2 D}{p^2} \left[\frac{c \tan \alpha}{\tau} \left(1 - \frac{\sin \frac{c}{\tau} \pi}{\frac{c}{\tau} \pi} \right) + \frac{K_b^2}{6} \left(1 + 0,12 \left(\frac{c}{\tau} \right) \right) \right]$$

avec :

- ω : pulsation des sources (rd/s)
- m : nombre de phases au stator
- N_s : nombre de spire en série/phase
- D : diamètre de l'alésage (m)
- p : nombre de paires de pôles
- c : ouverture de la bobine (m)
- τ : pas polaire (m)
- α : inclinaison des têtes de bobines
- K_b : coefficient de bobinage (I-34)

pour un bobinage à pas diamétral, le rapport c/τ serait égal à l'unité et la formule IV-1 devient :

$$(IV-2) \quad X_{tb} = \frac{\mu_0 \omega m N_s^2 D}{p^2} \left[\frac{\tan \alpha}{4} + 0,187 K_b^2 \right]$$

Or, on peut remarquer que le coefficient de raccourcissement K_r est :

$$(IV-3) \quad K_r = \sin \frac{c}{\tau} \frac{\pi}{2}$$

et le coefficient de bobinage K_b est :

$$(IV-4) \quad K_b = \frac{\sin \frac{\pi}{2m}}{q' \sin \frac{\pi}{2m q'}} K_r$$

Généralement, le premier terme de l'équation (IV-4) est égal à 0,96 en triphasé. La quantité entre Crochet (IV-1), que nous appellerons $f(c/\tau)$ est donc uniquement fonction de c/τ et de α . On peut donc la représenter sous forme d'un réseau de courbes avec α comme paramètre (figure IV-3). La réactance se traduit alors par la relation simple :

$$(IV-5) \quad X_{tb} = \frac{\mu_0 \omega m N_s^2 D}{p^2} f\left(\frac{c}{\tau}\right)$$

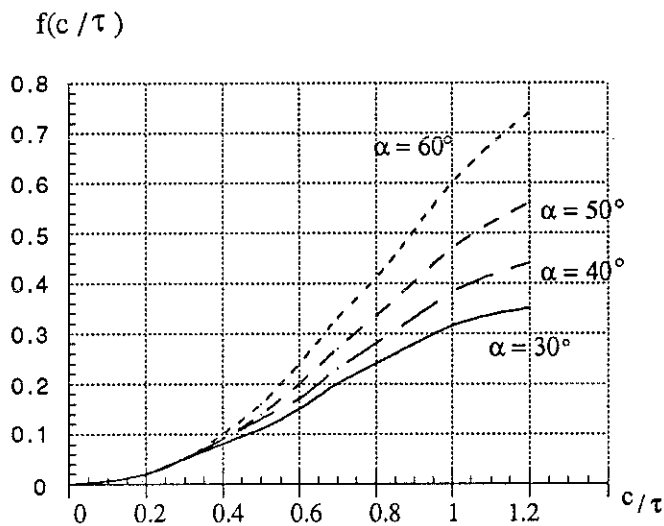


Figure IV.3 : Evolution de $f(c/\tau)$ avec c/τ

Notons que la valeur de la réactance des têtes de bobines tient compte des mutuelles avec les autres phases statoriques et rotoriques. Il s'agit de la réactance propre cyclique des têtes de bobines.

Liwschitz [30] donne une autre formule pour le calcul de la réactance des têtes de bobines pour un enroulement à une seule couche :

$$(IV-6) \quad X_{tb} = 2 \omega \mu_0 \frac{N_s^2}{p} \lambda_{tb}$$

où :

ω : pulsation des sources

N : nombre de spires en série par phase

p : nombre de paires de pôles

avec

$$\lambda_{tb} = C_1 L_{tb} - C_2 L_{ap}$$

pour un bobinage concentrique à pôles non consécutifs, nous avons :

$$\lambda_{tb} = 0,67 L_{tb} - 0,43 L_{ap}$$

et pour un bobinage concentrique à pôles consécutifs :

$$\lambda_{tb} = 0,47 L_{tb} - 0,3 L_{ap}$$

où :

L_{tb} : longueur d'une tête de bobine

L_{ap} : longueur de l'arc polaire au niveau des encoches statoriques

avec :

$$L_{ap} = \frac{\pi}{2p} (D + h)$$

$$L_{tb} = \frac{\pi}{2p} (D + 2h) + 2h$$

où :

D : diamètre de l'alésage stator

h : hauteur de l'encoche statorique

Notons que les coefficients C_1 et C_2 ont été obtenus à partir d'une série d'enroulement de machines asynchrones construites.

IV.2.3 Calcul de la résistance des anneaux de court-circuit

Les courants qui circulent dans les barres, se referment dans l'anneau de court-circuit ; ce dernier offre une résistance au passage du courant, traditionnellement prise en compte en modifiant la résistance de la barre. Les pertes Joule dans une cage réelle seront alors équivalentes à une cage avec une résistance d'anneaux de court-circuit nulle. En effet, considérons le circuit suivant :

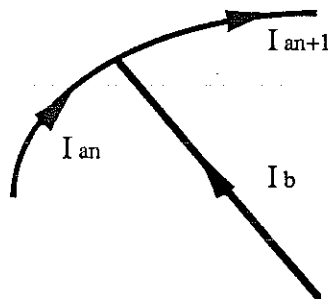
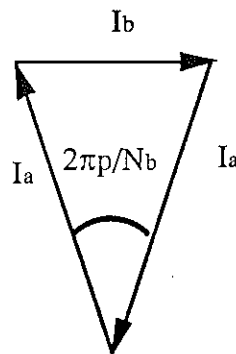


Figure IV.4 : Représentation de la jonction barre-anneau

La représentation vectorielle de ce circuit nous donne :



d'où :

$$(IV-7) \quad I_a = \frac{I_b}{2 \sin \frac{\pi p}{N_b}}$$

Les pertes Joule dans la cage sont :

$$(IV-8) \quad P_j = 2 R_a I_a^2 + N_b I_b^2 R_b$$

En remplaçant I_a par la relation IV-7, nous obtenons :

$$P_j = N_b I_b^2 \left[R_b + \frac{R_a}{2 N_b \sin^2 \frac{\pi p}{N_b}} \right]$$

De cette façon la résistance R_b se trouve modifiée.

$$(IV-9) \quad R'_b = R_b + \frac{R_a}{2 N_b \sin^2 \frac{\pi p}{N_b}}$$

L'équation IV-9 montre que la résistance de l'anneau dépend non seulement de la géométrie de l'anneau, mais aussi du nombre de pôles de la machine. Pour utiliser la relation IV-9, il est nécessaire de connaître la valeur de la résistance R_a de l'anneau. La méthode de calcul de R_a a été développée par Trickey [56] en 1936.

Trickey utilise le modèle qui est représenté à la figure (IV-5).

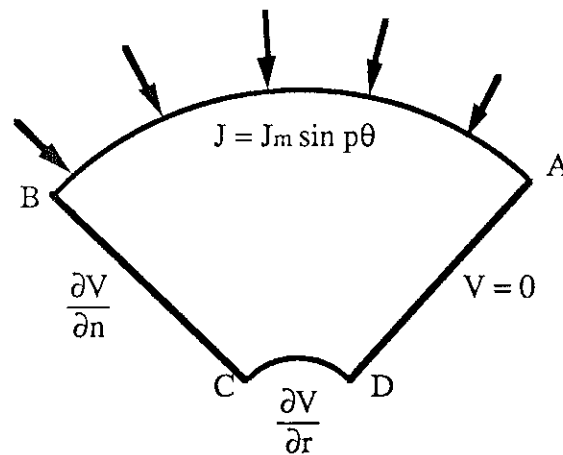


Figure IV.5 : Modèle de Trickey pour le calcul de la résistance d'anneau

Il définit une formulation de la résistance d'anneau (figure IV-6) qui fait intervenir l'influence du rapport entre la largeur de l'anneau et celle de la barre.

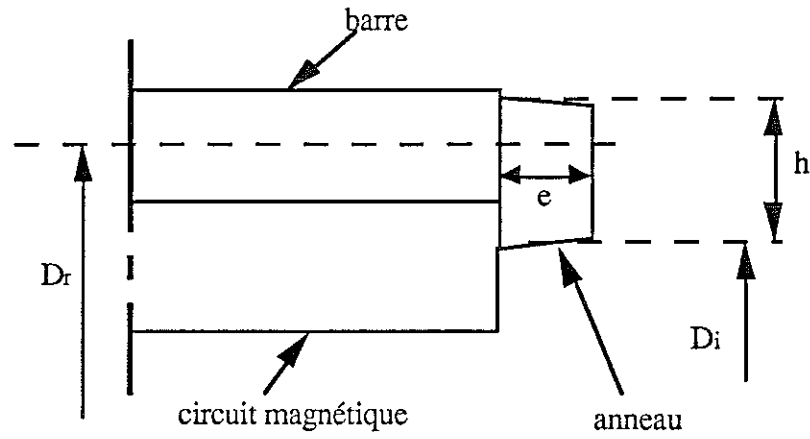


Figure IV.6 : Représentation barre anneau

La valeur de la résistance d'anneau est alors donnée par :

$$(IV-10) \quad R_a = \frac{\rho p \pi}{e h} (D_r - D_i) \frac{D_r^{2p} + D_i^{2p}}{D_r^{2p} - D_i^{2p}}$$

où :

D_r : diamètre pris au centre de la barre rotorique

D_i : diamètre inférieur de l'anneau (m)

h : largeur de l'anneau (m)

e : épaisseur de l'anneau (m)

p : nombre de paires de pôles

La formule de R_a a été obtenue en remplaçant la cage par un cylindre équivalent (figure IV-5) dans lequel la densité de courant varie sinusoïdalement le long du périmètre AB; l'équation de Poisson est ensuite résolue analytiquement.

En outre, cette formulation ne tient pas compte de l'effet de peau ; elle reste très approximative et ne donne de bons résultats que pour des moteurs de faibles polarités.

Cependant, on peut tenir compte de l'effet de peau dans la longueur et l'épaisseur de l'anneau [60].

Pour ce faire, nous considérons la figure IV-7.

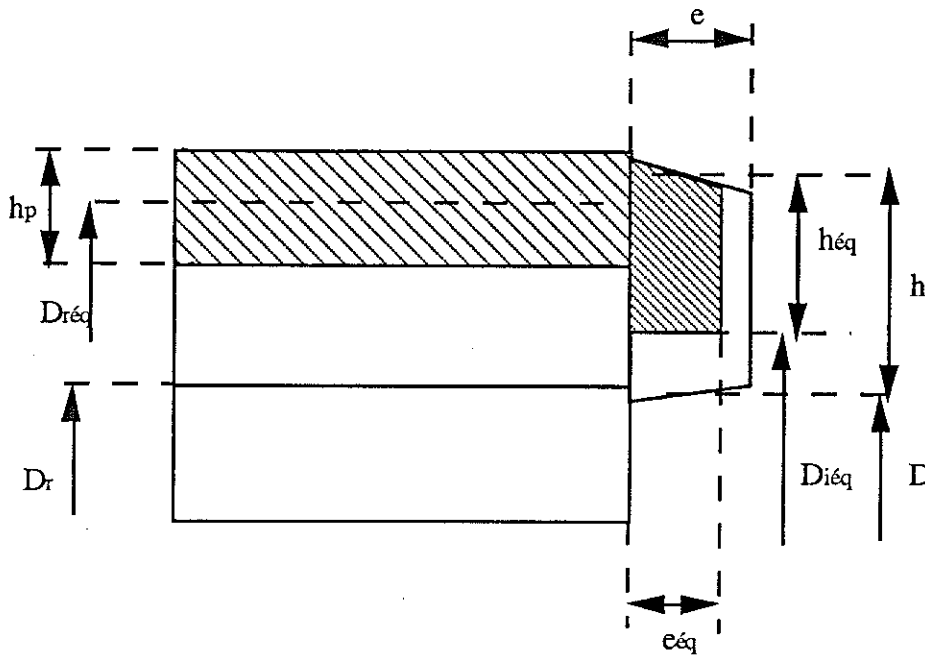


Figure IV.7 : Représentation barre-anneau avec épaisseur de peau

Soit h_p la profondeur de pénétration du courant dans la barre. Si ce courant ne pénètre pas complètement, le diamètre D_r augmente. La largeur utile de la barre, h_p , est calculée en utilisant les méthodes traditionnelles [31]. Dans une cage d'écureuil il y a deux effets de peau, l'un se produit dans les barres et il est mis en évidence par la variation de h_p , le second a lieu dans l'épaisseur de l'anneau [60], [71]

Le calcul de l'effet de peau dans l'épaisseur de l'anneau fournit une épaisseur équivalente fonction de la fréquence des courants et des dimensions géométriques et conduit à [60].

$$(IV-11) \quad R_a = \frac{\rho_p \pi}{e_{eq} h_{eq}} (D_{req} - D_{ieq}) \frac{D_{req}^{2p} + D_{ieq}^{2p}}{D_{req}^{2p} - D_{ieq}^{2p}}$$

IV.2.4 Conclusion

Dans ce paragraphe nous avons présenté les principales formules analytiques pour le calcul de la réactance des têtes de bobines et la résistance des anneau de court-circuit.

Nous avons montré que l'utilisation des équations pour le calcul des réactances des têtes de bobines n'étaient pas tout-à-fait simple. Suivant les hypothèses employées et suivant les machines, on passait d'une formule à une autre.

En résumé, nous dirons que toutes ces formulations restent très approximatives, donc l'utilisation d'un logiciel en trois dimensions est nécessaire afin d'avoir un calcul précis qui ne nécessite pas trop d'hypothèses restrictives.

IV.3 CALCUL DES EFFETS D'EXTREMITES PAR LOGICIEL ELEMENT FINIS 3D

IV.3.1 Introduction

La précision avec laquelle les performances d'une machine asynchrone peuvent être prédéterminées, dépend beaucoup de la précision de calcul des réactances de fuite. Une de ces composantes est la réactance de fuite des têtes de bobines. Or, nous avons vu au paragraphe précédent que son calcul n'était pas simple. Il fallait corriger la valeur trouvée en faisant une comparaison avec des essais expérimentaux.

L'avènement de l'informatique a apporté la puissance de calcul nécessaire aux méthodes numériques d'éléments finis, dont le principe mathématique était connu depuis longtemps [42], [43].

