

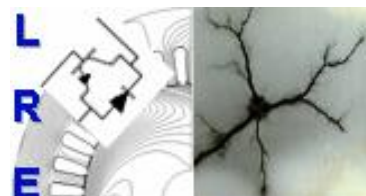
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Ecole Nationale Polytechnique



Département Electrotechnique
Laboratoire de Recherche en Electrotechnique



Thèse de doctorat en Electrotechnique
pour l'obtention du diplôme Docteur LMD en Electrotechnique

Modélisation des Transformateurs Triphasés: Analyse du phénomène de l'Hystérésis pour les Comportements Transitoires Électromagnétiques, de la Ferrorésonance et des Courants Induits Géomagnétiques

Fouzi ABOURA

Sous la direction de M. Omar TOUHAMI Professeur

Présenté et soutenue publiquement le (02/04/2017)

Composition du Jury :

Président :	Rachid Ibtouen	Professeur	ENP Alger
Promoteur :	Omar Touhami	Professeur	ENP Alger
Examineurs :	Saïd Mekhtoub	Professeur	ENP Alger
	Maurice Fadel	Professeur	LAPLACE-ENSEEIH-T-INP Toulouse
Invité :	Aziz Kheloui	Professeur	EMP Bordj-El-Bahri
	Amrane Ayadi	Ingénieur	GRTE

ENP (2017)

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

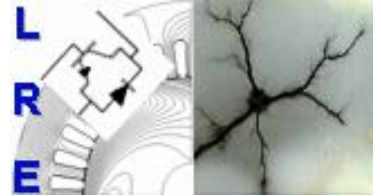
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Ecole Nationale Polytechnique



المدرسة الوطنية المتعددة التخصصات
Ecole Nationale Polytechnique

Département Electrotechnique
Laboratoire de Recherche en Electrotechnique



Thèse de doctorat en Electrotechnique
pour l'obtention du diplôme Docteur LMD en Electrotechnique

Modélisation des Transformateurs Triphasés: Analyse du phénomène de l'Hystérésis pour les Comportements Transitoires Électromagnétiques, de la Ferrorésonance et des Courants Induits Géomagnétiques

Fouzi ABOURA

Sous la direction de M. Omar TOUHAMI Professeur

Présenté et soutenue publiquement le (02/04/2017)

Composition du Jury :

Président :	Rachid Ibtouen	Professeur	ENP Alger
Promoteur :	Omar Touhami	Professeur	ENP Alger
Examineurs :	Saïd Mekhtoub	Professeur	ENP Alger
	Maurice Fadel	Professeur	LAPLACE-ENSEEIH-T-INP Toulouse
Invité :	Aziz Kheloui	Professeur	EMP Bordj-EI-Bahri
	Amrane Ayadi	Ingénieur	GRTE

ENP (2017)

ملخص: تركز هذه أطروحة الدكتوراه على وصف الظواهر العابرة ذات التردد المنخفض وتسليط الضوء على نموذجين، كل منهما يضم واحدة من أصعب الظواهر التي يمكن وضع نموذج لها والتي هي التباطؤ المغناطيسي (Hysteresis). نماذج التباطؤ المغناطيسي كثيرة جدا و اختيار النماذج التي ليست دائما من السهل القيام بها، وفي كثير من الأطروحات و المنشورات نمذجة هذه الظاهرة يقتصر على الصيغ العملية التي تأخذ في كثير من الأحيان بصفة تقريبية والتي لا تعكس تعقيد هذه الظاهرة وتأثيرها في وصف الظواهر العابرة ذات التردد المنخفض. الطريقة التي نقترحها هي استخدام نموذجين، واحد لسرعته ونوعية بساطته، والثاني المصنوع من طريقة العناصر المحددة للتأكد من دقتها وتصور المناطق الخاضعة الأكثر لكثافة الفيض المغناطيسي (Flux density) وبالتالي الأكثر تعرضا للتشبع المغناطيسي وبالتالي يمكن أن تسبب ارتفاعا في درجة الحرارة و تيارات تحمل القصر (Short circuit) لذلك فمن الأفضل تحديد المناطق الأكثر عرضة للمحول وتقييم المكونات الهيكلية الأكثر حساسية، لتجنب العطل وأحيانا تدمير المحولات والسماح أيضا لتجنب مثل هذه الحوادث حتى قبل بناء المحول عن طريق أداة العناصر المحددة التي استخدمها هي الأولى من نوعها في هذه الأطروحة لتحليل الظواهر كما في حال الظواهر Ferroresonance و التيارات المغناطيسية الأرضية (CIG) المؤثرة على المحولات الثلاثية الأوجه.

الكلمات الدالة: المحولات الثلاثية الأوجه، FLUX2D، التباطؤ المغناطيسي، Tellinen, Jiles-Atherton، التيارات الاندفاع، التيارات (Eddy current)، Ferroresonance، EMTP، التيارات المغناطيسية الأرضية (CIG)

Summary: This PhD thesis focuses on describing the low frequency transient phenomena and to highlight two models, both incorporating one of the most difficult phenomena to model that is magnetic hysteresis. The hysteresis models are very numerous and the choices and their modeling is not always easy to do, and in many article and theses modeling of this phenomenon is limited to empirical formulas that often takes that has approximations and are often related to simplifications that do not reflect the complexity of this phenomenon and its impact in the low frequency transients. The method we propose is to use two models, one for its timeliness and quality of its simplicity, the second made with the method of finite element for accuracy and to visualize areas subject to overfluxing and therefore will be most exposed to the magnetic saturation and can therefore caused a rise in temperature and short internal circuit, so it is best to identify the regions of the transformer and evaluate the structural components that are most sensitive to saturation, avoiding failures and sometimes destruction of the transformer and allow better avoid such incidents even before the construction of the transformer via the finite element tool whose use is a first for the analysis of phenomena as ferroresonance and geomagnetic induced currents for an asymmetric three-phase transformer.

Key words: Asymmetric three phase transformer, FLUX2D, Hysteresis, Jiles-Atherton, Tellinen, Inrush currents, Eddy current, EMTP, Ferroresonance, Geomagnetic induced currents.

Résumé : Ce travail de thèse de Doctorat s'intéresse à décrire les phénomènes transitoire basse fréquence et de mettre en relief deux modèles, tous deux intégrant l'un des phénomènes les plus difficile à modéliser qui est l'hystérésis magnétique. Les modèles d'hystérésis sont très nombreux et le choix ainsi que leurs modélisation n'est pas toujours aisé à faire, ainsi dans beaucoup d'articles et de thèses la modélisation de ce phénomène reste limité à des formules empiriques qui ne tiennent souvent qu'à des approximations et sont souvent lié à des simplifications qui ne reflètent pas la complexité de ce phénomène et leurs impact dans les phénomènes transitoires de basses fréquences. La méthode que nous proposons est d'utiliser deux modèles, le premier pour ses qualités de rapidité d'exécution et sa simplicité, le deuxième réalisé avec la méthode des élément finie pour sa précision ainsi que pour visualiser les zones assujetties aux densité de flux les plus élevées et donc qui seront les plus exposés à la saturation magnétique et donc pouvant causés une élévation de température et à des courts circuit interne, ainsi il est préférable d'identifier les régions les plus susceptible du transformateur et d'évaluer les composants structuraux les plus sensible, évitant ainsi des pannes et quelques fois une destruction du transformateur et ainsi permettre de mieux éviter ce genre d'incident avant même la construction du transformateur via l'outil élément fini dont l'utilisation est une première pour l'analyse des phénomènes tel que la ferrorésonance et les courants géomagnétiques induits pour un transformateur triphasé asymétrique.

Mots clés : Transformateurs triphasé asymétrique, FLUX2D, Hystérésis, Jiles-Atherton, Tellinen, Courants d'appel, Courants de Foucault, EMTP, Ferrorésonance, Courants géomagnétiques induits.

Avant propos

Le travail présenté dans cette thèse a été effectué au sein du Laboratoire de Recherche en Electrotechnique (LRE) de l'Ecole Nationale Polytechnique.

En premier lieu, je tiens à exprimer ma profonde gratitude et ma reconnaissance envers Monsieur **TOUHAMI Omar**, Professeur à l'ENP, directeur de cette thèse pour sa confiance, pour son encadrement précieux, et ses qualités humaines.

De la même manière, je remercie vivement Monsieur **IBTIOUEN Rachid**, Professeur à l'ENP, et directeur du LRE de m'avoir accueilli dans son laboratoire, mais aussi de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de thèse

Je tiens a remercier aussi les examinateurs Monsieur **MEKHTOUB Saïd**, Professeur à l'ENP. Monsieur **FADEL Maurice** Professeur à LAPLACE-ENSEEIH-T-INP Toulouse. Monsieur **KHELOUI Aziz**, Professeur à l'EMP Bordj-El-Bahri et Monsieur **AYADI Amrane** Ingénieur à GRTE qui ont accepté de consacrer une partie de leur temps précieux pour lire ma thèse.

Mes remerciements vont aussi à mes parents, ma famille et je tiens ici à leur exprimer toute ma reconnaissance pour tout le soutien et tous les encouragements qu'ils ont su me donner tout au long de ce travail.

Sommaire

INTRODUCTION GENERALE	6
MODELISATION DE L'HYSTERESIS MAGNETIQUE DES TRANSFORMATEURS MONOPHASES ET TRIPHASES	10
I.1. INTRODUCTION	10
I.2. DEFINITION DE L'HYSTERESIS	10
I.3. DIFFERENTS MODELES D'HYSTERESIS UTILISES	13
I.3.1. Modèle de Jiles Atherton	13
I.3.2. Modèle de Jiles-Atherton inverse	18
I.3.3. Modèle EMTP-RV.....	23
I.3.4. Modèle d'hystérésis de Tellinen	24
I.4. DETERMINATION EXPERIMENTALE DES CYCLES D'HYSTERESIS.....	26
I.4.1. Méthodes de mesure des propriétés magnétiques des bandes et tôles magnétiques en acier au moyen d'un cadre Epstein	26
I.4.2. Méthode expérimentale	27
I.5. CONCLUSION	31
MODELISATION DES TRANSFORMATEURS MONOPHASES ET TRIPHASES	33
II.1. INTRODUCTION	33
II.2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT.....	34
II.3. TYPES DE TRANSFORMATEURS	35
II.4. STRUCTURE DU NOYAU	37
II.5. CARACTERISTIQUES DU TRANSFORMATEUR	38
II.6. MODELISATION ELECTRIQUE ET MAGNETIQUE DU TRANSFORMATEUR	39
II.7. MODELISATION D'UN TRANSFORMATEUR MONOPHASE	41
II.8. MODELISATION PAR ÉLÉMENTS FINIS AVEC LE LOGICIEL FLUX2D	43
II.9. MODELE DE TELLINEN APPLIQUE AU TRANSFORMATEUR	48
II.10. COMPARAISON DES COURANTS A VIDE EN REGIME PERMANENT ENTRE CEUX DES MODELES ET CEUX DES ESSAIS EXPERIMENTAUX.....	54
II.11. ANALYSE DE LA SATURATION MAGNETIQUE	55
II.12. COURANT D'APPEL DANS LE TRANSFORMATEUR	55
II.12.1. Interprétation physique et mathématique	55
II.12.2. Facteurs affectant l'amplitude du courant d'appel.....	57
II.12.3. Modèles étudiés	58
II.12.4. Effet de l'angle de démarrage	59
II.12.5. Effet de la variation des résistances au primaire du transformateur.....	62
II.12.6. Effet de la structure du noyau magnétique du transformateur	62
II.13. CONCLUSION	63
PHENOMENES DE LA FERRORESONANCE DANS LES TRANSFORMATEURS TRIPHASES	65
III.1. INTRODUCTION	65
III.2. LA FERRORESONANCE ET LES SYSTEMES DYNAMIQUES NON-LINEAIRES	66
III.3. ÉTUDE EXPERIMENTALE DE LA FERRORESONANCE	66
III.3.1. Résultats expérimentaux et simulés par le modèle dynamique électromagnétique.....	68
III.3.2. Étude de la ferrorésonance dans les domaines temporel et fréquentiel	71
III.4. INFLUENCE DES PERTES PAR HYSTERESIS SUR L'INDUCTION MAGNETIQUE.....	82
III.5. ANALYSE DE LA FERRORESONANCE PAR LA METHODE DES ELEMENTS FINIS	84
III.5.1. Procédure d'introduction des courants simulés.....	84
III.5.2. Analyse de la ferrorésonance avec la méthode des éléments finis	87
III.6. CONCLUSION	94
COURANTS INDUITS GEOMAGNETIQUES DANS LES TRANSFORMATEURS TRIPHASES ASYMETRIQUES	97
IV.1. INTRODUCTION	97
IV.2. LES COURANTS GEOMAGNETIQUES INDUITS DANS LE TRANSFORMATEUR TRIPHASE ASYMETRIQUE A VIDE	99
IV.2.1. Cas d'équilibre des phases	100
IV.2.2. Cas de déséquilibre des phases	103