Tout d'abord des études bidimensionnelles axisymétriques ont été utilisées pour appréhender les phénomènes physiques qui se développent dans les parties frontales [23], [25], [26], [38], [45] des turbo-alternateurs ; mais elles restent approximatives. Notre but est de calculer la réactance de fuite des têtes de bobines et la résistance des anneaux de court-circuit en tenant compte de la géométrie réelle ainsi que la présence du circuit magnétique. Pour cela, nous avons utilisé le logiciel FLUX3D qui résout les équations de Maxwell dans l'espace à trois dimensions [15].

IV.3.2 Calcul de la réactance de fuite des têtes de bobines

IV.3.2.1 Description du problème et hypothèses de calcul

Avant d'effectuer le calcul sur une machine réelle, nous avons utilisé une machine simplifiée. Il s'agit d'un moteur triphasé 4 pôles avec 12 encoches au stator. Le nombre d'encoches par pôle et par phase se réduit donc à 1, ce qui simplifie considérablement la géométrie étudiée. Schématiquement, l'enroulement est effectué suivant la figure (IV-8).

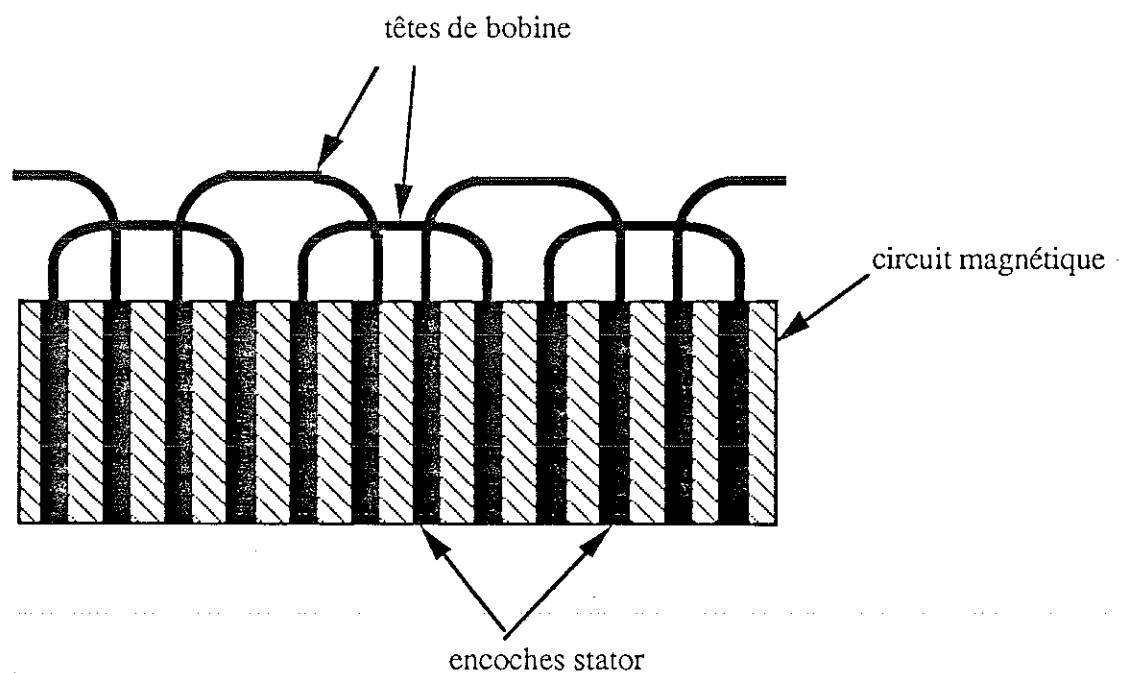


Figure IV.8 : Schéma du bobinage

Avec le logiciel FLUX3D, le moteur peut être représenté exactement avec toute la complexité des enroulements dans la région frontale de la machine figure (IV-9).

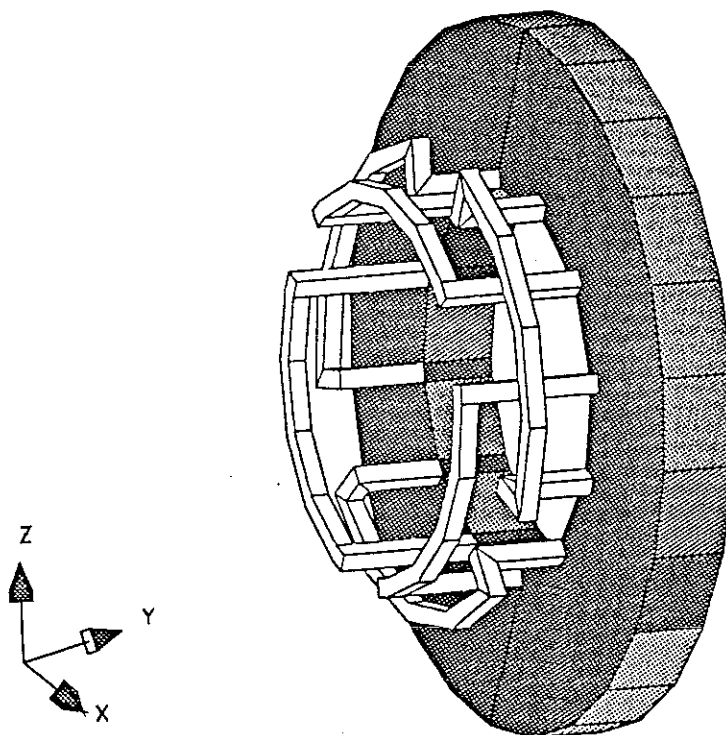


Figure IV.9 : Géométrie des têtes de bobines

Pour des raisons de simplicité et de facilité de calcul nous adoptons les hypothèses suivantes :

- les courants rotoriques n'ont pas d'influence sur les fuites statoriques, à vide et à faible glissement. Nous faisons donc la simulation en l'absence de rotor.
- L'hystérésis n'est pas pris en compte, mais les matériaux magnétiques peuvent avoir un comportement linéaire ou non linéaire.
- Les courants sont uniformément répartis dans la section droite des conducteurs statoriques.

Toutes ces hypothèses définissent un type d'étude où les phénomènes sont indépendants de l'instant considéré. Ce sont des phénomènes magnétostatiques.

IV.3.2.2 Mise en équation par la magnétostatique et formulations utilisées

Dans tout problème physique, la mise en équation, dont nous rappelons le principe, constitue la phase préliminaire à une bonne connaissance des phénomènes. Comme nous l'avons vu au deuxième chapitre, les équations décrivant la physique du problème sont les équations de Maxwell, que nous ne rappellerons pas ici.

Les équations de Maxwell permettent théoriquement de décrire le problème physique. Cependant, une mise en forme préliminaire s'impose afin de réduire le nombre d'inconnues et le nombre d'équations à résoudre. Si en deux dimensions, le potentiel vecteur est commode d'utilisation, en trois dimensions il n'y a pas de formulation unique. Cela dépend surtout du problème physique à traiter [14].

a) Potentiel vecteur magnétique A : [1], [15]

L'existence d'un potentiel vecteur magnétique A en tout point de l'espace, est défini par:

$$\vec{B} = \text{rot} \vec{A}$$

La formulation d'un problème magnétostatique en potentiel vecteur est alors :

$$(IV-12) \quad \text{rot } \vec{H} = \vec{J}$$

$$(IV-13) \quad \vec{B} = \overrightarrow{\text{rot}} \vec{A}$$

$$(IV-14) \quad \vec{H} = v \vec{B}$$

Le fait d'imposer $\text{div} \vec{A} = 0$ (Jauge de Coulomb), assure l'unicité du potentiel vecteur \vec{A} , ce qui conduit à l'équation suivante :

$$(IV-15) \quad \overrightarrow{\text{rot}} (v \overrightarrow{\text{rot}} \vec{A}) = \vec{J}$$

La relation qui exprime le comportement magnétique des matériaux est supposée connue, ainsi que la densité de courant source \vec{J} . La seule inconnue du problème est le potentiel vecteur \vec{A} . L'équation (IV-15) est alors résolue avec le même principe de résolution que l'étude bidimensionnelle Chapitre II.

Le principal intérêt de la formulation en potentiel vecteur est sa facilité de mise en oeuvre. D'autre part, elle peut être employée partout, y compris dans des régions volumiques présentant une source de courant, par exemple les têtes de bobines de notre problème. Mais l'inconvénient majeur est la taille occupée par les inconnues (3 N inconnues pour N noeuds), ce qui entraîne des temps de résolution importants.

b) Potentiel scalaire magnétique ϕ

Il est plus intéressant d'utiliser le potentiel scalaire, plutôt que le potentiel vecteur à trois composantes, lorsqu'il n'existe aucune source de courant ; ce qui signifie que le champ dérive d'un potentiel scalaire ϕ :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = 0 \quad \text{d'où} \quad \vec{H} = - \overrightarrow{\text{grad}} \phi$$

L'équation de comportement du milieu magnétique (IV-14) et la conservation du flux de l'induction, nous donnent alors :

$$(IV-16) \quad \text{div} (\vec{B}_r) - \text{div} (\mu_0 \mu_r \overrightarrow{\text{grad}} \phi) = 0$$

L'équation IV-16 décrit le fonctionnement magnétique de la région.

L'intérêt principal de cette formulation est que le nombre d'inconnues est divisé par trois (1 inconnue par noeud). Cette formulation comporte un inconvénient majeur : son incapacité à prendre en compte les courants.

c) Potentiel réduit magnétique ϕ_r [15], [34]

En présence de courant, l'excitation magnétique H ne dérive pas d'un potentiel puisque $\vec{\text{rot}}\vec{H}=\vec{J}\neq 0$, d'où l'idée de décomposer le champ H en deux parties :

- une composante \vec{H}_s due aux courants qui ne tient pas compte des matériaux magnétiques et qui vérifient $\vec{\text{rot}}\vec{H}_s = \vec{J}$.
- une composante \vec{H}_r , qui tient compte de la réaction des régions ferromagnétiques au champ \vec{H}_s .

Les équations deviennent alors :

$$(IV-17) \quad \vec{H} = \vec{H}_s + \vec{H}_r$$

$$(IV-18) \quad \vec{\text{rot}} \vec{H}_s = \vec{J}$$

$$(IV-19) \quad \vec{\text{rot}} \vec{H}_r = 0 \quad \text{d'où} \quad \vec{H}_r = - \vec{\text{grad}} \phi$$

Le champ \vec{H}_r , à rotationnel nul, est exprimé grâce au potentiel scalaire réduit ϕ_r dont il dérive (IV.19).

La composante \vec{H}_s au point M en l'absence de tout matériau magnétique, est alors calculée à l'aide de la loi de Biot et Savart :

$$(IV-20) \quad H_s(M) = \frac{1}{4\pi} \int_V \vec{J} \wedge \frac{\vec{r}}{r^3} dp$$

P est un point de l'inducteur, \vec{r} le vecteur \overrightarrow{MP} et V le volume des conducteurs parcourus par les courants source.

L'équation à résoudre est celle que l'on obtient en remplaçant \vec{H}_s et \vec{H}_r dans $\text{div}\vec{B}=0$:

$$(IV-21) \quad \text{div} [\mu (- \vec{\text{grad}} \phi_r + \vec{H}_s)] = 0$$

Cette formulation en potentiel réduit à l'avantage d'aboutir à des problèmes de taille modeste avec la méthode des éléments finis [1] [13]. Son inconvénient est qu'elle nécessite l'intégration

volumique de l'équation (IV-20) qui demande beaucoup de temps quand la géométrie des inducteurs est compliquée. Cette intégration est faite numériquement par FLUX3D.

Ainsi, il existe une bibliothèque d'inducteurs de formes prédéfinies, aux caractéristiques géométriques paramétrables. Par exemple, les inducteurs en "selle de cheval" qui donnent une représentation surfacique du bobinage (figure IV-10). Cette forme d'inducteur est surtout bien adaptée au calcul du champ dans des alternateurs entièrement supraconducteurs [38] [53].

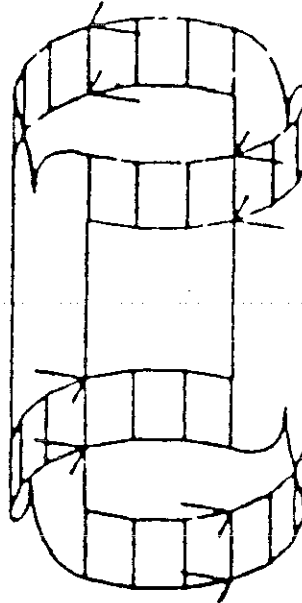


Figure IV.10 : inducteur en selle de cheval

IV-3-2-3) Conditions aux limites [1]

Les conditions aux limites sont affectées aux frontières du domaine d'étude. Suivant la formulation que l'on a choisie, les conditions aux limites utilisables sur FLUX3D sont :

d-1) Potentiel vecteur

- B tangentielle : correspond au potentiel vecteur A normal à la frontière.
- B normal : correspond au potentiel vecteur tangent à la frontière.

d-2) Potentiel scalaire

- Condition de Dirichlet ($\phi = \text{cte}$) : H est normal à la frontière
- Condition de Neumann homogène $\left(\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0\right)$: H est tangent à la frontière.

d-3) Potentiel réduit

- H tangentiel : le champ total $\vec{H} = \vec{H}_s + \vec{H}_t$ doit être tangent à la frontière.
- Condition de champ H normal : décrit un plan de symétrie, où H_s est déjà normal mais à condition que l'orthogonalité de H à la frontière est assurée; dans ce cas ϕ doit être constant.

Pour résoudre notre problème, nous avons utilisé la formulation en potentiel vecteur, bien que pénalisante en espace mémoire, assure la meilleure description du phénomène étudié.

IV.3.2.4 Calcul des courants dans les enroulements des têtes de bobine [15]

Lorsque les conducteurs sont simples, les densités de courant sont constantes ou bien dépendent d'une fonction de l'espace facile à mettre en oeuvre.

Mais pour les conducteurs des têtes de bobines le calcul est beaucoup plus compliqué du fait de la géométrie de ces derniers. Par exemple le cas de la géométrie des têtes de bobines d'un moteur asynchrone bipolaire, avec un bobinage par pôle et à trois plan (figure IV-12).

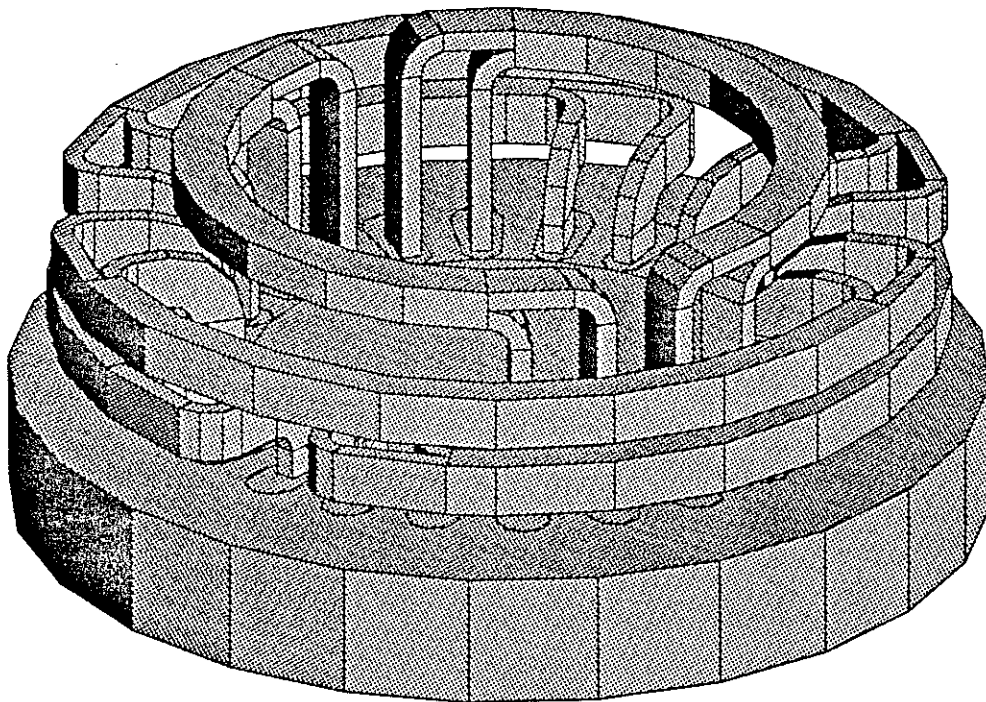


Figure IV.12 : Géométrie des têtes de bobine d'un bobinage à 3 plans

Pour déterminer la répartition du courant dans les conducteurs, nous avons donc calculé la densité de courant, en chaque noeuds du maillage, dans les enroulements de la machine en résolvant le problème d'électrocinétique suivant :

la tension électrique V aux bornes du conducteur crée un vecteur champ électrique E

$$(IV-22) \quad \vec{E} = - \overrightarrow{\text{grad}} V$$

En outre le conducteur est supposé ohmique, donc :

$$(IV-23) \quad \vec{J} = \sigma \vec{E}$$

En l'absence de densité de charges ρ dans les conducteurs, l'équation de continuité donne :

$$(IV-24) \quad \text{div } \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \Rightarrow \text{div } \vec{J} = 0$$

où \vec{J} est la densité de courant.

(IV-23) et (IV-24) entraînent :

$$(IV-25) \quad \text{div} (\sigma \vec{E}) = 0$$

En faisant intervenir (IV-22), nous obtenons :

$$(IV-26) \quad \text{div} (\sigma \overrightarrow{\text{grad}} V) = 0$$

qui est l'équation du potentiel scalaire V .

Il y a deux types de conditions aux limites :

- Potentiel constant (Dirichlet) aux extrémités des conducteurs

$$(IV-27) \quad \begin{aligned} V &= V_1 \\ V &= V_2 \end{aligned}$$

- Neumann homogène sur les autres faces :

$$(IV-28) \quad \frac{\partial V}{\partial n} = 0 \quad \left(J_n = \sigma E_n = \sigma \frac{\partial V}{\partial n} = 0 \right)$$

le problème est donc résolu par la méthode des éléments finis.

IV.3.2.5 Application du potentiel vecteur magnétique pour le calcul de la réactance de fuite des têtes de bobines

Pour des raisons de commodité et de précision, le même maillage est utilisé pour effectuer la résolution en électrocinétique et en magnétostatique. Ce choix facilite la mise en oeuvre du problème magnétostatique : la densité de courant calculée précédemment est utilisée pour la modélisation des têtes de bobine.

Afin de réduire le domaine d'étude et d'augmenter la symétrie, une alimentation "homopolaire" est utilisée où tous les enroulements sont alimentés en série. Les conditions aux limites seront décrites en fonction de la géométrie du problème.

Dans ce cas la fmm résultante, dans la section droite de la machine, est nulle et nous nous retrouvons uniquement en présence des fuites d'encoches et les fuites des têtes de bobines.

Une carte de flux avec le mode d'alimentation est donnée à la figure (IV-13).

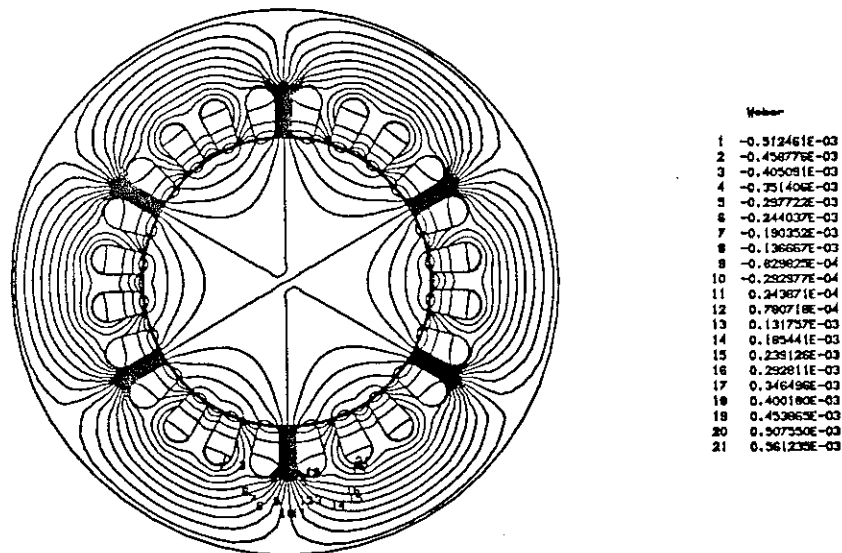


Figure IV.13 : Répartition du flux dans le stator avec une alimentation homopolaire à rotor enlevé

En ce qui concerne le calcul de la réactance de fuite des têtes de bobine, nous pouvons négliger, dans une première approche, l'effet des courants dans les conducteurs logés dans les encoches, sur les enroulements des têtes de bobines. Dans ce cas, l'énergie stockée dans la boîte d'air entourant les têtes de bobine, représente a un facteur près les fuites de la partie frontale (figure IV-14).[50]

L'énergie est donnée par :

$$(IV-29) \quad W = \frac{1}{2} \int_v B H dV$$

où

B : induction magnétique

H : champ magnétique

Sachant que :

$$W = \frac{1}{2} L I^2 \quad \Rightarrow \quad L = \frac{2W}{I^2}$$

avec $I = ni$

où

L : inductance

I : courant circulant dans les conducteur

n : nombre de spire par encoche

L'inductance de fuite des têtes de bobine par phase est alors :

$$(IV-30) \quad L_{tb/phase} = \frac{2}{3 i^2} W$$

où W est l'énergie stockée dans le volume d'air qui entoure les têtes de bobines.

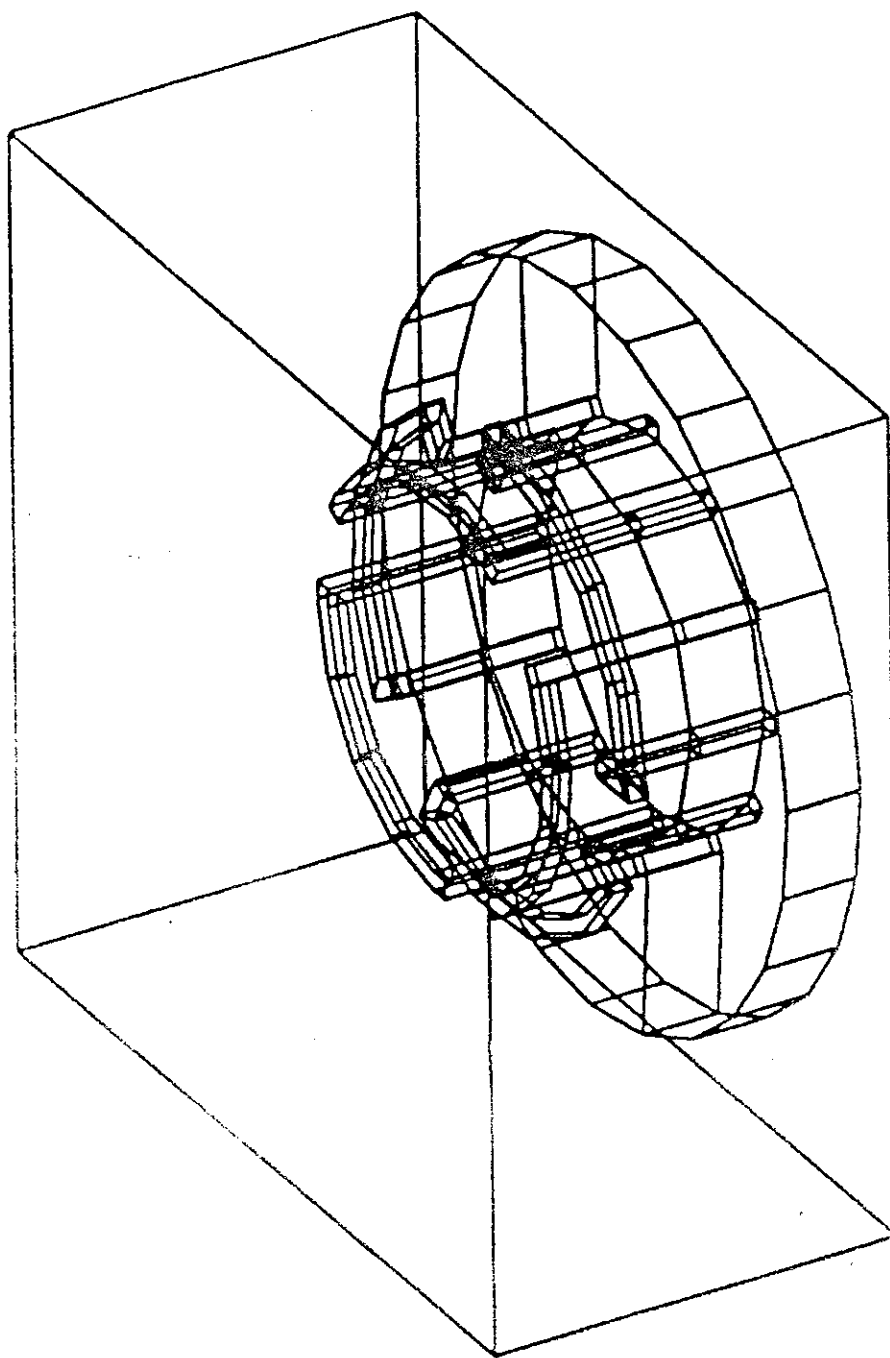


Figure IV.14 : Représentation du volume d'air qui entoure les têtes de bobine

La deuxième approche consiste à diviser la machine en deux régions (figure IV-16).[49]

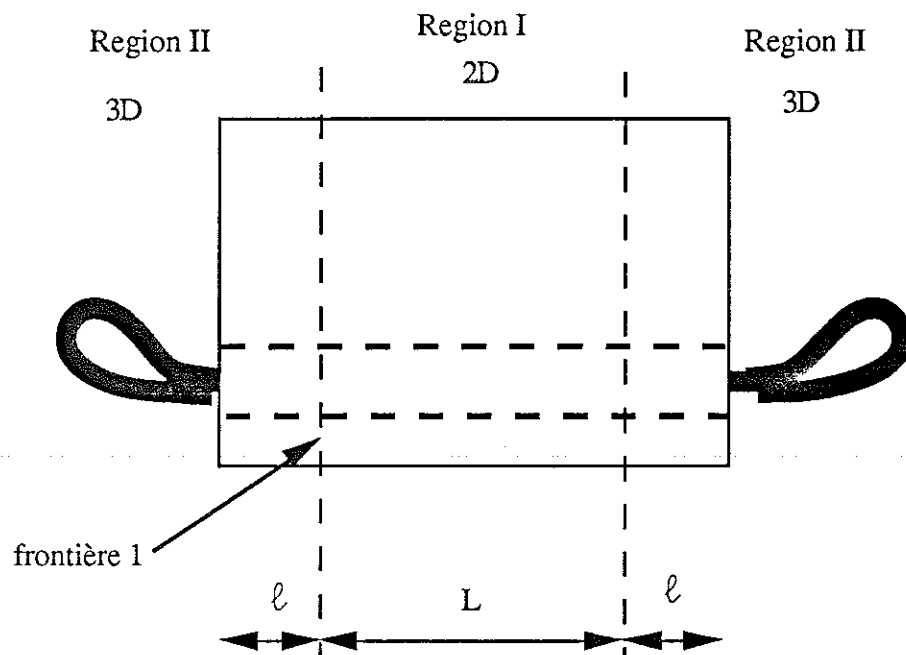


Figure IV.16

En faisant les hypothèses du deuxième chapitre, la région I peut être considérée comme étant bidimensionnelle et à cette fin elle sera traitée par FLUX2D.

Quant à la région II, une étude tridimensionnelle comme celle décrite précédemment est utilisée. En faisant l'hypothèse que l'encombrement des têtes de bobine, de part et d'autre de la machine, est le même, nous pouvons dans ce cas représenter uniquement une partie de la région II.

Le principe consiste à faire deux simulations :

- une en deux dimensions (FLUX2D)
- une en trois dimensions (FLUX3D)

Soient W_{2D} et W_{3D} les énergies totales de la machine calculée à partir de la relation (IV-29) respectivement en 2D et 3D.

En considérant que la longueur du paquet de tôles l (figure IV-16) est suffisamment grande, nous pouvons dire que la composante normale de l'induction au niveau de la frontière 1 est nulle.

Nous posons donc:

$$(IV-31) \quad W_t = W_{2D} + W_{3D}$$

où W_T : l'énergie totale de la machine

Dans ce cas l'inductance de fuite cyclique par phase est :

$$(IV-32) \quad L_{tb/phase} = \frac{2 W_t}{i^2}$$

où i est le courant dans une spire .

Or notre but est de calculer l'inductance de fuite des têtes de bobines. En faisant l'hypothèse que les fuites d'encoches varie linéairement en fonction de la longueur de la machine [8] [22], l'inductance de fuite des têtes de bobines est déterminée par extrapolation (figure IV-17) à zéro.