IV.3.COURANTS GEOMAGNETIQUES INDUITS DANS UN TRANSFORMATEUR TRIPHASE ASYMETRIQUE EN CHARGE.....	107
IV.3.1. <i>Cas d'équilibre des phases</i>	107
IV.3.2. <i>Cas de déséquilibre des phases</i>	109
IV.4.INTEGRATION DE L'HYSTERESIS DANS LE MODELE ELEMENTS FINIS (EF)	112
IV.4.1. <i>Fonctionnement en marche à vide</i>	112
IV.4.2. <i>Fonctionnement en charge</i>	117
IV.5.COMPARAISON DES VALEURS MAXIMALES DE L'INDUCTION MAGNETIQUE DANS LE CAS DES PHASES EQUILIBREES ET DESEQUILIBREES	121
IV.5.1. <i>A vide</i>	121
IV.5.2. <i>En charge</i>	123
IV.6.CONCLUSION	125
CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES DU SUJET	127
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	129

Introduction générale

Au cours de ces dernières années la modélisation des transformateurs a vu de nombreuses améliorations grâce au numérique et à la connaissance parfaite des sollicitations auxquelles ils sont soumis. Cependant, il est nécessaire de disposer de modèles fiables pour retranscrire un comportement réaliste du système étudié et des phénomènes électromagnétiques qui régissent leur fonctionnement. C'est pourquoi, nous nous sommes intéressés à la modélisation et à l'analyse des transformateurs monophasés et triphasés. Cette thèse s'appuie sur des travaux réalisés au Laboratoire de Recherche en Electrotechnique (LRE) de l'Ecole Nationale Polytechnique d'Alger (ENP).

La modélisation des transformateurs est liée à de nombreux paramètres électriques et surtout magnétiques. L'une des difficultés les plus importantes est, sans conteste, la représentation du noyau magnétique. Le problème majeur réside donc dans la représentation de trois phénomènes, à savoir : la saturation magnétique, l'hystérésis et les courants de Foucault qui apparaissent simultanément dans le noyau magnétique [1,2] et qui sont, non seulement, non-linéaires, mais également dépendant de la fréquence. Ainsi, les techniques répondant au problème posé consistent en l'utilisation d'une loi de comportement non-linéaire, univoque, de type anhystérique, [3]. Cependant, cette approche ne permet pas de représenter correctement les phénomènes transitoires en basse fréquence, [4]. Actuellement, l'ensemble des modes ferromagnétiques n'est pas traité, mais restreint seulement aux modes ne nécessitant pas l'introduction de l'hystérésis dans les modèles utilisés [5]. Il a été également établi que les modèles utilisant le principe de la dualité sont les plus aptes à représenter les phénomènes transitoires dans les transformateurs dus au fait que chaque composant de ces modèles représente une région physique dans le transformateur, [6]. Le but de cette thèse est donc de représenter les phénomènes transitoires des transformateurs et de pouvoir les modéliser correctement à l'aide d'une méthodologie mixte. Notre thèse, qui comporte quatre chapitres, est organisée comme suit:

Dans un premier chapitre, nous décrivons les modèles d'hystérésis les plus couramment utilisés ainsi qu'une brève présentation de leur développement et leur domaine d'utilisation qui constitue le point d'orgue pour le choix de ces modèles. Nous nous intéressons principalement au modèle de Jiles-Atherton qui représente l'un des modèles physiques les plus utilisés. Au fil du temps, ce modèle a connu de grands développements, à travers l'intégration de nouveaux phénomènes tels que les courants de Foucault et son adaptation au champ tournant du transformateur triphasé grâce à l'emploi du modèle de Jiles-Atherton inverse vectoriel. Nous traitons également des paramètres qui permettent de caractériser un matériau magnétique et analysons l'influence de chaque paramètre sur la courbe hystérique. Nous présentons, à la fin de ce chapitre, d'autres modèles d'hystérésis tels que celui de Tellinen ou de l'EMTP-RV.

Le deuxième chapitre est dédié au développement d'un modèle dynamique électromagnétique DEM sous l'interface MATLAB utilisant le modèle hystérique de Tellinen qui tient compte du couplage magnétique mutuel entre les colonnes du transformateur. Le cas du transformateur à trois colonnes, avec noyau asymétrique dû à des différences entre la colonne centrale et les colonnes latérales, a également fait l'objet de cette étude. Les reluctances différentes ont nécessité une attention particulière qui, par ailleurs, n'a été que très rarement étudiée. C'est ce qui nous a conduit à utiliser l'interface élément fini

FEM avec le modèle de Jiles-Atherton inverse vectoriel. D'autres facteurs affectant l'amplitude des courants d'appel sont également pris en compte, à savoir: l'instant d'allumage ou de mise sous tension du transformateur, la caractéristique de la saturation, le flux résiduel dans le noyau magnétique du transformateur, les éléments résistifs série des enroulements primaires et de la source d'alimentation ainsi que les connexions du transformateur et la structure du noyau magnétique. A cet effet, et par souci de simplification, un transformateur monophasé est utilisé permettant d'obtenir une meilleure comparaison entre les modèles du transformateur monophasé classique en "T" avec celui nouveau en "II" développés sous l'interface EMTP-RV et le modèle dynamique électromagnétique DEM.

Le troisième chapitre est consacré à l'un des phénomènes les plus importants dans les transitoires en basse fréquence résultant de l'interaction du transformateur avec les autres composants du système de puissance. Il s'agit de la ferrorésonance avec ses différents modes, à savoir : le fondamental, le sous-harmonique, le quasi-périodique et le chaotique. Nous mettons en relief les paramètres pouvant engendrer ces phénomènes et leurs conséquences sur le transformateur, à travers l'élaboration des modèles électromagnétiques dynamiques (DE) et éléments finis (FE). L'utilisation des courants obtenus expérimentalement comme source d'entrée permet l'obtention de ces derniers par le modèle électromagnétique DEM. Ainsi donc, avec ces deux modèles, nous avons à notre disposition deux outils complémentaires vis-à-vis des phénomènes transitoires en basse fréquence. D'un côté nous utilisons le modèle DEM pour simuler le fonctionnement du transformateur sous l'effet des phénomènes transitoires en basse fréquence, et d'un autre, les courants obtenus sont utilisés comme source d'entrée pour le modèle FEM. Ce qui permet de visualiser la cartographie des différentes parties de transformateur soumises aux densités de flux les plus importantes mais aussi de localiser les parties pouvant être exposées aux conditions de fonctionnement les plus sévères durant les phénomènes transitoires contrôlés ou aléatoires.

Le quatrième chapitre traite de l'étude des courants induits géomagnétiques (GIC) qui peuvent se produire dans un fonctionnement, à vide ou en charge, d'un transformateur triphasé d'un réseau électrique. Ces courants (GIC) proviennent des perturbations géomagnétiques (GMD) à la surface de la terre dues à l'activité solaire. Ces phénomènes qui apparaissent, durant deux à six jours, sont extrêmement dangereux pour le transformateur, le réseau électrique ainsi que pour les protections cathodiques dans les pipelines de transport de gaz. Ce phénomène provoque la saturation progressive du demi-cycle de l'hystérésis dans les transformateurs de puissance, qui peut conduire à:

- L'augmentation de l'absorption de la puissance réactive,
- la génération d'harmoniques du courant,
- Chauffage du transformateur,
- L'instabilité de la tension du système,

Par conséquent, une évaluation précise des GIC sur les transformateurs triphasés asymétriques est nécessaire. Pour cela, nous nous sommes mis dans ces conditions, en montant un banc de tests et de contrôle pour l'étude de ce phénomène sur un transformateur triphasé de laboratoire. L'objectif étant celui de mieux appréhender ses variables, ses principales sources de perturbation et d'analyser les variations de la densité du flux magnétique dans un modèle élément fini (EF). Ou en d'autres termes, le flux magnétique obtenu grâce au modèle élément fini (EF) nous a permis de constater que sa densité varie avec les courants (GIC). L'impact fort qu'ont les courants (GIC) sur les transformateurs triphasés asymétriques a été relevé notamment par la comparaison des résultats expérimentaux avec ceux du modèle DEM confirmant ainsi la validité du modèle élaboré.

Enfin, une conclusion générale, montrant un bref bilan des idées présentées dans ce travail de recherche et des résultats obtenus, a été rédigée à cet effet.

Chapitre I

Modélisation de l'hystérésis magnétique des transformateurs monophasés et triphasés

Modélisation de l'hystérésis magnétique des transformateurs monophasés et triphasés

I.1.Introduction

Le phénomène d'hystérésis a connu durant les dernières décennies un grand développement dû aux outils informatiques et à l'avènement de nouvelles techniques numériques. Grâce à cela, différents modèles d'hystérésis ont été développés ainsi qu'une classification a été élaborée pour les méthodes employées pour la description des propriétés magnétiques des matériaux ferromagnétiques, [7].

Ces modèles sont classés en:

- Modèles mathématiques qui sont largement utilisés dans la modélisation du comportement magnétique des matériaux tel que le modèle de Preisach [8]. Toutefois leur mise en œuvre numérique exige plus d'efforts en comparaison avec les autres type de modèles.
- Modèles phénoménologiques qui représentent des solutions adaptées reliant les paramètres microstructuraux aux réponses des matériaux, et ceux sont ces modèles qui sont les mieux adaptés aux simulations dans le domaine temporel [9]. Parmi ces modèles, on peut citer celui de Jiles-Atherton qui reste l'un des modèles les plus utilisés [10], celui de Stoner Wolfarth [11], et d'autres modèles moins bien connus mais sont néanmoins d'une grande simplicité d'utilisation et d'intégration dans les modèles de transformateurs. A titre d'exemple, on peut citer le modèle de Tellinen, [12].