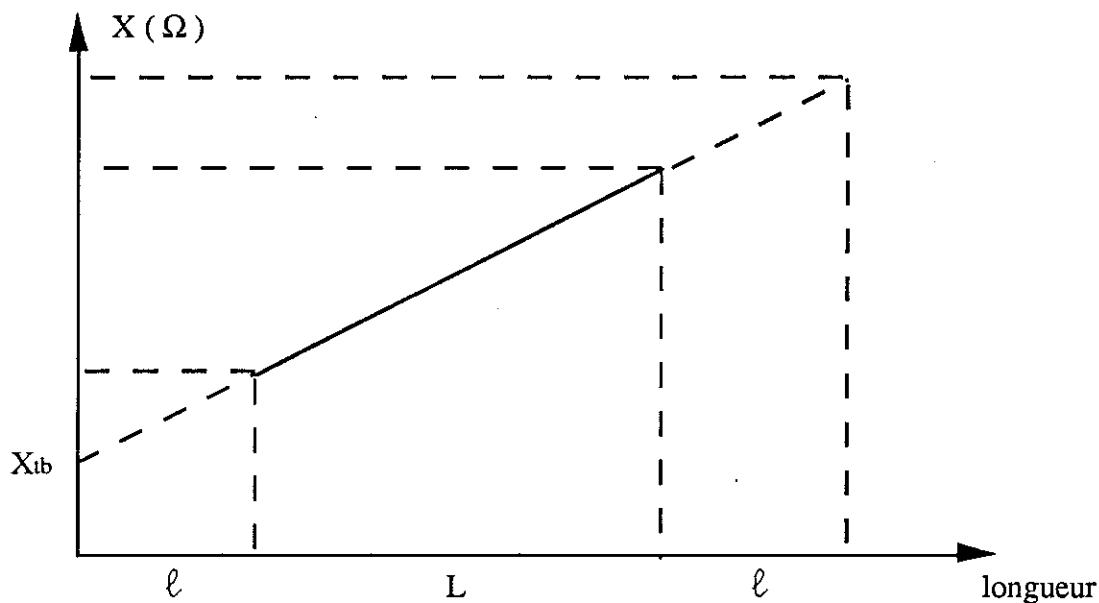


Figure IV.17 : Variation de la réactance totale par phase en fonction de la longueur de la machine

La figure IV-17 représente les variations de la réactance " totale par phase " en fonction de la longueur de la machine. La partie qui correspond à " L " est simulée en 2D. Une des deux parties qui correspondent à " ℓ " est traitée en 3D.

Donc d'après la figure IV-17, nous pouvons déduire la réactance des têtes de bobines de la machine étudiée.

IV.3.2.6 Résultats de simulation

Trois exemples de simulations sont présentées ici afin de valider les méthodes proposées précédemment.

a) Exemple n°1

Il s'agit du moteur à 12 encoches au stator. La géométrie des enroulements est donnée à la figure IV-9. Cet exemple nous permet de faire une comparaison avec les résultats analytiques.

Comme le problème présente une symétrie, on n'a modélisé qu'un seul coté des têtes de bobines.

La machine a été englobée dans un volume d'air assez grand pour être considéré comme infini.

Les conditions aux limites sont de type Dirichlet aux faces du volume entourant l'objet à étudier.

Le maillage utilisé est donné à la figure IV-18. Des éléments tétraédriques du deuxième ordre sont utilisés.

Deux résolutions ont été effectuées :

- Dans un premier temps, les régions conductrices sont modélisées par une formulation en électrocinétique. Dans les régions du fer et de l'air, aucune formulation n'est appliquée.

- Dans la deuxième résolution, on passe en magnétostatique. A cette fin, toutes les régions sont modélisées avec du potentiel vecteur magnétique. Les valeurs des densités de courant calculés auparavant sont conservés pour modéliser l'inducteur.

Nous affectons une perméabilité relative de 1000 au circuit magnétique. Notons que ce choix est arbitraire.

Nous calculons l'énergie stockée dans le volume d'air et nous l'affectons aux fuites des têtes de bobines (suivant les hypothèses formulées précédemment).

Les résultats sont donnés au tableau IV-1.

b) Exemple n°2

Il s'agit du moteur décrit au chapitre III. En effet vu le nombre élevé d'encoches au stator (48), seulement les 2/3 du pas polaire sont modélisés. La géométrie des têtes de bobines est donnée à la figure IV-20.

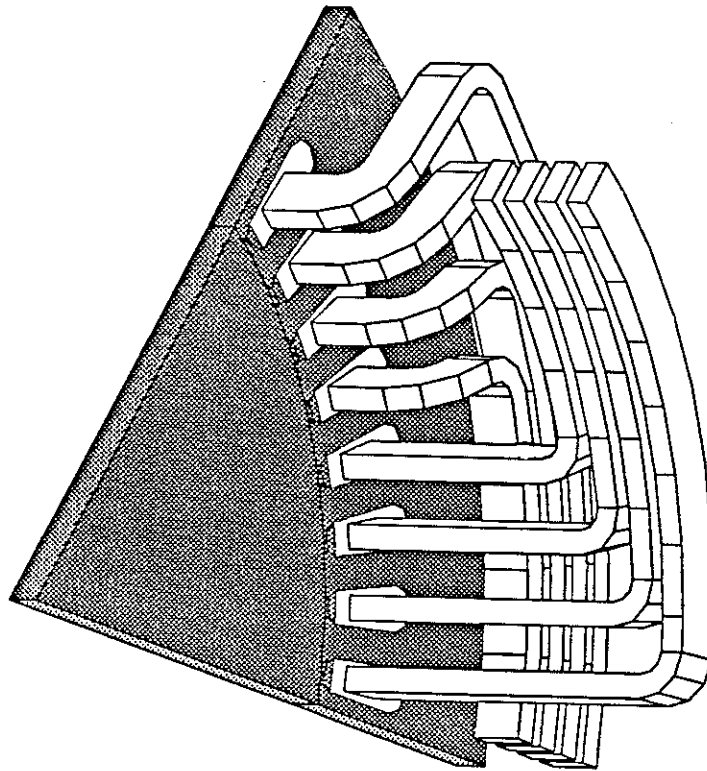


Figure IV.20 : Géométrie des têtes de bobines

Il s'agit d'un bobinage concentrique par pôles consécutif à deux voies en parallèles. Les conditions aux limites sont de types Dirichlet sur les toutes les faces qui englobent la machine. Le maillage utilisé est donné à la figure IV-21. Des éléments tétraédriques du deuxième ordre sont utilisés.

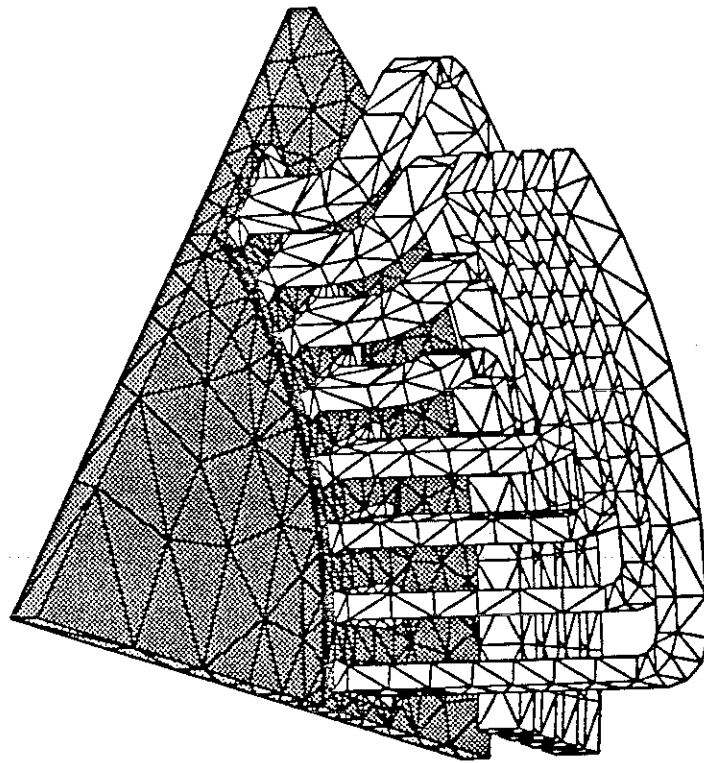


Figure IV.21 : Maillage du problème

La même méthode de résolution, décrite précédemment, est utilisée pour calculer l'inductance de fuite des têtes de bobines. La figure IV-22 donne la répartition du courant dans les enroulements des têtes de bobines.

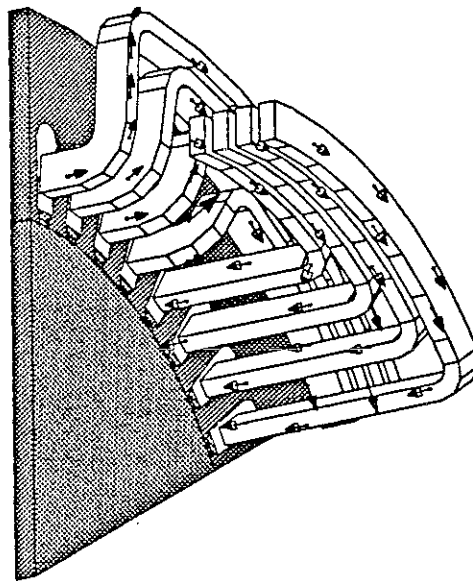


Figure IV.22 : Distribution de la densité de courant dans les têtes de bobines

Les résultats sont regroupés dans le tableau IV-2.

	Calcul analytique	Calcul par FLUX3D	ϵ (%)
Inductance par phase (m H)	1,12	1,22	8,19

Tableau IV.2

Nous remarquons que les résultats obtenus sont très proches du calcul analytique. Cependant l'erreur est beaucoup plus élevée que celle du moteur à 12 encoches. Ceci est dû peut être à la forme compliquée des têtes de bobines .

Nous aurions bien aimé faire une comparaison avec un essai expérimental sur ce moteur, mais faute de temps ceci n'a pu être fait.

La figure IV-23 donne la répartition de l'induction dans le circuit magnétique.

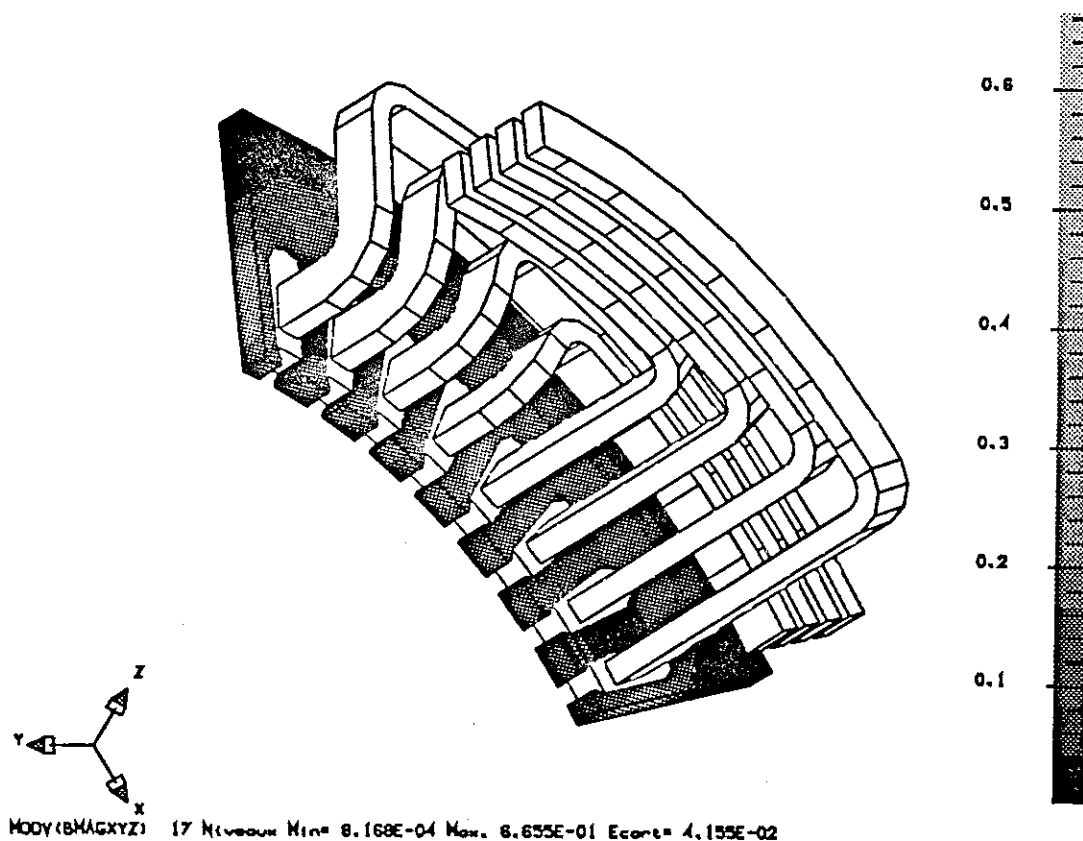


Figure IV.23 : Distribution de l'induction dans le circuit magnétique

c) Exemple n°3

Il s'agit d'un moteur triphasé 2 pôles alimenté sous 380 V 50 Hz. Sa puissance est de 4,5 Kw. La géométrie du stator est donnée à la figure IV-24.

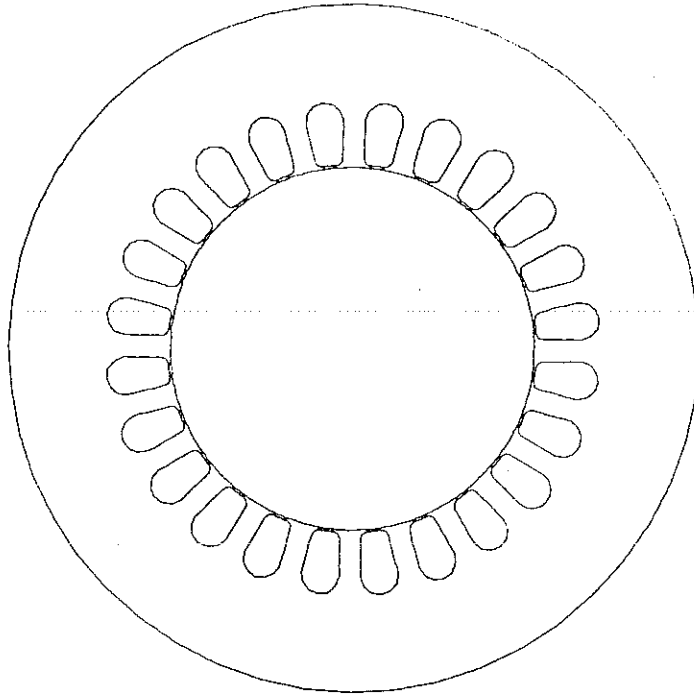


Figure IV.24 : Géométrie du moteur étudié

Le diamètre externe du stator est de 143,5 mm.

Le diamètre interne du stator est de 75,4 mm.

L'épaisseur de l'entrefer est de 0,5 mm.

Le diamètre interne du rotor est de 27,94 mm.

La longueur du paquet de tôles est de 125 mm.

Le nombre d'encoches au stator est de 24.

Le nombre d'encoches au rotor est de 30.

La géométrie complète des têtes de bobines est donnée à la figure IV-12

Vu le nombre d'encoches, qui n'est pas trop élevé, et la symétrie du problème, une moitié de la machine sera modélisée.

La géométrie de la partie frontale modélisée est donnée à la figure IV-25.

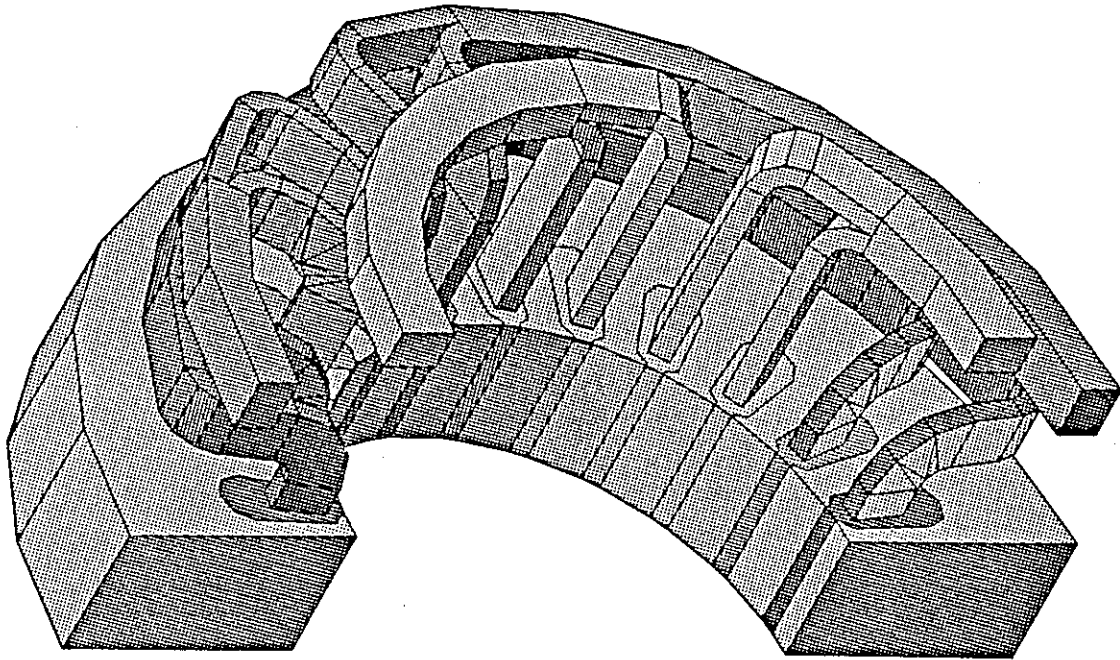


Figure IV.25 : Géométrie de la moitié des têtes de bobines

Nous avons résolu le problème de la même manière que les autres machines. Le maillage utilisé est donné à la figure IV-26, où les éléments tétraédriques du deuxième ordre sont utilisés.

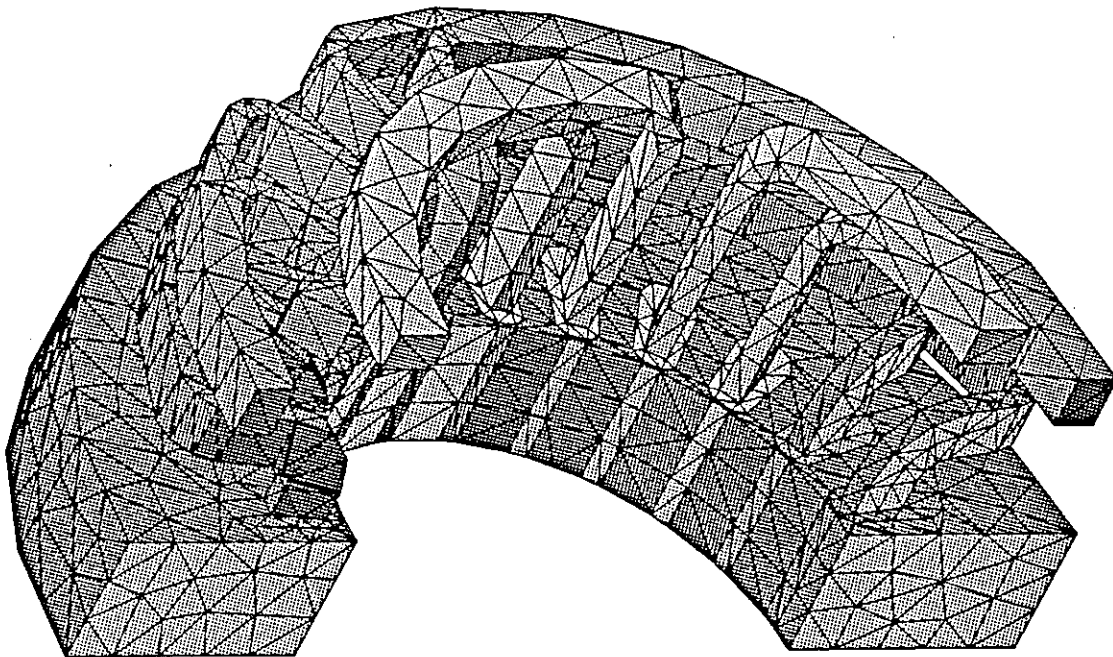


Figure IV.26 : Maillage du problème

La distribution du courant dans les enroulement de la machine est donnée à la figure IV-27

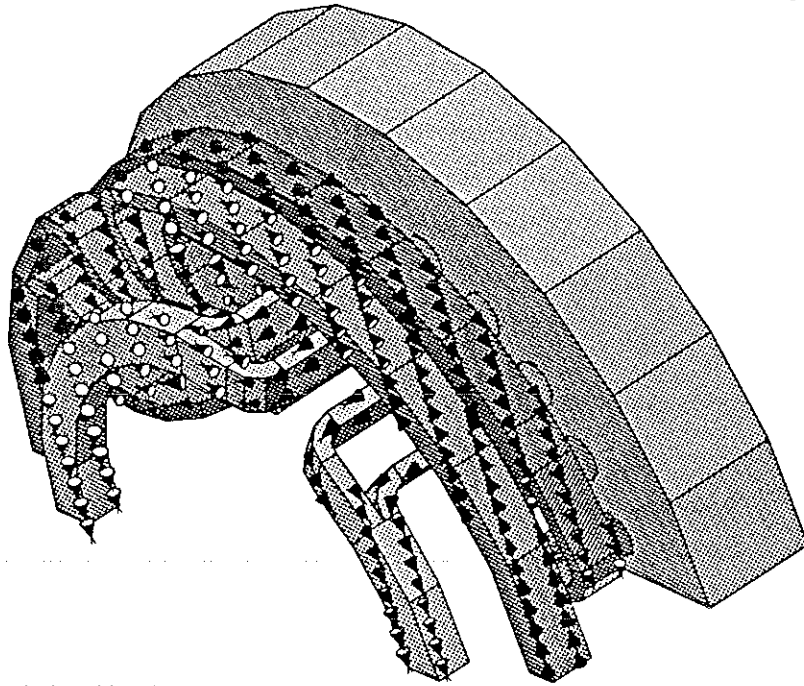


Figure IV.27 : Distribution du courant dans les enroulements des têtes de bobines

La figure IV-28 montre les flèches d'induction dans le circuit magnétique de la machine. Nous pouvons remarquer que l'induction n'est pas tout à fait tangentielle à la surface de la tôle, surtout au niveau des dents. Mais dans la culasse la composante normale de l'induction est très faible par rapport aux autres composantes suivant x et y . Ceci peut être mis en évidence par la figure IV-29, où les trois composantes de l'induction sont représentées en fonction d'un chemin défini sur le circuit magnétique (coté têtes de bobines).

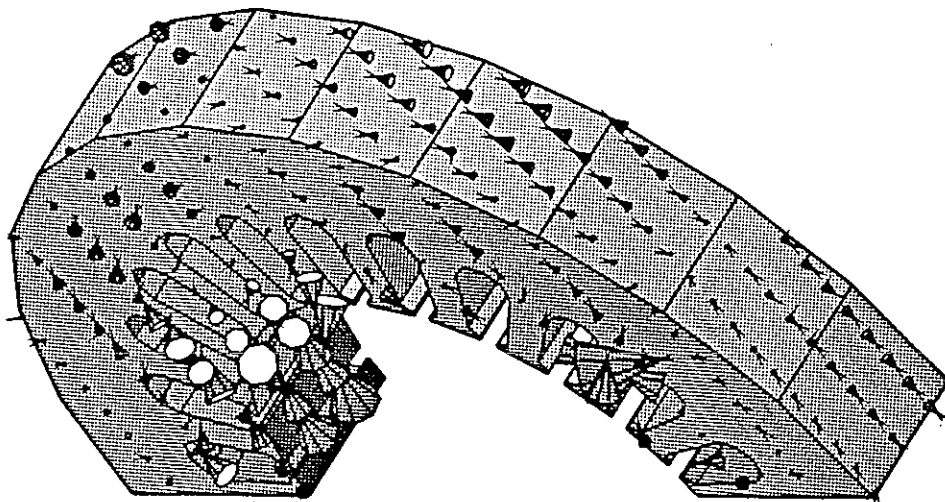


Figure IV.28 : Flèches d'induction dans le circuit magnétique

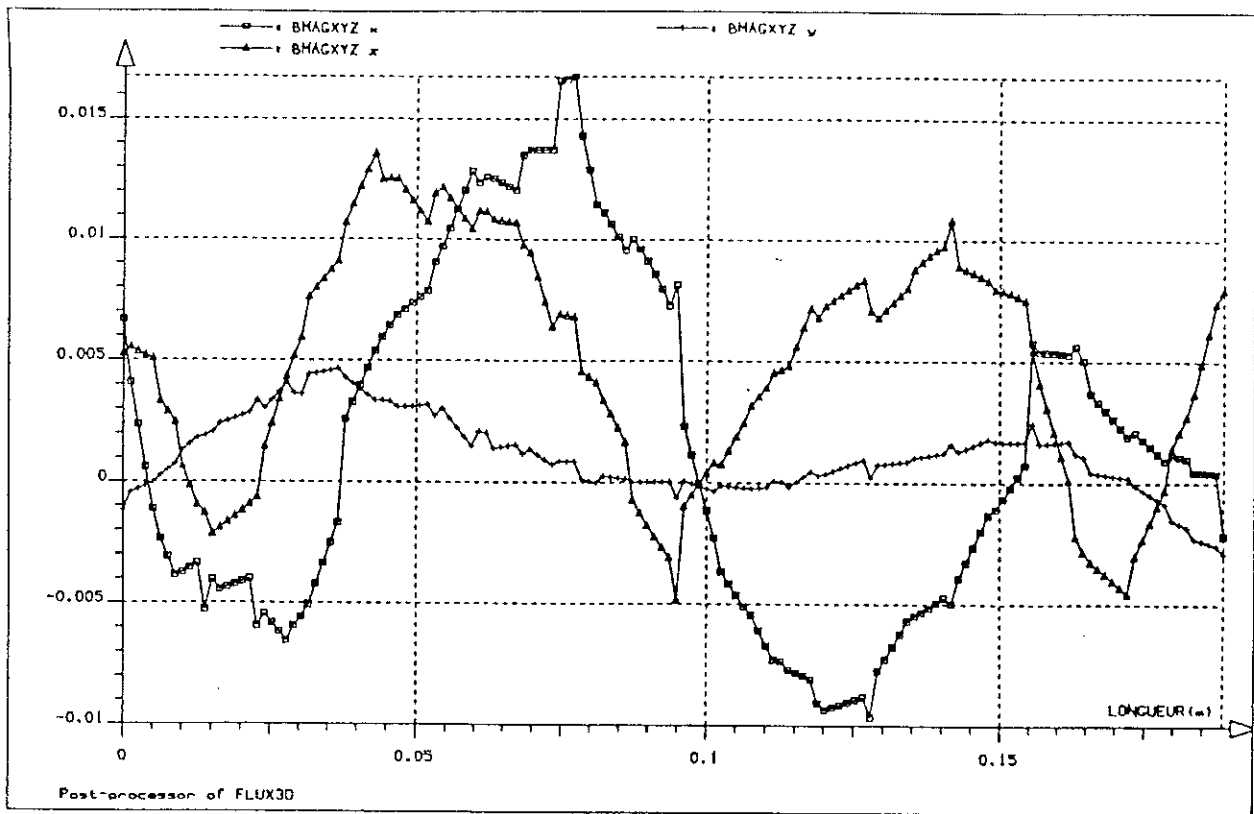


Figure IV.28 : Distribution des trois composantes de l'induction sur un chemin défini sur la face du circuit magnétique

Mais l'approche de calcul est différente. C'est en faisant deux modélisations, bidimensionnelle et tridimensionnelle, que nous avons pu faire une comparaison avec l'essai expérimental.

Cet essai a été réalisé sur le même moteur et avec les mêmes conditions.

Nous avons effectué une étude de sensibilité sur la réactance des têtes de bobines. Six simulations en 3D ont été faites, et cela pour différentes valeurs de perméabilités.

Les résultats sont regroupés dans le tableau IV-3.

perméabilité μ	inductance 3D (mH)	inductance 2D (mH)	inductance totale (2D+3D) (mH)	réactance totale (Ω)
10	1,495	1,0975	2,593	0,814
50	1,851	1,734	3,585	1,126
100	1,956	1,891	3,848	1,208
500	2,077	2,047	4,124	1,295
1000	2,097	2,069	4,166	1,308
4770	2,114	2,086	4,201	1,319

Tableau IV.3 : Calcul pour différentes valeurs de perméabilité

La valeur mesurée, avec le même mode d'alimentation, est de 1.263Ω par phase. Soit une erreur de 4% si nous considérons que la perméabilité est comprise entre 500 et 4770.

Pour calculer la réactance des têtes de bobines, nous traçons les variations de la réactance totale de la machine en fonction de la longueur du paquet de tôles. Cette variation est donnée à la figure IV-29.