D'autres modèles existent et sont spécifiques aux logiciels de simulation tels que le modèle hystérique du logiciel EMTP-RV (Electro-Magnetic Transient Program) ou encore le modèle EMTP type-96, [13]. Une comparaison de ces modèles dans l'analyse de la ferrorésonance a été établie dans [14]. Cependant, l'utilisation de ces modèles est souvent accompagnée de difficultés rencontrées lors de la détermination des paramètres nécessaires à l'obtention des cycles d'hystérésis expérimentaux. Ces modèles peuvent être statiques ou dynamiques dépendant de la fréquence d'excitation.

I.2.Définition de l'hystérésis

La rotation de l'électron autour du noyau est similaire à un courant sur une boucle fermé. Un courant électrique crée un champ magnétique. Ainsi des champs magnétiques internes plus ou moins orientés sont présents dans les matériaux. Dans certaines substances ces effets sont faibles mais dans d'autres, comme les matériaux ferromagnétiques, l'effet du mouvement des électrons constitue la magnétisation \vec{M} (A/m). L'induction magnétique \vec{B} est la somme des effets du champ magnétique \vec{H} et de la magnétisation du matériau \vec{M} , donnée par l'Eq. (I.1).

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (I.1)$$

Beaucoup d'électrons 'spins' orientés dans la même direction créent des domaines magnétiques délimités par des parois, appelés parois de Bloch. Le terme domaine magnétique a été introduit par

Weiss en 1906 comme hypothèse [15], mais en 1949 Williams et Al [16] ont démontré expérimentalement leur existence. Le processus de magnétisation des matériaux est accompli par le mouvement des domaines magnétiques et leur rotation comme il est illustré sur la figure. I.1.

Dans la région du mouvement du domaine magnétique, deux phénomènes ont lieu: un mouvement réversible et un mouvement irréversible correspondant respectivement à la magnétisation réversible et irréversible.

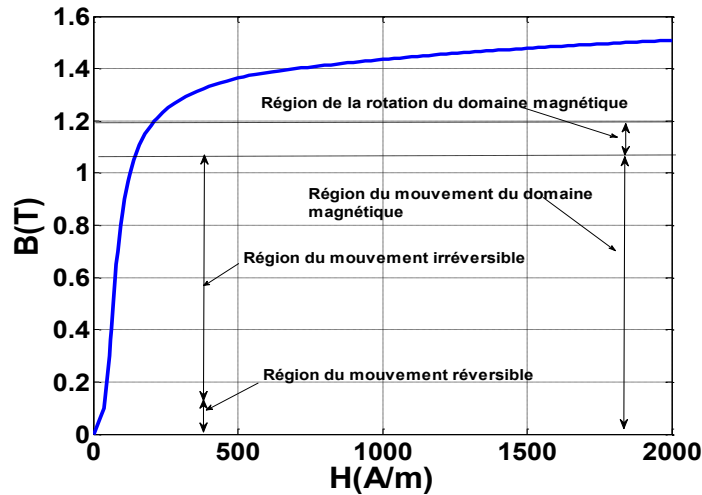


Fig. I.1. Courbe de 1^{ère} aimantation

La saturation du matériau est obtenue lorsque tous les spins sont alignés dans la même direction et où le vecteur de magnétisation possède seulement une direction et comme seule valeur M_s correspondant à l'induction de saturation B_s . Les pertes par hystérésis sont associées aux mouvements des domaines magnétiques ainsi qu'à leur rotation. Ils dépendent également de la composition chimique du matériau. La figure. I.2 montre une courbe $\vec{B}(H)$ obtenue expérimentalement où le matériau ferromagnétique est soumis au champ magnétique \vec{H} à basse fréquence (f). Cette basse fréquence assure que les courants de Foucault soient faible et que le phénomène d'hystérésis magnétique est présent.

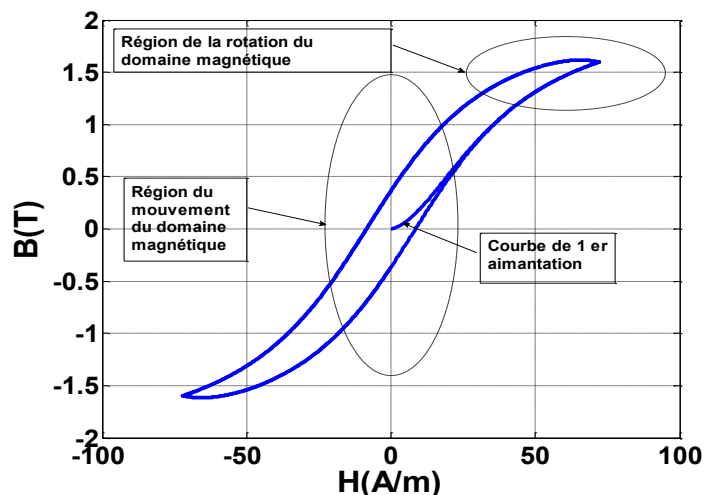


Fig. I.2. Courbe d'hystérésis obtenue expérimentalement

La boucle d'hystérésis majeure est la boucle la plus grande possible dont l'extrémité pénètre dans la zone de saturation. Toute autre boucle fermée est appelé boucle mineure. La mise en œuvre d'un modèle mathématique d'un transformateur s'effectue généralement par une inductance non-linéaire d'aimantation en fonction du courant de magnétisation, [17].

Les modèles d'hystérésis se développent généralement par la prise en charge de nouveaux phénomènes, et les nouveaux modèles sont souvent plus efficaces que les anciens, comme par exemple l'intégration du comportement dynamique dans le modèle de Preisach utilisant l'approche proposée par G. Berotti, [18].

La modélisation de l'hystérésis devient encore plus importante lorsque l'on vise l'évaluation des propriétés directement liées aux processus d'hystérésis, par exemple: le calcul des pertes fer dans les dispositifs électromagnétiques ainsi que les courants d'appel. Les pertes par hystérésis sont liées au fait que la relation entre le vecteur induction magnétique \vec{B} et le vecteur champ magnétique \vec{H} dans le matériau dépend de l'histoire du champ magnétique. Dans ces cas-là, un modèle phénoménologique d'hystérésis $\vec{B}(H)$ décrivant la relation est suffisant dans la mesure où la précision souhaitée est obtenue, [19]. Il existe deux types de modèles d'hystérésis:

1. Le modèle statique

L'hystérésis observée en régime quasi-statique (i.e., fréquence très faible, tendant vers 0) est appelée hystérésis statique. Elle dépend de la géométrie mais surtout de la "qualité" et de l'histoire du matériau, (figure.1.3(a)).

2. Le modèle dynamique

Les déformations caractéristiques des cycles observées en régime dynamique, (figure. 1.3(b)) sont regroupées dans un terme générique: l'hystérésis dynamique, celle-ci est essentiellement due aux processus d'aimantation et de diffusion et dépend donc fortement de la géométrie et des variations du champ magnétique, [20].

Enfin, il faut distinguer les modèles d'hystérésis scalaire des modèles d'hystérésis vectorielle. Alors, le procédé de magnétisation des noyaux de fer dans les dispositifs électromagnétiques peut être considéré comme le résultat de deux phénomènes distincts. Dans le premier, le flux magnétique est alternatif mais ne change pas de direction dans l'espace. Ce processus se traduit par des pertes de puissance alternative. Dans le second, le flux magnétique tourne dans le plan de la lamination donnant lieu à des pertes de puissance de rotation. Pour le même niveau d'induction, les pertes de rotation peuvent être significativement plus élevées que les autres. Dans un transformateur triphasé, les pertes de rotation sont concentrées dans des domaines particuliers comme dans les joints en T, [21]. Dans ces régions, la magnétisation est complexe. Le flux tourne dans le plan de la lamination et varie en amplitude.

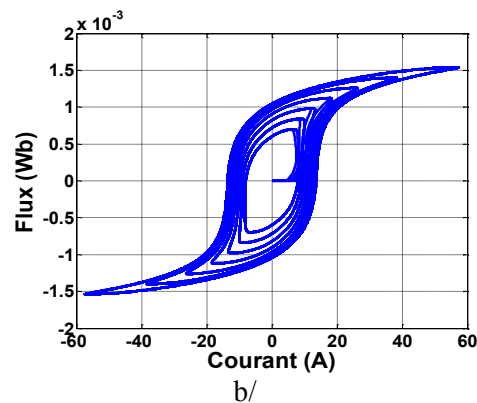
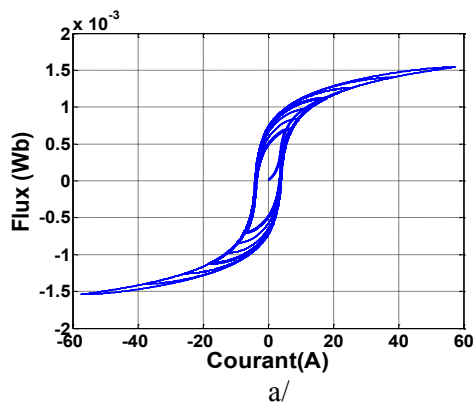


Fig. I.3. Courbes d'aimantation et de boucles d'hystérésis du noyau du transformateur
a/ Famille de courbes d'hystérésis quasi-statique b/ Famille de courbes d'hystérésis dynamique

I.3. Différents modèles d'hystérésis utilisés

Nous présentons dans ce paragraphe quelques modèles d'hystérésis les plus couramment utilisés.

I.3.1. Modèle de Jiles Atherton

Le modèle de Jiles-Atherton est un modèle basé essentiellement sur des considérations énergétiques liées aux déplacements de parois au sein du système magnétique. Ainsi, la théorie de Jiles-Atherton est basée sur l'existence des domaines magnétiques qui sont eux séparés par des parois, le mouvement de ces parois, notamment la translation et la rotation, est très étroitement lié au phénomène d'hystérésis.