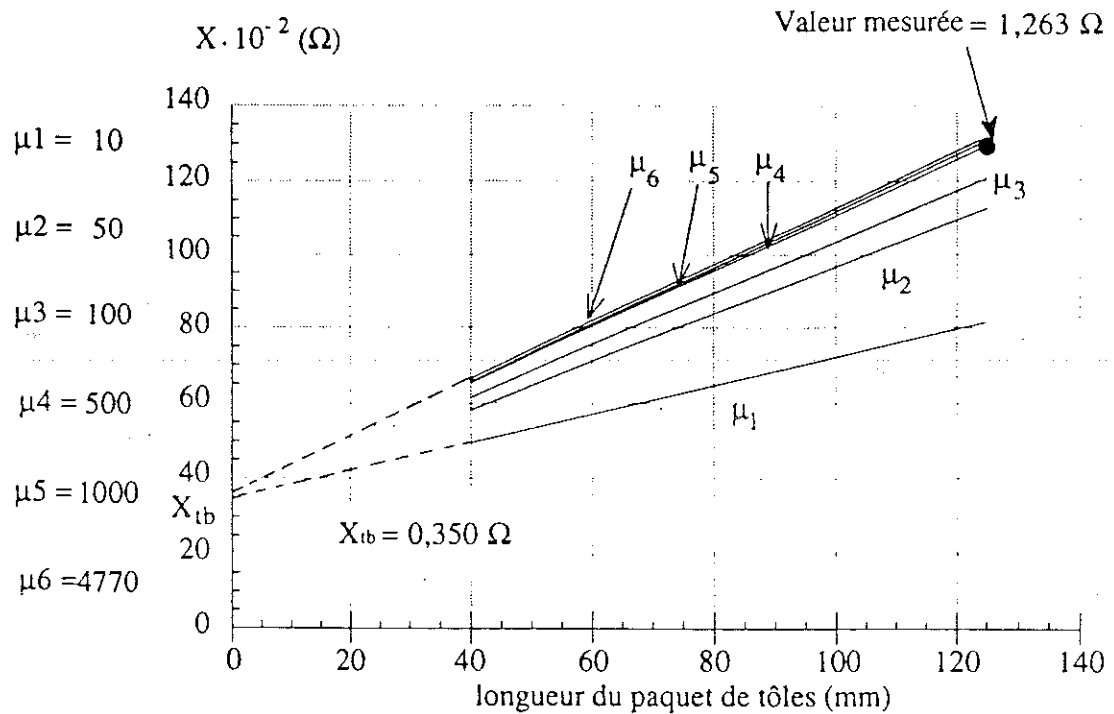


Figure IV.29 : Variation de la réactance en fonction de la longueur de la machine

D'après la figure ci-dessus, la réactance des têtes de bobines n'est pas du tout affectée par la saturation. Sa valeur est déduite directement par extrapolation à zéro. Donc le fait de faire l'essai à rotor enlevé n'affecte en rien la valeur de la réactance de fuite des têtes de bobines.

IV.3.3 Calcul de la résistance des anneaux de court-circuit

L'analyse conventionnelle des machines asynchrones est basée sur des modèles bidimensionnels. Les aspects tridimensionnels de la machine sont incorporés dans l'analyse par la modification des paramètres déduits du modèle bidimensionnel. Parmi ces aspects, il y a la résistance et la réactance des anneaux de court-circuit.

A notre connaissance, il y a peu de travaux récents sur le calcul de ces paramètres. Néanmoins les études qui ont été faites sont purement bidimensionnelles; dans ce cas, l'épaisseur de l'anneau n'est pas prise en compte dans le calcul [66], [71].

Dans notre étude, nous allons calculer la résistance des anneaux en tenant compte de tous les paramètres géométriques ainsi que de la polarité de la machine et du nombre de barres.

IV.3.3.1 Description du problème et hypothèses de calcul

Le modèle d'étude est un ensemble de barres court-circuitées par un anneau. La figure ci-dessous représente ce modèle.

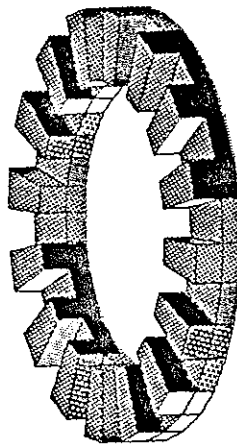


Figure IV.30 : géométrie du modèle d'étude

Normalement, une étude en magnétodynamique harmonique 3D est indispensable pour calculer la résistance des anneaux de court-circuit, pour analyser et voir l'influence de la fréquence sur ce paramètre. Mais cette formulation nécessite beaucoup de place mémoire et énormément de temps de calcul sur ordinateur. Cependant si nous négligeons le couplage entre le champ électrique et le

champ magnétique, nous pouvons résoudre le problème en électrocinétique (IV.3.2.4). L'effet de peau sera éventuellement pris en compte par une méthode analytique.

IV.3.3.2 Résultats de simulation

Dans cette simulation, nous considérons que l'anneau et la barre ont la même hauteur "h" (figure IV-6).

Nous affectons sur chaque face des barres, des conditions de Dirichlet :

$$(IV-40) \quad V = V \cos \varphi$$

Donc sur chaque barre, nous aurons :

$$(IV-41) \quad \begin{aligned} V_1 &= V \cos \varphi_1 \\ V_2 &= V \cos \left(\varphi_1 + \frac{2\pi p}{q} \right) \\ V_3 &= V \cos \left(\varphi_1 + 2 \frac{2\pi p}{q} \right) \\ &\dots\dots\dots \\ V_q &= V \cos \left(\varphi_1 + (q-1) \frac{2\pi p}{q} \right) \end{aligned}$$

Le calcul de la résistance de l'anneau est réalisé de la façon suivante :

Soient P_{ja} la valeur des pertes par effet Joule dans l'anneau et I_b le courant dans la barre. La relation qui existe entre ces deux termes est :

$$P_{ja} = R_a I_a^2 = R_a \left(\frac{I_b}{2 \sin \frac{p\pi}{q}} \right)^2$$

Nous obtenons donc la valeur de la résistance de l'anneau par :

$$(IV-42) \quad R_a = \frac{4 \sin^2 \frac{p\pi}{q}}{I_b^2}$$

où p est le nombre de paire de pôles et q le nombre de barres de la cage.

La figure IV-31 nous montre la répartition du courant dans l'anneau et dans les barres pour $2p = 2$

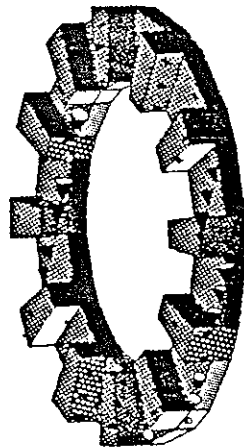


Figure IV.31 : Répartition du courant dans l'anneau pour $2p = 2$

La variation de la résistance avec le nombre de pôles est donnée à la figure IV-32. Sur cette même figure les valeurs obtenues par la formulation de Trickey [56] sont indiquées.

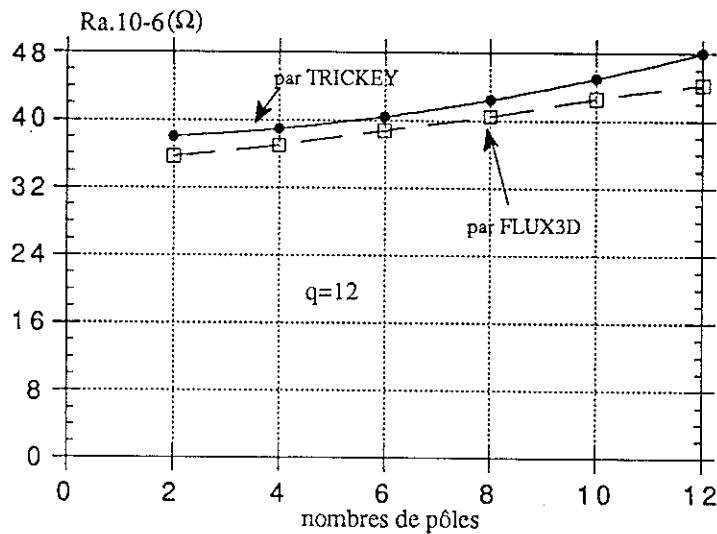


Figure IV.32 : Variation de R_a en fonction du nombre de pôles pour $q = 12$

La même simulation a été réalisée pour $q=16$. La courbe de la figure IV-33 nous montre la variation de R_a en fonction du nombre de pôles.

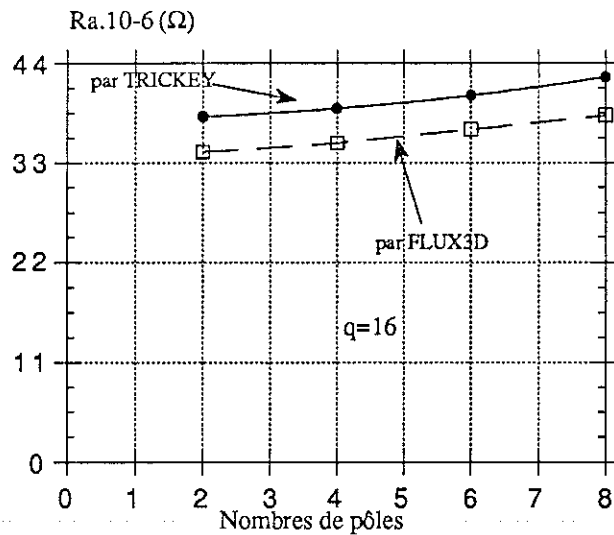


Figure IV.33 : Variation de Ra en fonction du nombre de pôles pour $q=16$

L'erreur pour les deux cas, $q=12$ et 16 , est comprise entre 10 et 12%.

Pour voir l'influence du nombre de barre sur la valeur de Ra, nous avons fait un essai avec $q=20$ et $2p=2$. La valeur trouvée par éléments finis est de $32,43 \mu\Omega$ et celle par la formule de Trickey est de $38,07 \mu\Omega$, soit une erreur de 15%. Donc, plus le nombre de barres augmente, plus la relation de Trickey devient incertaine. Pour mettre en évidence cette incertitude, nous traçons sur le même graphique les variation de Ra en fonction du nombre de pôles pour $q=12$, $q=16$ et $q=20$ (figure IV-34), dans ce cas la résistance calculée par la formule de Trickey reste constante pour les différentes barres.

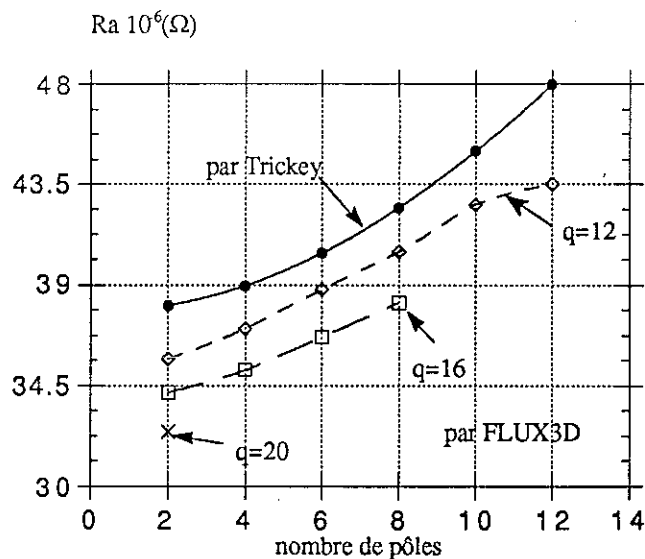


Figure IV.34 : Mise en évidence de la variation de Ra en fonction du nombre de barres

IV.4 CONCLUSION

Le calcul du champ magnétique, dans l'espace occupé par les têtes de bobines en trois dimensions, est devenu possible.

Il est cependant nécessaire, pour mener à bien la modélisation, d'admettre un certain nombre d'hypothèses, qui de toute façon sont justifiées dans les conditions de fonctionnement considérées.

Ainsi, nous avons montré pour la première fois, qu'il était possible de représenter, d'une façon réelle, la géométrie des têtes de bobines, de la mailler et de résoudre le problème en trois dimensions.

Les exemples que nous avons présentés, montrent qu'une alimentation en homopolaire nous a permis de réduire la géométrie et de calculer la réactance des têtes de bobines. Les résultats trouvés sont en concordance avec les essais expérimentaux et les méthodes analytiques traditionnelles.

L'application de la méthode des éléments finis en trois dimensions au calcul de la résistance des anneaux de court-circuit, nous a permis, de faire une étude de sensibilité de l'effet du nombre de pôles et du nombre de barres, sur la résistance de l'anneau. De plus elle nous a permis de faire une étude comparative avec la formule de Trickey, dont les résultats deviennent incertains avec la croissance du nombre de barres de la cage rotorique.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION

Nous avons, au cours de ce travail, abordé plusieurs problèmes concernant la modélisation de la machine asynchrone à cage.

Tout d'abord, les grands principes de la modélisation par la méthode du schéma équivalent classique ont été présentés. Nous avons montré que l'association des méthodes expérimentales et de la théorie analytique permettait d'avoir les paramètres du schéma équivalent de la machine asynchrone. Malgré le nombre d'hypothèses très simplificatrices, le calcul de ces différents paramètres restait compliqué, imprécis et incertain. A partir de ce modèle, nous avons montré qu'il était possible d'avoir une idée de l'évolution des différentes caractéristiques électromécaniques de la machine asynchrone.

Puis, nous avons rapidement décrit le principe de la méthode des éléments finis. L'intérêt qu'elle présente, à priori, est la possibilité de calculer le champ magnétique, avec prise en compte des principaux phénomènes physiques se développant dans une machine asynchrone à cage. En effet, l'utilisation de la magnétostatique nous a permis de simuler la machine dans son fonctionnement à vide et de calculer les principaux paramètres caractérisant son état magnétique. En outre, pour prendre en compte les courants induits dans la cage rotorique, nous avons eu recours à la magnétodynamique complexe moyennant une approximation de la courbe $B(H)$. Les résultats obtenus montrent que cette méthode est tout à fait adaptée pour modéliser une machine asynchrone d'une façon générale.

Cependant les résultats fournis par le logiciel, ne sont pas faciles à interpréter. Ceci nous a amené à étudier le fonctionnement de la machine d'une manière beaucoup plus approfondie et à essayer d'interpréter les différentes grandeurs calculées par le logiciel. En effet, ce type de machine est caractérisé par des équations électriques complexes, où apparaissent des paramètres dont la détermination expérimentale s'avère imprécise. Aussi, avons nous jugé intéressant d'identifier les paramètres du schéma équivalent classique de la machine asynchrone. Pour cela, nous avons mis au point une méthode qui nous permet de calculer ces paramètres sans passer par les différents modèles partiels utilisés dans la théorie analytique.