Le modèle est décrit par une équation différentielle du première ordre et les équations principales du modèle d'hystérésis de Jiles-Atherton (JA), [10], sont données par:

$$\frac{dM}{dB} = \frac{(1-c) \frac{dM_{ir}}{dB_e} + \left(\frac{c}{\mu_0}\right) \frac{dM_{an}}{dH_e}}{1 + \mu_0(1-c)(1-\alpha) \frac{dM_{ir}}{dB_e} + c(1-\alpha) \frac{dM_{an}}{dH_e}} \quad (1.2)$$

$$M_{rev} = c(dM_{an} - dM_{ir}) \quad (1.3)$$

$$H_e = (H + \alpha M) \quad (1.4)$$

$$B_e = \mu_0 H_e \quad (1.6)$$

$$\frac{dM_{ir}}{dB_e} = \frac{M_{an} - M_{ir}}{\mu_0 k \delta} \quad (1.7)$$

Dans le modèle de Jiles-Atherton, la magnétisation totale est décomposée en une magnétisation réversible M_{rev} correspondant à la flexion au moment du processus de magnétisation et en une composante irréversible M_{ir} correspondant au déplacement du domaine contre le phénomène d'ancrage, [8].

$$M = M_{rev} + M_{ir} \quad (1.8)$$

Où μ_0 est la perméabilité du vide et M_s , c , α , k et a sont les paramètres du modèle qui doivent être estimés. δ est donné par $\delta = \text{sign}\left(\frac{dH}{dt}\right)$. H_e est le champ magnétique effectif and B_e est

l'induction magnétique effective. M_{an} est la magnétisation anhystérétique. Cette courbe peut avoir différentes formes dépendant de chaque système d'hystérésis. On la considère généralement comme fonction de Langevin d'expression:

$$M_{an} = M_s \left[\coth \frac{H_e}{a} - \frac{a}{H_e} \right] \quad (1.9)$$

La susceptibilité initiale peut être obtenue en imposant $\text{sign}(H) = 1$, $H = 0$ et $M = 0$ dans l'Eq. (1.2) qui donne:

$$\gamma_i = \frac{c \frac{dM_{an}(H_e)}{dH_e}}{1 - \alpha \frac{dM_{an}(H_e)}{dH_e}} = \frac{cM_{sat}}{3a - \alpha M_{sat}} \quad (I.10)$$

La pente de la fonction anhystérique à $H = 0$ est:

$$\gamma_{an} = \frac{c \left. \frac{dM_{an}(H_e)}{dH_e} \right|_{H_e=0}}{1 - \alpha \left. \frac{dM_{an}(H_e)}{dH_e} \right|_{H_e=0}} = \frac{cM_{sat}}{3a - \alpha M_{sat}} \quad (I.11)$$

Ainsi le modèle de Jiles-Atherton (J-A) est défini par l'équation différentielle Eq. (I.2) du premier ordre et est entièrement caractérisée par 5 paramètres. Les variations de ces paramètres sur le cycle d'hystérésis ont été testées dans le cas de notre transformateur triphasé d'étude aux matériaux ferromagnétiques (ET130-35) et dont les paramètres sont:

$$\alpha = 0.00000922, \quad a = 22.05, \quad M_s = 1810000, \quad k = 10.62, \quad c = 0.15$$

A. Effets des variations des paramètres sur le cycle d'hystérésis

1. Paramètre α

Le paramètre α représente le facteur de correction de Weiss et représente le couplage entre les moments magnétiques. Son influence sur le cycle d'hystérésis est décrite par la figure. I.4.

D'une augmentation de α il en résulte une augmentation de l'aimantation maximale, du champ coercitif, ainsi qu'une augmentation de l'aimantation rémanente. Ce paramètre est généralement négligé dans beaucoup de logiciels intégrant l'hystérésis. Dans la figure. I.4 on observe l'influence de ce paramètre d'où l'intérêt d'en tenir compte, [22].

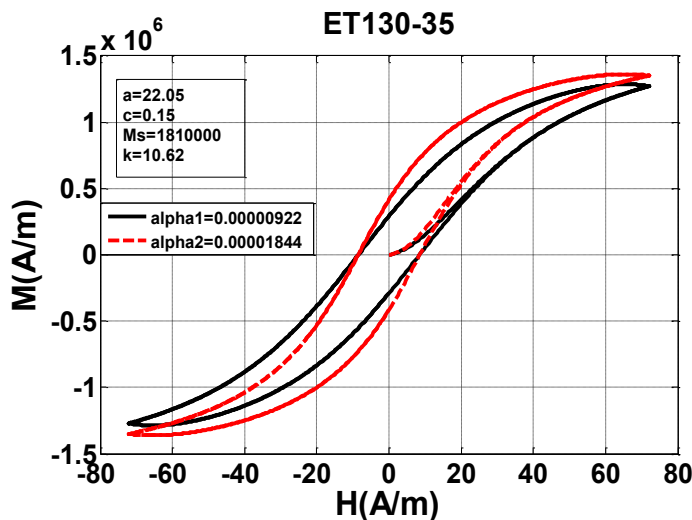


Fig. I.4. Influence de la variation du paramètre α sur le cycle majeur de l'hystérésis.

2. Paramètre a

C'est un paramètre qui caractérise la variation de l'aimantation anhystérique M_{an} en fonction du champ effectif H_e . Son influence sur le cycle d'hystérésis est décrite par la figure. I.5. Ainsi, une augmentation du paramètre a se traduit par une diminution de l'aimantation maximale, de

l'aimantation rémanente et du champ coercitif. On peut donc exprimer son influence par le fait qu'il détermine le degré d'inclinaison et, par conséquent, le degré de saturation.

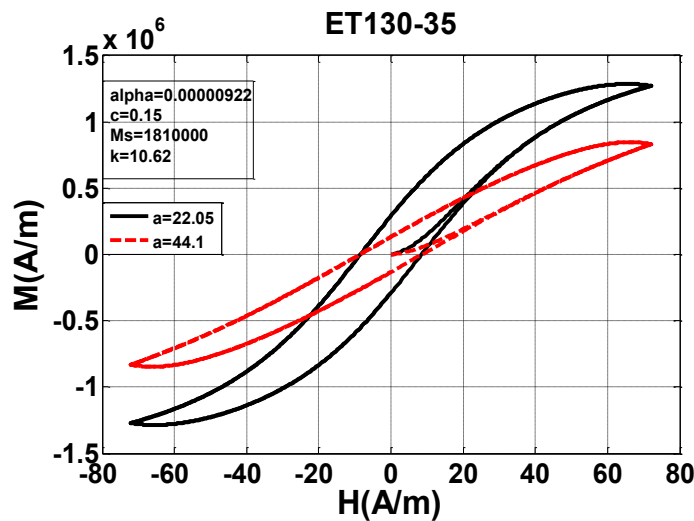


Fig. I.5. Influence de la variation du paramètre α sur le cycle majeur de l'hystérésis

3. Paramètre M_s

Ce paramètre représente l'aimantation spontanée à saturation du matériau. Son influence sur le cycle d'hystérésis est décrite par la courbe figure. I.6. La diminution de la saturation se traduit par une diminution de l'aimantation rémanente et du champ coercitif.

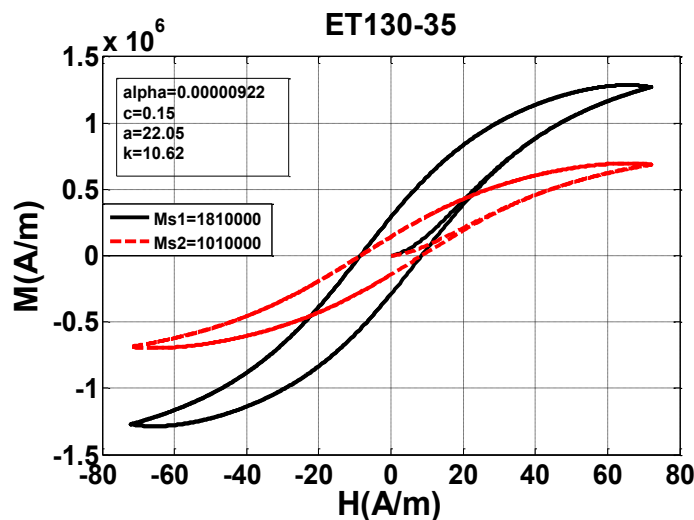


Fig. I.6. Influence de la variation du paramètre M_s sur le cycle majeur de l'hystérésis

4. Paramètre k

C'est un coefficient qui est lié à l'irréversibilité du mouvement des parois (phénomène d'ancrage). Son influence sur le cycle d'hystérésis est décrite par la figure. I.7. On remarque également qu'il agit fortement sur le champ coercitif et l'aimantation rémanente. Lorsque le paramètre k augmente, une légère diminution de l'aimantation maximale apparaît.

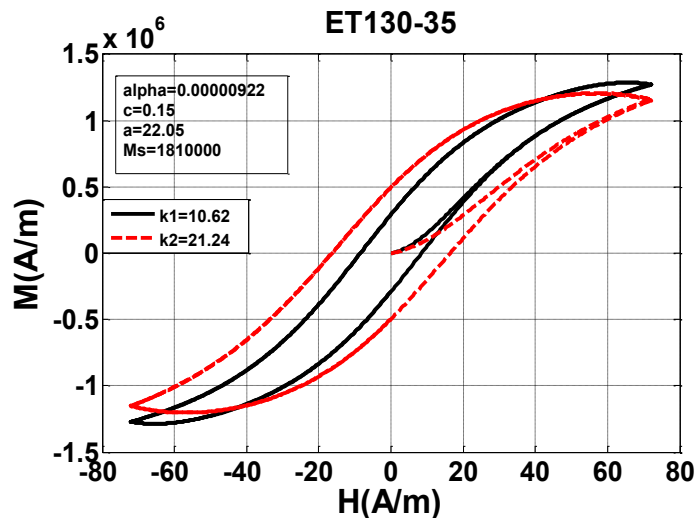


Fig. I.7. Influence de la variation du paramètre k sur le cycle majeur de l'hystérésis

5. Paramètre c

C'est un facteur de réversibilité des parois caractérisant la composante réversible de l'aimantation. Son influence sur le cycle d'hystérésis est décrite par la figure. I.8. Ainsi, pour une augmentation du paramètre c , on remarque une légère diminution de l'aimantation rémanente et du champ coercitif.

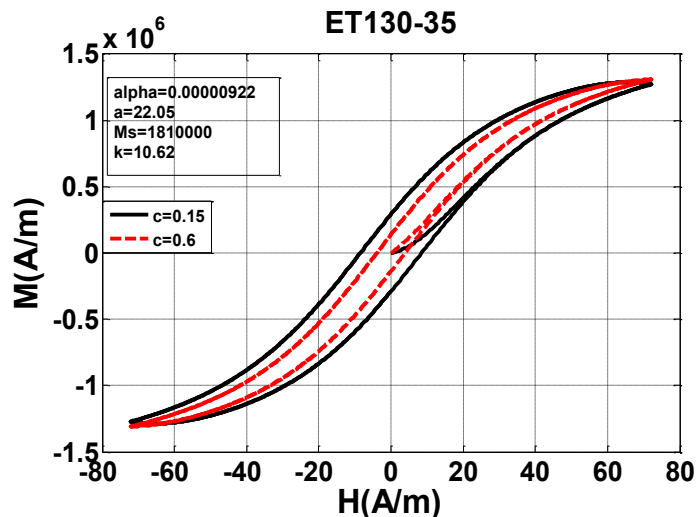


Fig. I.8. Influence de la variation du paramètre c sur le cycle majeur de l'hystérésis

Les 5 paramètres physiques du modèle de Jiles-Atherton permettent de définir parfaitement le cycle d'hystérésis des matériaux ferromagnétiques. Le Tableau I.1 résume l'effet de la variation de chaque paramètre sur le cycle d'hystérésis. Aussi, les paramètres du modèle de Jiles-Atherton sont interdépendants et la variation de l'un des paramètres entraîne la variation des autres paramètres.

Paramètres	variation	Effet sur le cycle d'hystérésis
α	Augmentation	Décroissance de M_r , M_s et de H_c
a	Augmentation	Augmentation de M_r , M_s et de H_c
M_s	Décroissance	Décroissance M_r , H_c
k	Augmentation	Augmentation de M_r , H_c Décroissance de M_s
c	Augmentation	Décroissance de M_r , H_c

Tableau I.1 Effets de variation des paramètres sur le cycle d'hystérésis

B. Excitation sinusoïdale avec présences d'harmoniques

Le modèle d'hystérésis de Jiles-Atherton peut aussi tenir compte des cycles d'hystérésis mineurs, ceci peut être confirmé en utilisant un signal d'entrée avec un harmonique de rang 3 suivant l'Eq. I.12.

$$H(t) = H_1 \sin(\omega t) + H_2 \sin(3\omega t) \quad (\text{I.12})$$

Le cycle d'hystérésis ainsi obtenu est présenté sur la figure. I.9.

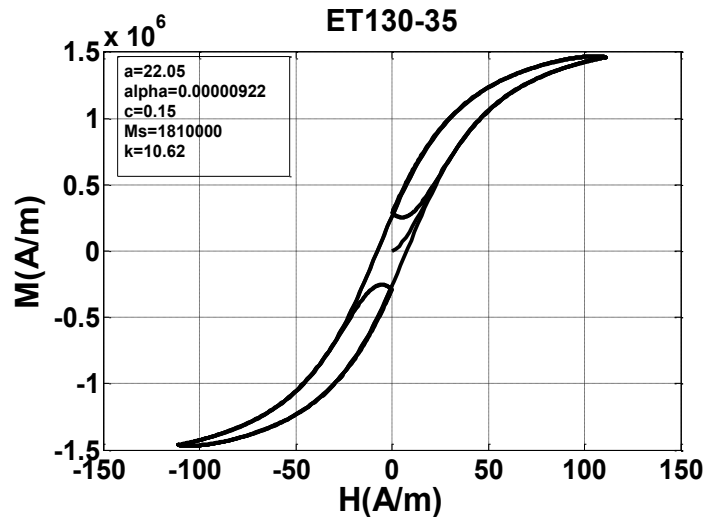


Fig. I.9. Cycle d'hystérésis avec excitation sinusoïdale et présence de l'harmonique 3

C. Développement du modèle de Jiles-Atherton (J-A)

Dans le modèle original de Jiles-Atherton, l'induction magnétique B est calculée comme fonction du champ magnétique H et est considérée comme un modèle scalaire.

Dans le cas où le champ magnétique est parallèle à l'induction magnétique, le modèle scalaire peut être appliqué et donne de bons résultats. Cependant, dans certaines situations une relation vectorielle entre le champ magnétique et l'induction magnétique est nécessaire pour l'obtention d'une prédiction réaliste de la rotation du flux dans les joints en T du transformateur asymétrique triphasé du laboratoire d'essais [23,24]. Dans ces joints en T, le comportement magnétique est très complexe, et diffère de celui de la colonne centrale. Aussi, les pertes rotationnelles induites par ces champs magnétiques représentent une partie importante des pertes totales.

Berqvist [25] a présenté une généralisation vectorielle du modèle de Jiles-Atherton, tel que le modèle original dans lequel la variable indépendante est le vecteur champ magnétique \vec{H} . Récemment, un nouveau modèle déduit du modèle de J-A a été proposé [26]. Ce modèle propose que le champ

magnétique H soit obtenu comme fonction de l'induction magnétique B et par suite, l'induction magnétique B devient la variable d'entrée.

Ce modèle est appelé Modèle de Jiles-Atherton inverse et possède les mêmes propriétés que le modèle de J-A original. De plus, il possède l'avantage d'être plus adéquat à la simulation numérique du champ magnétique avec la formulation du potentiel vecteur magnétique et où l'induction magnétique B est calculée avant le champ magnétique H . Ce modèle est particulièrement intéressant dans le cas de la modélisation par élément fini, [27].

I.3.2. Modèle de Jiles-Atherton inverse

Décrivons les différentes équations du modèle de J-A original nécessaires à l'obtention du modèle de J-A scalaire inverse, puis la généralisation vectorielle du modèle de J-A original et, enfin la généralisation vectorielle du modèle de J-A inverse. La dérivée de l'Eq. (I.9) par rapport au champ magnétique effectif H_e est

$$\frac{dM_{an}}{dH_e} = \frac{M_s}{a} \left[1 - \coth^2 \frac{H_e}{a} + \left(\frac{a}{H_e} \right)^2 \right] \quad (I.12)$$

Aussi la dérivée de la magnétisation irréversible par rapport à H_e est exprimée par

$$\frac{dM_{ir}}{dH_e} = \frac{M_{an} - M_{ir}}{k\delta} \quad (I.13)$$

Où δ est donné par $\delta = \text{sign}\left(\frac{dH}{dt}\right)$, Il n'y a pas de déplacement des parois du domaine

$(M_{an} - M_{ir})dH_e < 0$ et $dM_{ir} = 0$, [31].

En exprimant l'Eq. I.8 avec la méthode présentée par Berqvist [25], on obtient

$$dM_{ir} = \frac{1}{k\delta} [(M_{an} - M_{ir})dH_e]^+ \quad (I.14)$$

Avec la notation $(x)^+ = x$ si $x > 0$ et $(x)^+ = 0$ si $x \leq 0$

Comme dans le modèle de J-A original, la dérivée de la magnétisation réversible Eq. I.3 est donnée par

$$dM_{rev} = c(dM_{an} - dM_{ir}) \quad (I.15)$$

La variation de la magnétisation totale est obtenue en combinant les équations (I.14) et (I.15).

$$dM = \frac{1}{k\delta} [(M_{an} - M)dH_e]^+ + cdM_{an} \quad (I.16)$$

A. Modèle scalaire de Jiles-Atherton Inverse

Le modèle scalaire de J-A inverse a été proposé dans [32], l'induction magnétique B est la variable indépendante. Une procédure similaire à celle décrite ci-dessus est utilisée pour écrire dM en fonction de dB .

On a $dB = \mu_0(dH + dM)$ et $dH_e = (dH + \alpha dM)$

La variation du champ effectif devient

$$dH_e = \frac{dB}{\mu_0} + (\alpha - 1)dM \quad (I.17)$$

En combinant (I.16) et (I.17) on obtient

$$dM = \frac{1}{k\delta} [(M_{an} - M) \left(\frac{dB}{\mu_0} + (\alpha - 1)dM \right)]^+ + cdM_{an} \quad (I.18)$$

Et, après quelques manipulations algébriques nous obtenons

$$dM = \frac{\frac{1}{k\delta} [(M_{an} - M) \frac{dB}{\mu_0}]^+ + cdM_{an}}{1 - \frac{1}{k\delta} [(M_{an} - M)(\alpha - 1)]} \quad (I.19)$$

Cette équation permet de calculer la magnétisation totale M pour chaque variation de B .

B. Généralisation vectorielle du modèle de Jiles-Atherton original

L'équation différentielle du modèle est exprimée par: $dM = f(B, M, H)$.

Comme il a été discuté dans la version de J-A original, la différence $M_{an} - M_{ir}$ dans le modèle scalaire peut- être considérée comme la force impliquant le déplacement des parois des domaines magnétiques. Rappelons que les sites d'ancrage sont représentés par le paramètre k (scalaire).

Dans la généralisation vectorielle [26], on considère que la force $\bar{M}_{an} - \bar{M}_{ir}$ possède la même signification que $M_{an} - M_{ir}$ et que la résistance des sites d'ancrage est représentée par un tenseur \ddot{k} de 2ème ordre symétrique. Dans le cas d'un matériau isotrope les termes diagonaux sont identiques et une variable vectorielle auxiliaire est introduite

$$\bar{\chi}'_f = \ddot{k}^{-1} \cdot (\bar{M}_{an} - \bar{M}_{ir}) \quad (I.20)$$

Dans cette équation toute variation de \bar{M}_{ir} est considérée comme parallèle à $\bar{\chi}'_f$, ainsi $d\bar{M}_{ir} \left| d\bar{M}_{ir} \right|^{-1}$ est égale à $\bar{\chi}'_f \left| \bar{\chi}'_f \right|^{-1}$. Ces variations sont proportionnelles à $\bar{\chi}'_f \cdot d\bar{H}_e$ et surviennent seulement pour des valeurs de $\bar{\chi}'_f \cdot d\bar{H}_e \geq 0$. Ainsi la magnétisation irréversible peut être écrite par:

$$d\bar{M}_{ir} = \bar{\chi}'_f \left| \bar{\chi}'_f \right|^{-1} \cdot (\bar{\chi}'_f \cdot d\bar{H}_e)^+ \quad (I.21)$$

La magnétisation réversible dM_{rev} est exprimée par:

$$dM_{rev} = \ddot{c} \cdot (d\bar{M}_{an} - d\bar{M}_{ir}) \quad (I.22)$$

Où \ddot{c} est également un tenseur.

En combinant les équations (I.21) et (I.22), l'équation différentielle de la magnétisation totale obtenue devient:

$$dM = \bar{\chi}'_f \left| \bar{\chi}'_f \right|^{-1} \cdot (\bar{\chi}'_f \cdot d\bar{H}_e)^+ + \ddot{c} \cdot d\bar{M}_{an} \quad (I.23)$$

Où la nouvelle variable vectorielle est $\bar{\chi}'_f$ d'expression:

$$\vec{\chi}_f = \dot{k}^{-1} \cdot (\vec{M}_{an} - \vec{M}) \quad (I.24)$$

Aussi $d\vec{M}_{an}$ dans le cas (2-D) s'écrit:

$$d\vec{M}_{an} = \begin{vmatrix} dM_{anx} \\ dM_{any} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{dM_{anx}}{dH_{ex}} & dH_{ex} \\ \frac{dM_{any}}{dH_{ey}} & dH_{ey} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{dM_{anx}}{dH_{ex}} & 0 \\ 0 & \frac{dM_{any}}{dH_{ey}} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} dH_{ex} \\ dH_{ey} \end{vmatrix} = \ddot{\xi} \cdot d\vec{H}_e \quad (I.25)$$

En utilisant les équations (I.23-I.25), on obtient

$$dM = \vec{\chi}_f \left| \vec{\chi}_f \right|^{-1} \cdot (\vec{\chi}_f d\vec{H}_e)^+ + \ddot{c} \cdot \ddot{\xi} \cdot dH_e \quad (I.26)$$

Avec $d\vec{H}_e = d\vec{H} + \ddot{\alpha} \cdot d\vec{M}$ ($\ddot{\alpha}$ est un tenseur) on peut écrire dans les expressions suivant le signe de $\vec{\chi}_f \cdot d\vec{H}_e$:

- Si $(\vec{\chi}_f \cdot d\vec{H}_e > 0)$, on a:

$$dM = \vec{\chi}_f \left| \vec{\chi}_f \right|^{-1} \cdot (\vec{\chi}_f d\vec{H}) + \vec{\chi}_f \left| \vec{\chi}_f \right|^{-1} \cdot (\vec{\chi}_f \cdot \ddot{\alpha} \cdot d\vec{M}) + \ddot{c} \cdot \ddot{\xi} \cdot d\vec{H} + \ddot{c} \cdot \ddot{\xi} \cdot \ddot{\alpha} \cdot d\vec{M} \quad (I.26)$$

Où également:

$$d\vec{M} = \left\{ \mathbf{1} - \vec{\chi}_f \left| \vec{\chi}_f \right|^{-1} \cdot \vec{\chi}_f \cdot \ddot{\alpha} + \ddot{c} \cdot \ddot{\xi} \cdot \ddot{\alpha} \right\}^{-1} \cdot \left\{ \vec{\chi}_f \left| \vec{\chi}_f \right|^{-1} \cdot \vec{\chi}_f + \ddot{c} \cdot \ddot{\xi} \right\} d\vec{H} \quad (I.27)$$

Avec $\mathbf{1}$ est la matrice identité.