Pour compléter ce travail, nous avons jugé utile d'entreprendre une étude des phénomènes se produisant dans la partie frontale de la machine. Ainsi, nous avons montré, qu'il était possible d'étudier le champ magnétique dans l'espace occupé par les têtes de bobines. Pour une représentation correcte de l'encombrement du bobinage dans la région frontale, nous avons introduit, point par point et ligne par ligne, la géométrie complète des têtes de bobines en trois dimensions. Nous avons utilisé une alimentation homopolaire pour réduire le domaine d'étude et le temps de calcul. Ce mode d'alimentation nous a permis de calculer la réactance des têtes de bobines et de faire une comparaison d'une part avec la théorie analytique et d'autre part avec les essais expérimentaux. Nous avons montré par ailleurs que l'utilisation d'un outil de calcul tridimensionnel est indispensable pour déterminer la résistance des anneaux de court-circuit. En effet, la formulation développée par Trickey, devient incertaine pour des moteurs dont le nombre de barre est élevé. Les résultats trouvés sont très satisfaisants et les travaux ne devraient pas s'arrêter là.

D'autres développements ouvrant de nouvelles perspectives peuvent être faits : par exemple, la possibilité d'identifier les harmoniques d'espace par la magnétodynamique complexe (cette étude est en cours au laboratoire). L'influence de l'inclinaison des encoches n'est pas prise en considération d'une façon réelle dans la théorie. Ainsi, il est nécessaire de faire une étude beaucoup plus poussée pour tenir compte de ce phénomène : par exemple par un calcul tridimensionnel. Le développement d'un outil permettant d'introduire la géométrie des têtes de bobines d'une manière automatique est indispensable. La prise en compte des courants de Foucault, d'une part dans la région des têtes de bobines et d'autre part dans les anneaux de court-circuit est aussi une voie d'étude qu'il faut explorer.

Nous espérons, ainsi, avoir contribué de notre mieux à l'avancement des méthodes de modélisation de la machine asynchrone en deux et trois dimensions.

ANNEXES

ANNEXE I

Coefficient de Carter

Ce facteur tient compte de l'ouverture des encoches, sa valeur est donnée par :

* Pour le stator

$$K_{cs} = \frac{t_s}{t_s - \frac{o_s^2}{5e + o_s}}$$

* Pour le rotor

$$K_{cr} = \frac{t_r}{t_r - \frac{o_r^2}{5e + o_r}}$$

où

t : pas dentaire

o : ouverture de l'encoche

e : épaisseur de l'entrefer

pour avoir le facteur de Carter équivalent, nous faisons le produit entre K_{cs} et K_{cr} :

$$K_c = K_{cs} \cdot K_{cr}$$

ANNEXE II

Méthode de Newton-Raphson

Soit l'équation suivante à résoudre:

$$F(X) = 0$$

dont l'inconnue est le vecteur X .

Le développement en série de Taylor de F au voisinage de $X + \Delta X$ nous donne :

$$F(X + \Delta X) = F(X) + \Delta X \frac{\partial F(X)}{\partial X} + \frac{\Delta X^2}{2} \frac{\partial^2 F(X)}{\partial X^2} + \dots$$

Si $X + \Delta X$ est la solution de $F(X)$, alors la différence entre $X + \Delta X$ et X nous donne:

$$\Delta X = - F(X) \left[\frac{\partial F(X)}{\partial X} \right]^{-1}$$

si $\Delta X \ll X + \Delta X$ alors la solution recherchée est atteinte

Sinon nous partons d'une nouvelle solution $X_n = X_{n-1} + \Delta X_{n-1}$ pour rechercher le résultat.

Cette algorithme converge très vite à condition que l'utilisateur lui fournisse une solution de départ assez proche du résultat à rechercher. Par exemple la solution initiale peut être les valeurs du potentiel vecteur pour une perméabilité μ_1 correspondant à la zone linéaire de la courbe $B(H)$.

Quand le problème est très saturé, la méthode de Newton-Raphson accélérée est utilisée.

Cette méthode consiste à abaisser le niveau de non-linéarité de la courbe $B(H)$ en créant un réseau de courbes intermédiaires (figure 1).

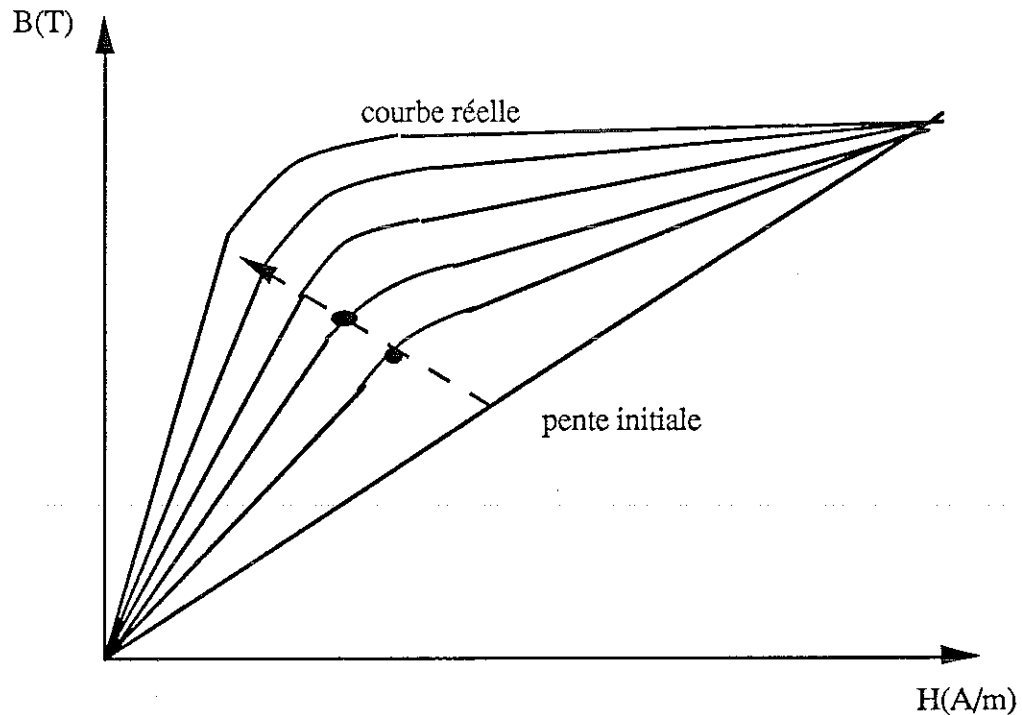


Figure 1 : Courbes $B(H)$ et le réseau de caractéristiques intermédiaires

Le principe est le suivant : la solution de la première itération obtenue avec la courbe $B(H)$ (correspondant à la pente initiale) est utilisée comme solution initiale pour la seconde courbe et ainsi de suite jusqu'à la courbe réelle. Pour faciliter l'utilisation d'une telle technique dans le logiciel FLUX2D, une interpolation entre la courbe linéaire (pente initiale) et la courbe réelle $B(H)$ est réalisée. Il est alors demandé à l'utilisateur la perméabilité de la courbe linéaire et le nombre de courbes intermédiaires. Dans le cas du moteur asynchrone, trois courbes au total suffisent. La perméabilité relative de départ est comprise entre 20 et 100, donc dans des zones très saturées.

ANNEXE III

Conservation de la caractéristique B(H)

Il est nécessaire de calculer l'énergie magnétique pour une induction donnée, afin de résoudre l'équation II-40.

Nous utilisons alors la méthode des trapèzes qui fournit de bons résultats si la courbe B(H) est bien discrétisée.

Soit (B_i, H_i) où $i \in [1, N]$ les N couples de points servant à découper de la courbe B(H).

Soit un point sur lequel l'énergie est calculée et vérifiant :

$$j \in [1, N] \left\{ \begin{array}{l} B_{j-1} \leq B < B_j \\ H_{j-1} \leq H < H_j \end{array} \right\}$$

Après intégration par la méthode des trapèzes l'énergie en ce point (B,H) vaut:

$$(1) \quad W_j(B) = \frac{1}{2} \left[\sum_{i=1}^{j-1} (B_i - B_{i-1})(H_i + H_{i-1}) + (B - B_{j-1})(H + H_{j-1}) \right]$$

l'interpolation linéaire de H en fonction de B, nous donne :

$$(2) \quad H = \frac{H_j - H_{j-1}}{B_j - B_{j-1}} (B - B_{j-1}) + H_{j-1}$$

Dans ce cas l'expression de l'énergie en fonction de B sera :

$$(3) \quad W_j(B) = \frac{1}{2} [A_{j-1} + C_j (B - B_{j-1})^2 + 2 H_{j-1} (B - B_{j-1})]$$

avec :

$$A_{j-1} = \sum_{i=1}^{j-1} (B_i - B_{i-1})(H_i - H_{i-1})$$

$$\text{et } C_j = \frac{H_j - H_{j-1}}{B_j - B_{j-1}}$$

Pour calculer l'énergie moyenne stockée sur une période pour les N couples de modules (B_{mj} , H_{mj}) de la courbe $B(H)$, nous considérons le couple (B_m , H_m) pour lequel l'énergie magnétique moyenne est calculée. Nous avons

$$(4) \quad W_m(B_m) = \frac{1}{T} \int_0^T W(B(t)) dt = \frac{4}{T} \sum_{j=1}^N \int_{t_{j-1}}^{t_j} W_j(B(t)) dt$$

où t_j est la valeur de temps pour laquelle $B(t) = B_j$ et $W_j(B)$ correspond à l'énergie stockée lorsque $B_{j-1} \leq B(t) < B_j$. B_m est obtenue lorsque $t = \frac{T}{4}$

$$\text{En posant } \theta_j = \arcsin \frac{B_j}{B_m} = \frac{2 \pi t_j}{T}$$

Nous aurons alors, $B(t) = B(\theta) = B_m \sin \theta$

et l'expression de l'énergie devient :

$$(5) \quad W_m(B_m) = \frac{1}{\pi} \sum_{j=1}^n [A_{j-1} + C_j B_{j-1}^2 - 2 H_{j-1} B_{j-1} + 2 (H_{j-1} - C_j B_{j-1}) B_m \sin \theta + C_j B_m^2 \sin^2 \theta] \dot{c}$$

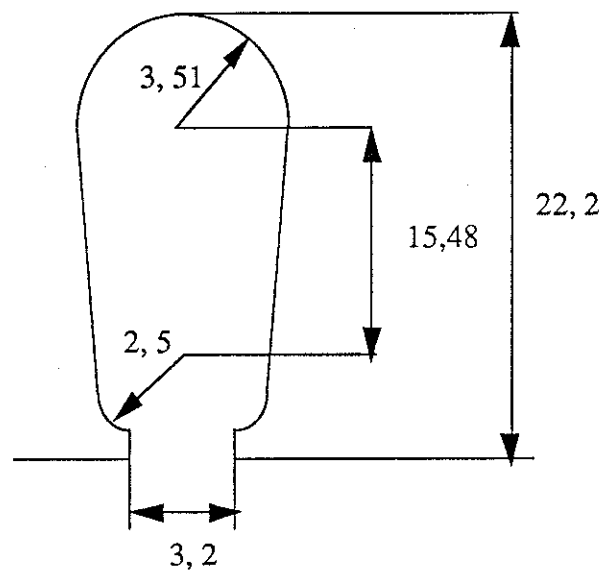
La formulation de l'énergie moyenne en un point (B_n , H_n) de la courbe en fonction des valeurs de tous les couples de points (B_i , H_i), est obtenue en intégrant l'équation (5).

ANNEXE IV

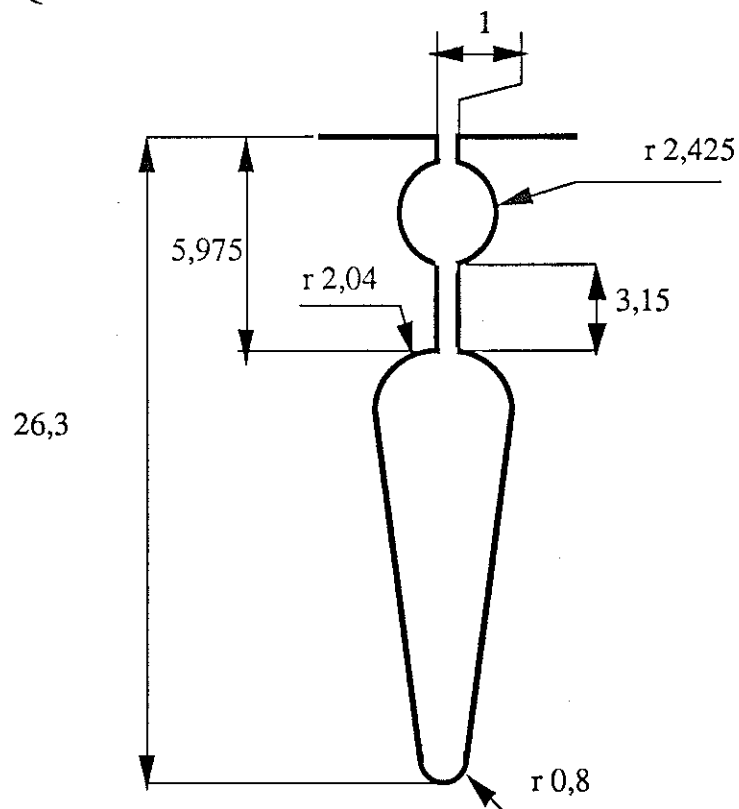
Géométrie des encoches du moteur étudié

Toutes les dimensions sont en mm

ENCOCHE STATORIQUE



ENCOCHE ROTORIQUE



REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] J. B. Albertini " Contribution à la réalisation d'un logiciel de modélisation de phénomènes électromagnétique en trois dimensions par la méthode des éléments finis : FLUX3D " Thèse de docteur de l' INPG, novembre 1988.
- [2] P.D. Agarwal and P.L. Alger, " Saturation factors for leakage reactance of induction motor ", AIEE Trans., Vol.80,1961.
- [3] P.L. Alger " Induction Machines - Their behavior and uses " Gordon and breach New York, 1970.
- [4] P.Althammer. " Calcul du champ magnétique dans les têtes de bobines de turboalternateurs " Revue Brown Boveri, pp 281-292 Tome 51 N°, Mai 1964.
- [5] J. Ancel " Machines Asynchrones - Fonctionnement et Calcul " Technique de L'ingénieur D450.
- [6] G. Angst " Saturation factor for leakage reactance of induction motor with skewed rotor " AIEE Trans. on Machinery, pp 716-725, 1963.
- [7] A. Arkkio " Analysis of induction motors based on the numerical solution of the magnetic field and circuit equation " Thesis of acta polytechnica scandinavia, Electrical Engineering series N°9, Helsinki, 1987.
- [8] E.C. Barnes " An experimental study of induction machine end-turn leakage reactance " AIEE Transactions, Vol. 70 pp 671-679, 1951.
- [9] R. Belmans, D. Verdyck, T.B. Johansson, W. Geysen, R.D. Findlay " Calculation of the no-load and torque speed characteristic of induction motors using finite elements ", Proc. of the Int. conf. Electrical Machines, pp 724-729, Boston august 1990.
- [10] R. Belmans, R.D. Findlay, W. Geysen " A circuit approach to finite element analysis of a double squirrel cage induction motor " IEEE Trans. on Energy Conversion, Vol. 5, N°4, December 1990.
- [11] A. Belot " Calcul des machines électriques tournantes ", cours de l'Ecole Supérieur d'Electricité, 1976.