- Si $(\vec{\chi}_f \cdot d\vec{H}_e \leq 0)$, on a:

$$dM = \ddot{c} \cdot \ddot{\xi} \cdot dH_e \quad (I.28)$$

et $dH_e = dH + \ddot{\alpha} \cdot dM$, on a:

$$d\vec{M} = \ddot{c} \cdot \ddot{\xi} \cdot d\vec{H} + \ddot{c} \cdot \ddot{\xi} \cdot \ddot{\alpha} \cdot d\vec{M} \quad (I.29)$$

où

$$d\vec{M} = \left\{ \mathbf{1} - \ddot{c} \cdot \ddot{\xi} \cdot \ddot{\alpha} \right\}^{-1} \cdot \left\{ \ddot{c} \cdot \ddot{\xi} \right\} \cdot d\vec{H} \quad (I.30)$$

En intégrant (I.27) et (I.30), le vecteur magnétisation \vec{M} et le vecteur induction \vec{B} peuvent être obtenus à partir du vecteur champ magnétique \vec{H} .

En utilisant le modèle vectoriel, on passe à la fonction anhystérétique. Dans notre cas, on utilisera la version vectorielle de la fonction de Langevin (I.8) représentant la magnitude du vecteur champ magnétique et sa direction. La fonction anhystérétique vectorielle est exprimée par:

$$\vec{M}_{an} = M_{anx} \vec{i} + M_{any} \vec{j} = M_{an} \left(\left| \frac{\vec{H}_e}{|\vec{H}_e|} \right| \right) \quad (I.31)$$

Ainsi la composante suivant x de la fonction de Langevin est:

$$\vec{M}_{an} = M_{sx} \left[\coth \frac{|\vec{H}_e|}{a_x} - \frac{a_x}{|\vec{H}_e|} \right] \frac{H_{ex}}{|\vec{H}_e|} \quad (I.32)$$

Et sa dérivée par rapport à H_{ex} en $\ddot{\xi}$ (voir Eq. I.25) est:

$$\frac{dM_{anx}}{dH_{ex}} = \frac{M_{sx}}{a_x} \left[1 - \coth^2 \frac{|\vec{H}_e|}{a_x} + \left(\frac{a_x}{|\vec{H}_e|} \right)^2 \right] \frac{H_{ex}^2}{|\vec{H}_e|^2} + M_{sx} \left[\coth \frac{|\vec{H}_e|}{a_x} - \frac{a_x}{|\vec{H}_e|} \right] \left[\frac{1}{|\vec{H}_e|} - \frac{H_{ex}^2}{|\vec{H}_e|^3} \right] \quad (I.33)$$

Si le terme en \coth est très petit et en utilisant les séries de Taylor en retenant que les deux premiers termes, on obtient:

$$M_{an} = M_{sx} \frac{H_{ex}}{3a_x} \quad (I.34)$$

$$\frac{dM_{anx}}{dH_{ex}} = \frac{M_{sx}}{3a_x} \quad (I.35)$$

C. Généralisation vectorielle du modèle de Jiles-Atherton inverse

Le modèle inverse est facilement développé en introduisant $d\vec{H}$, la variation du vecteur champ magnétique s'exprime par:

$$d\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} d\vec{B} - d\vec{M} \quad (I.36)$$

En remplaçant (I.36) dans (I.26) et (I.29), selon que :

Si ($\vec{\chi}_f \cdot d\vec{H}_e > 0$), on a:

$$d\vec{M} = \vec{\chi}_f \left| \vec{\chi}_f \right|^{-1} \left(\vec{\chi}_f \cdot \frac{1}{\mu_0} d\vec{B} \right) - \vec{\chi}_f \left| \vec{\chi}_f \right|^{-1} \left(\vec{\chi}_f \cdot d\vec{M} \right) + \vec{\chi}_f \left| \vec{\chi}_f \right|^{-1} \left(\vec{\chi}_f \cdot \ddot{\alpha} d\vec{M} \right) + \ddot{c} \cdot \ddot{\xi} \cdot \frac{1}{\mu_0} d\vec{B} - \ddot{c} \cdot \ddot{\xi} \cdot d\vec{M} + \ddot{c} \cdot \ddot{\xi} \cdot \ddot{\alpha} \cdot d\vec{M} \quad (I.37)$$

qui donne:

$$d\vec{M} = \frac{1}{\mu_0} \left\{ \mathbf{I} + \vec{\chi}_f \left| \vec{\chi}_f \right|^{-1} \cdot \vec{\chi}_f \cdot (\mathbf{I} - \ddot{\alpha}) + \ddot{c} \cdot \ddot{\xi} \cdot (\mathbf{I} - \ddot{\alpha}) \right\}^{-1} \cdot \left\{ \vec{\chi}_f \left| \vec{\chi}_f \right|^{-1} \cdot \vec{\chi}_f + \ddot{c} \cdot \ddot{\xi} \right\} d\vec{B} \quad (I.38)$$

avec \mathbf{I} comme matrice identité.

Si ($\vec{\chi}_f \cdot d\vec{H}_e \leq 0$), on a

$$d\vec{M} = \ddot{c} \cdot \ddot{\xi} \cdot \frac{1}{\mu_0} d\vec{B} - \ddot{c} \cdot \ddot{\xi} \cdot d\vec{M} + \ddot{c} \cdot \ddot{\xi} \cdot \ddot{\alpha} \cdot d\vec{M} \quad (I.39)$$

Où

$$d\vec{M} = \frac{1}{\mu_0} \left\{ \mathbf{I} + \ddot{c} \cdot \ddot{\xi} \cdot (\mathbf{I} - \ddot{\alpha}) \right\}^{-1} \cdot \left\{ \ddot{c} \cdot \ddot{\xi} \right\} d\vec{B} \quad (I.40)$$

Les équations (I.38) et (I.40) sont de la forme vectorielle du modèle d'hystérésis de J-A inverse qui permet de calculer le vecteur champ magnétique \vec{H} pour chaque variation $d\vec{B}$ dans le cas des matériaux isotropes et anisotropes. Il est important de noter que le modèle de J-A inverse est capable de représenter des matériaux isotropes et anisotropes. De plus, les paramètres du modèle original sont les mêmes que ceux du modèle inverse. On peut remarquer également que les 2 cycles obtenus avec les 2 méthodes, à savoir: le modèle de Jiles-Atherton direct et inverse donnent le même cycle d'hystérésis, (figures. I.10-14).

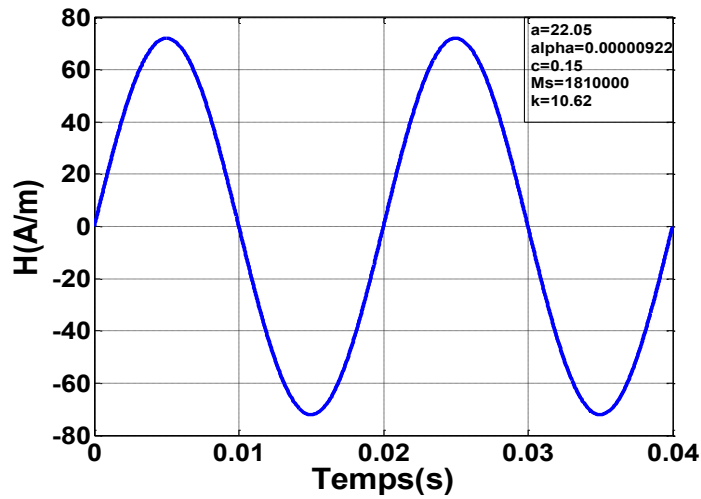


Fig. I.10. Champ magnétique du matériau ET130-35 avec J-A direct

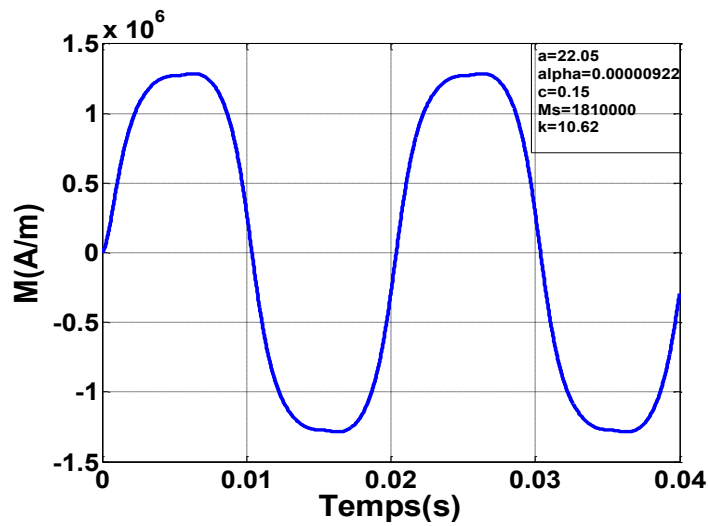


Fig. I.11. Magnétisation du matériau ET130-35 avec J-A direct

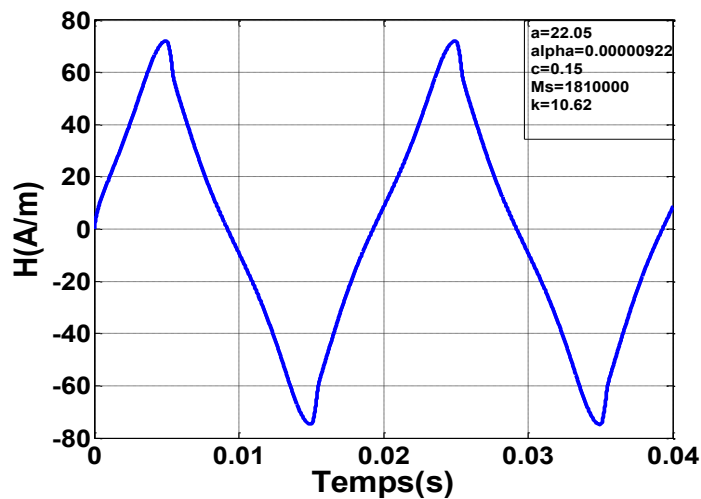


Fig. I.12. Champ magnétique du matériau ET130-35 avec J-A Inverse

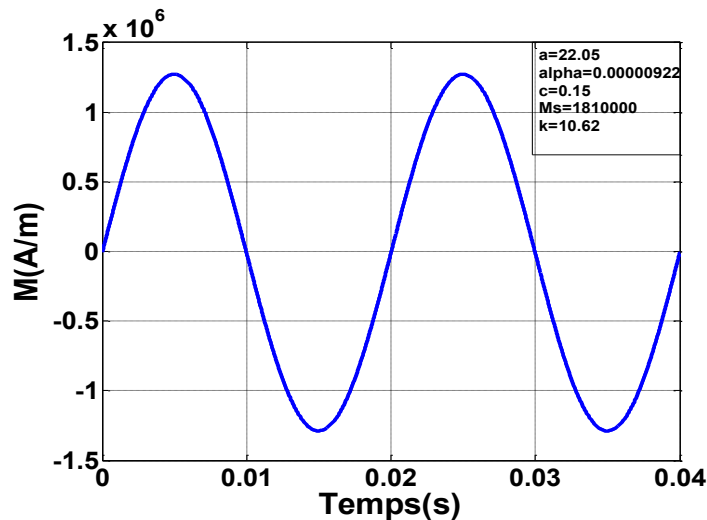


Fig. I.13. Magnétisation du matériau ET130-35 avec J-A Inverse

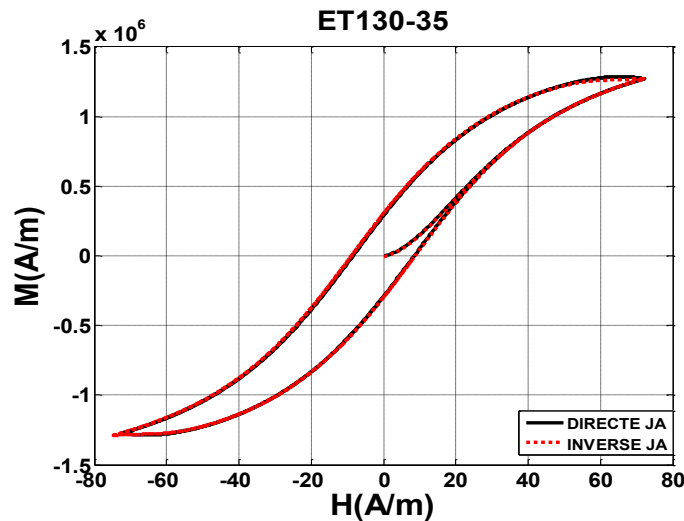


Fig. I.14. Comparaison du cycle d'hystérésis du matériau ET130-35 avec J-A Direct et Inverse

I.3.3. Modèle EMTP-RV

Le modèle hystérétique disponible sur EMTP-RV est défini par 2 équations non-linéaires. La première est une fonction qui relie le flux de non saturation au courant, cette fonction modélise l'effet de l'hystérésis, [13].

La seconde est une fonction de saturation reliant le flux saturé instantané au flux de non saturation. Ainsi cette fonction représente l'effet de saturation. Les deux fonctions sont représentées par des équations hyperboliques: L'effet de saturation est donné par l'Eq. I.41

$$C_{sat} = \left[\lambda_{unsat} - \frac{\lambda_{sat}}{S_{sv}} - X_{sv} \right] \left[\lambda_{unsat} S_{sh} - \lambda_{sat} + Y_{sh} \right] \quad (I.41)$$

La constante C_{sat} définit la courbure, elle contrôle la proximité de la courbe à ses asymptotes.

S_{sv} : Pente de l'asymptote verticale

S_{sh} : Pente de l'asymptote horizontale

X_{sv} : Intersection de l'asymptote verticale avec l'axe des x de l'équation de saturation

Y_{sh} : Intersection de l'asymptote horizontale avec l'axe des y de l'équation de saturation

Une fois la forme de la courbe de saturation définie, une fonction concave est considérée pour des valeurs positives de λ_{unsat} et λ_{sat} . La relation entre les valeurs négatives est obtenue par symétrie.

La courbe de saturation finale passe par l'origine. La relation entre λ_{unsat} et le courant i est donnée par:

$$C_{hyst} = \left[i - \frac{\lambda_{unsat}}{S_{hv}} - X_{hv} \right] \left[i S_{sh} - \lambda_{unsat} + Y_{hh} \right] \quad (I.42)$$

Où C_{hyst} définit l'effet de courbure de l'hystérésis.

L'interpolateur d'hystérésis suppose que la caractéristique de magnétisation est symétrique pour les flux positifs et négatifs. En conséquence, la caractéristique du flux négatif n'est pas utilisée.

- la branche ascendante de l'hystérésis de la boucle principale est appelée: décalage caractéristique.
- la branche ascendante de l'hystérésis de la boucle principale passant par l'origine est appelée: caractéristique centrée. La demi-largeur de la boucle majeure est définie par la constante $Coer$, [33].

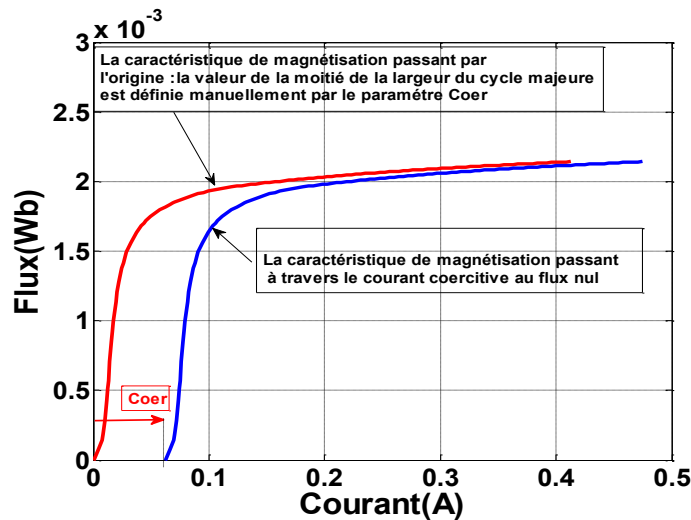


Fig. I.15. Exemples de Caractéristiques de saturation avec deux méthodes de définition de la même boucle d'hystérésis

I.3.4. Modèle d'hystérésis de Tellinen

Le modèle scalaire de l'hystérésis a été proposé par Tellinen [12]. Il présente une bonne précision pour estimer les cycles majeurs et mineurs à partir seulement d'un cycle majeur mesuré expérimentalement. Ce modèle a été implémenté dans MATLAB /SIMULINK.

Pour estimer les cycles on doit d'abord évaluer les limites ascendantes et descendantes du cycle majeur en utilisant l'Eq. (I.43):

$$B(H) = \text{sgn}(H) \cdot \alpha \cdot \log(\beta \cdot |H| + 1) \quad (I.43)$$

Les paramètres α , β sont choisis pour contrôler la partie verticale et celle horizontale de la fonction $B(H)$. Le paramètre σ permet de déplacer les limites ascendantes et descendantes. Donc σ donne la largeur du cycle majeur et les limites $B^-(H)$ et $B^+(H)$ (figure. I.16) deviennent:

$$B^+(H) = \text{sgn}(H - \sigma) \cdot \alpha \cdot \log(\beta |H - \sigma| + 1) \quad (I.44)$$

$$B^-(H) = \text{sgn}(H + \sigma) \cdot \alpha \cdot \log(\beta |H + \sigma| + 1) \quad (\text{I.45})$$

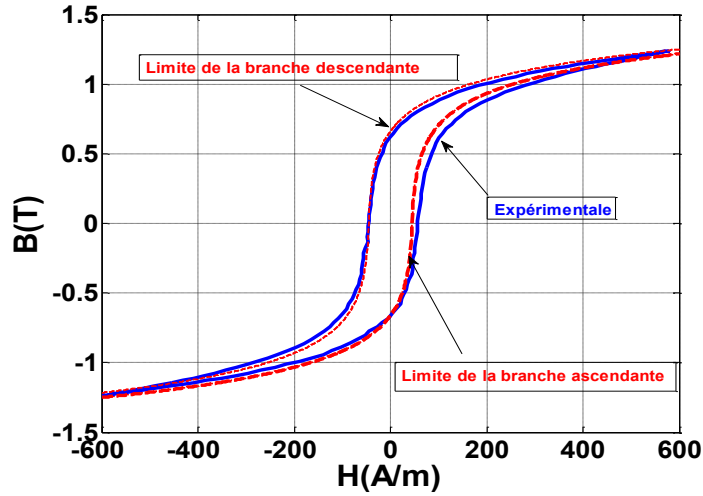


Fig. I.16. Limites ascendante et descendante des fonctions $B^+(H)$ et $B^-(H)$

Les équations utilisées pour estimer l'hystérésis sont :

$$\frac{dH}{dt} = \frac{1}{\mu_0 + B^-(H) - B^+(H) \left(\frac{B^+(H)}{dH} - \mu_0 \right)} \cdot \frac{dB}{dt} \quad \text{si } \frac{dB}{dt} > 0 \quad (\text{I.46})$$

$$\frac{dH}{dt} = \frac{1}{\mu_0 + B^-(H) - B^+(H) \left(\frac{B^-(H)}{dH} - \mu_0 \right)} \cdot \frac{dB}{dt} \quad \text{si } \frac{dB}{dt} < 0 \quad (\text{I.47})$$

Le signal de tension est connu et, par suite, la variation de $B(t)$. À partir des équations précédentes, on peut calculer le champ $H(t)$. Le terme $\frac{B^\pm(H)}{dH}$ représente la pente des fonctions ascendante et descendante.

$$\frac{B^\pm(H)}{dH} = \frac{\alpha \cdot \beta}{\beta \cdot |H \pm \sigma| + 1} \quad (\text{I.48})$$

Pour un comportement dynamique de l'hystérésis, les courants de Foucault doivent être pris en compte et le modèle dynamique devient alors:

$$H_d = H(B) + \sigma_e \cdot \frac{B(H)}{dt} \quad (\text{I.49})$$

avec H_d : Champ magnétique dynamique

σ_e : Facteur du courant de Foucault dépendant des pertes par courant de Foucault (P_e), [10]. Son expression est:

$$\sigma_e = \frac{P_e N^2 S}{U^2 L} \quad (\text{I.50})$$

N: le Nombre de spires, S: la surface de noyau, L: la longueur moyenne et σ_e Peut-être approximé à

partir de deux cycles pris à des tensions différentes,[12].

Le modèle de Tellinen est un modèle d'hystérésis flexible parce que nous pouvons utiliser la variation de B pour calculer la variation de H et vice-versa.

I.4.Détermination expérimentale des cycles d'hystérésis

Deux moyens de déterminer les cycles d'hystérésis dans un transformateur (monophasé ou triphasé) existent.

- Le premier avec une caractérisation des tôles magnétiques en utilisant le cadre d'Epstein.
- Le second au moyen d'un essai électrique mis en œuvre au niveau du laboratoire.

Nous présentons ici la méthode expérimentale des cycles d'hystérésis au moyen des montages électriques sur des transformateurs monophasés et triphasés.

I.4.1.Méthodes de mesure des propriétés magnétiques des bandes et tôles magnétiques en acier au moyen d'un cadre Epstein

Le cadre Epstein est utilisable pour des éprouvettes de tôles et bandes magnétiques. Les caractéristiques magnétiques en courant alternatif sont déterminées pour des tensions induites sinusoïdales, pour des valeurs crêtes particulières de la polarisation magnétique et pour une fréquence spécifiée. Les mesures sont effectuées sur des éprouvettes préalablement désaimantées.

A. Principe de la méthode du cadre Epstein de 25 cm

Le cadre Epstein de 25 cm comprend un enroulement primaire, un enroulement secondaire et l'éprouvette à tester formant le noyau et constitue un transformateur à vide dont on mesure les caractéristiques.