- [12] J.E. Brown " Electric Motor Handbook " edited by B. J. Chalmers London 1988.
- [13] G. Carron de la Morrinais " Contribution à la modélisation des phénomènes magnétodynamiques en trois dimensions ", Thèse de docteur de l'INPG, 1990.
- [14] G.H. Cheong " The truth about airgap leakage reactance in polyphase squirrel- cage induction motors " Proc. IEE, Vol. 126, N°10, october 1979.
- [15] J.L. Coulomb " Analyse tridimensionnelle des champs électriques et magnétiques par la méthode des éléments finis", Thèse d'état de l'INPG, Laboratoire d'électrotechnique de grenoble, 1981.
- [16] G. Darrieus " Détermination et tracé des champs à trois dimensions- Application aux têtes de bobines, notamment des turbo-alternateurs ", RGE Tome 76 N°3, pp 333-354, Mars 1967.
- [17] FLUX2D " Notice d'utilisation " Juin 1991.
- [18] B.L. Fuller, P.H. Trickey " Equivalent drag cup resistance " AIEE Trans. on Power and Systems, Vol. 81, pp 285-291, 1962.
- [19] C. Goldemberg, O.S. Lobosco " Detremination of induction motor characteristics from manufacturer data sheets " Proc. of the Int. Conf. on electrical Machines, pp 458-463, 1990.
- [20] B. Heller, V. Hamata " Harmonic field effects in induction machines " Elsevier, 1977.
- [21] C.G. Hong " Nonlinear complex finite element analysis of squirrel cage induction motor performance " IEE Proc. B, Vol. 138, N°5, septemebr 1991.
- [22] V.B. Hosinger " Theory of end-winding leakage reactance " AIEE Transactions, August 1959.
- [23] K. Ito, T. Tokumasu, S. Nagano, M. Tori, S. Doi " Simulation for design purposes of magnetic fields in turbine-driven generator end region " IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-99, N°4, july/august 1980.
- [24] C.V. Jones, R.C. Gibson " Correlation of the air-gap vector potentiel of an induction motor with yhe magnetising current " Proc. IEE, Vol. 116, N°3, march 1969.

- [25] G.K.M. Khan, G.W. Buckley, R.B. Bennett, N. Brooks " An integrated approach for the calculation of losses and temperatures in the end region of large turbine generators " IEEE Trans. on Energy conversions, Vol.5, N°1, march 1990.
- [26] G.K.M. Khan, G.W. Buckley, R.B. Bennett, N. Brooks " Calculation of forces and stresses on generator end-windings - Part I : Forces " IEEE Trans. on Energy conversion, Vol. 4, N°4, December 1989.
- [27] A. Kladas, A. Razek " Parametric study of bar resistance and leakage inductance in saturated rotor cages " Proc. Int. Conf. on Elec. Machines, Munich 1986
- [28] D.J. Kozakoff, F.O. Simons, JR " Three-dimensional nonlinear magnetic field boundary value problem and its numerical solution " IEEE Trans. on Mag. , Vol. MAG-6, N°4, December 1970.
- [29] W. Levy, C.F. Landy, M.D. McCulloch " An accurate model for deep bar and saturation effects in induction motors " Proc. ICEM, pp 215-220, august 1990, Boston.
- [30] Liwschitz, Maret " Calcul des machines électriques " Tome 1 et Tome 2, collection bibliothèque de l'ingénieur, SPES Lausanne-Dunod Paris 1967.
- [31] M.M. Liwschitz-Garik " Computation of skin effect in bars of squirrel-cage rotors " AIEE Trans., Vol. 74, pp 768-771, 1955.
- [32] L.H. Lim " Transient analysis of cage induction machines using time-stepped finite elements " Thesis of the imperial college of science of London, june 1989.
- [33] P. Lombard, G. Meunier " A general method for electric and magnetic coupled problem in 2D and magnetodynamic domain " IEEE Trans. on Mag. March 1992.
- [34] Y. Maréchal " Modélisation des phénomènes magnétostatiques avec terme de transport, application aux ralentisseurs électromagnétiques " Thèse de docteur de l'INPG, Février 1991.
- [35] G. Meunier, D. Shen, J.L. Coulomb " Modelisation of 2D and axisymmetric magnetodynamic domain by the finite element method ", IEEE Trans. on Mag. COMPUMAG, 1987.

- [36] O. Moreau " Calcul du champ de l'inducteur supraconducteur en trois dimensions " Rapport de stage de DEA , Laoboratoire d'Electrotechnique de Grenoble 1989.
- [37] A. Niemenmaa " Calculation of losses in induction machines by the finite element method " Proc. ICEM, Boston august 1990.
- [38] J.L. Pabot " Etudes des champs magnétiques dans la zone des têtes de bobines des turbo-alternateurs " RGE Tome 84, N°5, pp 349-365, mai 1975.
- [39] V.G. Pashinskii " Calculation of differential leakage reactance in three phase induction motors " Elektrotehnika, Vol. 61, N°3, pp 27-31, 1990.
- [40] M. Pouloujadoff, M. Ivanov " Comparaison de schémas équivalents au moteur asynchrone polyphasé " RGE, Tome 76, N°1, pp 1-6, janvier 1967.
- [41] M.J. Robinson " Finite element calculation of equivalent circuit parameters for induction motors ", Thesis of the imperial college of science of London, November 1988.
- [42] J.C. Sabonnadière, J.L. Coulomb " CAO en électrotechnique ", édition HERMES, 1985.
- [43] J.C. Sabonnadière, J.L. Coulomb " Eléments finis et CAO ", édition HERMES, 1986.
- [44] J.C. Sabonnadière, G. Meunier, B. Morel " FLUX: a general interactive finite elements package for 2D electromagnetic fields " IEEE Trans. MAG-18, pp 411-415, 1982.
- [45] S.J. Salon " Finite element analysis of electric machinery " IEEE Computer Applications in Power, April 1990.
- [46] G. Segulier, F. Notelet " Electrotechnique industrielle " Technique et Doc. 1977.
- [47] M.A. Shehata and F. Hentschel " Effect of current displacement consideration on the behaviour of inverter-fed squirrel-cage induction motors " Proc. ICEM'90, pp 202-207, August 1990, Boston.
- [48] C.P. Steinmetz " The alternating current induction motor ", AIEE Trans., Vol. 14, pp 185-217, 1897.

[49] A. Taieb brahimi, A. Foggia, and G. Meunier " End winding reactance computation using a 3D finite element program " IEEE, International Conference of CEFC'92, Los Angeles, August 1992 (à paraître).

[50] A. Taieb brahimi, P. Labie, G. Meunier, A. Foggia " Détermination de l'inductance de fuite des têtes de bobines d'une machine asynchrone par calcul de champs tridimensionnels " Recueil des résumés, NUMELEC'92, grenoble 17-18-19 Mars 1992.

[51] P.J. Tavner " Measurements of the influence of core geometry on the axial flux distribution in laminated steel cores " IEE Proc., Vol. 127, Pt.B, N°2, march 1980.

[52] J.A. Tegopoulos " Determination of the magnetic field in the end zone of turbine generator ", IEEE Trans., Vol. PAS-82, pp 562-572, August 1963.

[53] P. G. Therond, O. Moreau, C. Kieny " 3D Electromagnetic model of a full superconducting generator " IEEE Trans. on Mag. Vol. 28, N°2 March 1992.

[54] A. Timotin, A. Nicolae " Etude du flux axial capté par la face inclinée du stator d'un turbo-alternateur muni d'anneau de serrage tronconique " Revue Roumaine des Sciences Techniques, série électrotechnique et énergétique Tome 26, 1981.

[55] A. Timotin, A. Nicolae " Sur la répartition du champ magnétique axial à la surface des dents de l'extrémité du stator " Revue Roumaine des Sciences Techniques, série électrotechnique et énergétique Tome 15, 1970.

[56] P. Trickey " Induction motor resistance ring width " Trans. Amer. Inst. Elec. Engrs, Vol. 55, pp 144-150, 1936.

[57] P. Trickey " Test analysis for equivalent circuit parameters of precision induction motors " IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-84, N°11, November 1965.

[58] E. Vassent, G. Meunier, J.C. Sabonnadière " Simulation of induction machine operation using complex magnetodynamic finite elements " IEEE Trans. on Mag., Vol. MAG-25, N°4, july 1989.

[59] E. Vassent, G. Meunier, A. Foggia " Simulation of induction machine operation using complex magnetodynamic finite elements method coupled with the circuits equations " IEEE, International conference of CEFC, Toronto, 21-25 october 1990.

- [60] E. Vassent " Contribution à la modélisation des moteurs asynchrones par la méthode des éléments finis " Thèse de docteur de l'INPG, Novembre 1990.
- [61] S. Williamson, M.A. Mueller " Induction motor endwinding leakage reactance calculation using the Biot-savart method, taking rotor currents into account " Proc. ICEM'90, pp 480-484, Boston, August 1990.
- [62] S. Williamson, M.R.E. Ellis " Influence of rotor currents on endwinding forces in cage motor " IEE Proc., vol. 135, Pt. B, N°6, pp 371-379, November 1988.
- [63] S. Williamson, A.C. Smith " Field analysis for rotating induction machine and its relationship to the equivalent-circuit method " IEE, Proc., Vol. 127, Pt. B, N°2, March 1980.
- [64] S. Williamson, J.D. Walker " Rotor cage current distribution at stall " Proc. IECM'90, pp 959-962, Boston, August 1990.
- [65] S. Williamson, Laithwaite " Generalised harmonic analysis for the steady-state performance of sinusoidally- excited cage induction motors " IEE Proc., Vol. 132, Pt. B, N°3, May 1985.
- [66] S. Williamson, M.C. Begg " Calculation of the resistance of induction motor end-rings " IEE Proc., Vol. 133, Pt. B, N°2, March 1986.
- [67] S. Williamson, M.C. Begg " Calculation of the bar resistance and leakage reactance of cage rotors with closed slots " IEE Proc., Vol. 132, Pt. B, N°3, May 1985.
- [68] S. Williamson, J.W. Ralph " Finite element analysis of induction motor fed from a constant-voltage source " IEE Proc., Vol.130, Pt. B, N°1, January 1983.
- [69] S. Williamson, M.C. Begg " Analysis of cage induction motors-A combined fields and circuit approach " IEEE Trans. on Mag., Vol. MAG-21, N°6, November 1986.
- [70] S. Williamson, L.H.Lim, M.J. Robinson " Finite element models for cage induction motor analysis " IEEE Trans. on Industry Applications, Vol. 26, N°6, November/December 1990.
- [71] S. Williamson, R. Schiferl " An investigation of the influence of deep-bar effect on the resistance of cage rotor end-rings " IEEE Trans. on Industry Applications, Vol. IA. 23, N°4, July/August 1987.

[72] S. Williamson, M.J. Robinson " Calculation of cage induction motor equivalent circuit parameters using finite elements " IEE Proc.-B, Vol. 138, N°5, September 1991.

A U T O R I S A T I O N de S O U T E N A N C E

VU les dispositions de l'Arrêté du 23 novembre 1988 relatif aux Etudes doctorales

VU les rapports de présentation de

- Monsieur le Professeur Marcel IVANES
- Monsieur le Professeur Guy SEGUIER

Monsieur TAIEB BRAHIMI Abdelhalim

est autorisé(e) à présenter une thèse en soutenance en vue de l'obtention du diplôme
de DOCTEUR de L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE, spécialité
" Génie Electrique "

Fait à Grenoble, le 16 juin 1992

Pour le Président de l'INPG
et par délégation
le Directeur de l'Ecole Doctorale
J.L. LACOURME



RESUME

Ce mémoire de thèse est une contribution à la modélisation de la machine asynchrone à cage par logiciels d'éléments finis 2D et 3D.

L'importance des machines asynchrones dans la vie industrielle n'est plus à démontrer, qu'elles tournent à vitesse constante ou à vitesse variable avec une source à fréquence variable. De tous temps, les industriels ont toujours essayé d'améliorer leurs techniques de calcul de manière à réaliser des machines plus performantes.

L'apparition de logiciels d'éléments finis 2D et maintenant 3D offre de nouvelles possibilités d'analyse et de calcul des machines électriques en général et des machines asynchrones en particulier.

D'une part, les études en 2D ont comme avantage principal de connaître d'une manière très fine la répartition de l'induction dans la section droite de la machine et de ce fait pouvoir évaluer les différents paramètres du schéma équivalent en fonction des conditions de fonctionnement. D'autre part, l'évaluation des réactances de têtes de bobines et des caractéristiques des anneaux de court-circuit, passe nécessairement par l'utilisation de logiciels en trois dimensions.

ABSTRACT

This study contributes to the modelling of the squirrel cage induction machine using 2D and 3D finite element program.

We don't need any more to demonstrate the importance of the induction machine in the industrial life - constant speed or variable speed with a variable frequency source.

Manufacturers have always been trying to improve their methods of computation in order to design high - performance machines.

The existing 2D and 3D finite elements programs provide new analysis of computation for electrical machines in general and for induction machine ones in particular.

On the one hand, the studies with 2D program have the principal advantage to know precisely the distribution of the induction in the cross-section part of the machine and then to evaluate the different equivalent circuit parameters according to the functioning. On the other hand, the evaluation of end windings reactance and the characteristics of the rotor end-ring requires the utilisation of a 3D program.