B. Cadre Epstein de 25 cm

Le cadre de 25 cm (appelé par la suite cadre Epstein) se compose de quatre solénoïdes dans lesquels sont introduites des bandes constituant l'éprouvette (figure. I.17). Une inductance mutuelle pour la compensation du flux dans l'air complète le cadre Epstein. Chacun des quatre solénoïdes doit comporter deux enroulements, un enroulement primaire extérieur (enroulement d'excitation) et un enroulement secondaire intérieur (enroulement de tension). Les enroulements individuels primaires des quatre solénoïdes doivent être branchés en série, de même que les enroulements individuels secondaires. (figure. I.18).

C. Compensation du flux dans l'air

L'inductance mutuelle pour la compensation du flux dans l'air doit être située au centre de l'espace délimité par les quatre solénoïdes, son axe étant perpendiculaire au plan des axes de ces solénoïdes. L'enroulement primaire de l'inductance mutuelle doit être branché en série avec l'enroulement primaire du cadre Epstein et l'enroulement secondaire de l'inductance mutuelle doit être branché en série en opposition avec l'enroulement secondaire du cadre Epstein (figure. I.18).

D. Source d'alimentation

La source d'alimentation doit avoir une faible impédance et une grande stabilité en tension et fréquence. Deux voltmètres, l'un mesurant les valeurs efficaces et l'autre mesurant les valeurs redressées moyennes doivent être utilisés pour déterminer le facteur de forme.

La tension secondaire du cadre Epstein doit être mesurée à l'aide d'un voltmètre approprié. [28]

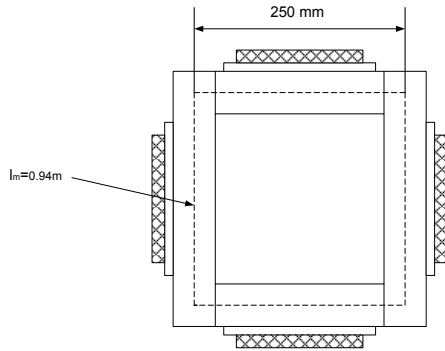


Fig. I.17. Cadre Epstein de 25 cm

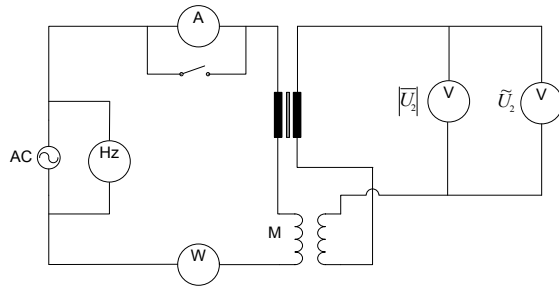


Fig. I.18. Circuit pour la méthode du wattmètre

I.4.2. Méthode expérimentale

Ils existent deux montages que ce soit en monophasé ou en triphasé. Cette différence de mesure s'explique par le fait de la création de l'inductance mutuelle entre phases dans le cas triphasé. Aussi, il s'agit de mesurer la caractéristique $B(H)$ pour l'intégrer dans un code de calcul d'éléments finis ou encore celle $(\varphi-I)$ dans le cas d'un modèle électromagnétique comme il est montré au chapitre 2 avec l'utilisation du modèle de Tellinen.

A. Cas monophasé

Le transformateur étudié est un transformateur 220/15V d'essai de type Shell. Pour déterminer le cycle d'hystérésis expérimentalement, on effectue un test à vide sur un transformateur de type Shell de puissance 220VA, (figure. I.19).

La bobine de l'enroulement primaire est alimentée par une tension de 220V crée un champ magnétique $H(t)$, le courant $I_1(t)$ est proportionnel au champ magnétique $H(t)$ et est donné par la relation

$$H(t)l_m = N_1 \cdot I_1(t)$$

Le champ magnétique H peut être déterminé à partir:

$$H(t) = N_1 \cdot \frac{I_1(t)}{l_m} \quad (\text{I.51})$$

L'induction dans le circuit magnétique du transformateur $B(t)$ est calculée à partir de la f.é.m. induite dans la bobine secondaire $e(t)$ telle que:

$$e(t) = N_2 \cdot \frac{d\phi}{dt} = N_2 \cdot S \cdot \frac{dB}{dt} \quad (\text{I.52})$$

Avec S: la section du circuit magnétique et, l_m la longueur moyenne du circuit magnétique

L'intégrale de $e(t)$ donne l'induction $B(t)$.

$$B(t) = \frac{1}{N_2 \cdot S} \int e(t) dt \quad (\text{I.53})$$

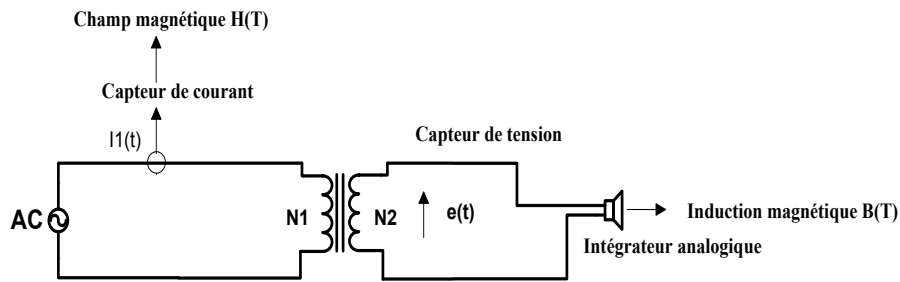


Fig. I.19 Schéma de mesure de la caractéristique d'hystérésis d'un transformateur monophasé.

B. Cas triphasé

Mesure de la caractéristique (ϕ -I) d'un transformateur triphasé asymétrique.

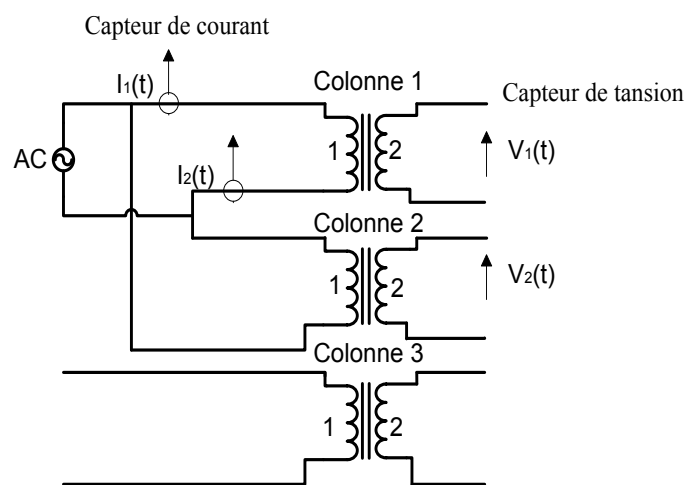


Fig. I.20. Schéma de mesure de la caractéristique (ϕ -I) des colonnes 1 et 2

Afin de pouvoir mesurer le cycle d'hystérésis d'un transformateur triphasé on utilise la méthode développée par E. Fuchs [29]. Cette méthode repose sur l'idée de ramener le comportement du transformateur triphasé asymétrique à celui d'un transformateur monophasé en isolant la 3^{ème} colonne.

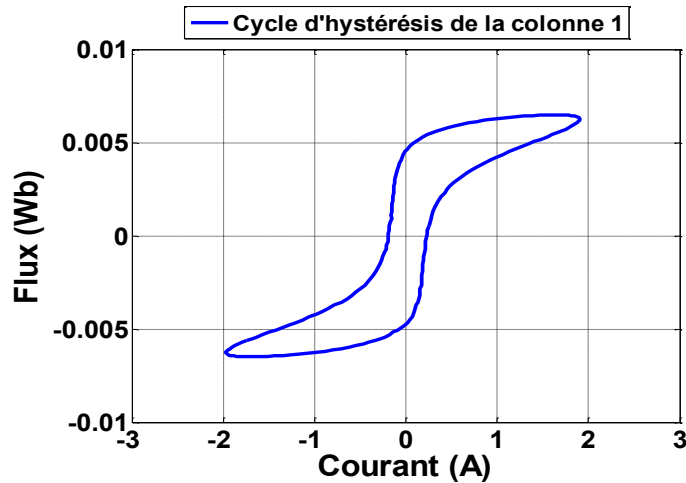
- *Mesure de la caractéristique non linéaire (ϕ -I) pour chaque colonne en considérant le couplage mutuel*

Le transformateur triphasé de notre cas d'étude est magnétiquement asymétrique. Ainsi les caractéristiques (ϕ -I) des trois phases sont différentes. Le circuit de la figure. I.20 montre la mesure de la caractéristique hystérétique des colonnes A et B. Pour mesurer la caractéristique magnétique (ϕ -I) pour chaque colonne du transformateur, il est important d'exciter deux des trois phases et de disposer de deux branches ayant les mêmes grandeurs de flux dans des directions opposées (figure. I.20), à savoir: deux phases des enroulements de basse tension sont connectées en parallèle avec une polarité inversée. Cette méthode a été définitivement confirmée dans un autre article du même auteur publié en 2003 et qui traite de la mesure des caractéristiques asymétriques des transformateurs triphasés (ϕ -I) et leurs applications, [30].

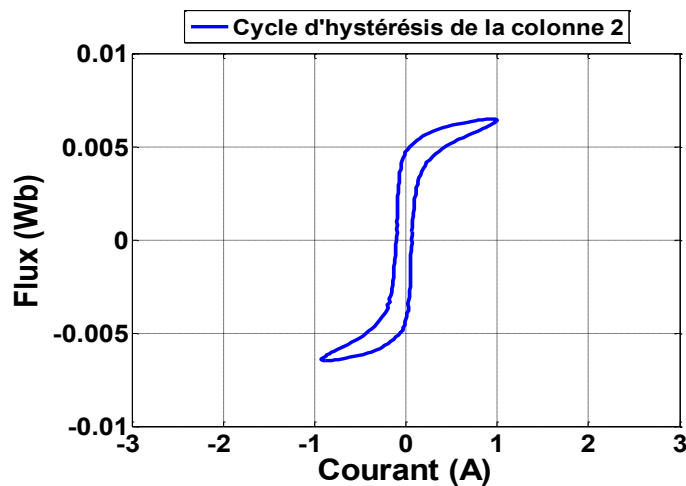
Les flux (ϕ_1) et (ϕ_2) peuvent être calculés en intégrant les tensions induites (v_1) et (v_2) des enroulements secondaires des deux phases (1, 2) au moyen d'un circuit analogique RC.

Les flux de fuites pour chaque enroulement ainsi que les chutes de tensions dues aux deux courants dans les deux phases, à travers leurs réactances de fuites existent bien que la tension appliquée sur les deux enroulements des deux phases soit la même. Cependant, seule une petite différence de flux entre les deux phases existe. A tension nominale, cette différence est moins de 1% causant une erreur insignifiante. Aussi, nous avons pu confirmer que le flux à travers la 3^{ème} colonne est presque nul, par simple mesure de la tension du secondaire de la même phase (Tension $V_{s3} \approx 0(V)$).

Nous présentons, dans ce qui suit, les cycles d'hystérésis obtenus expérimentalement dans le transformateur triphasé asymétrique (figure. I.21).



a/



b/

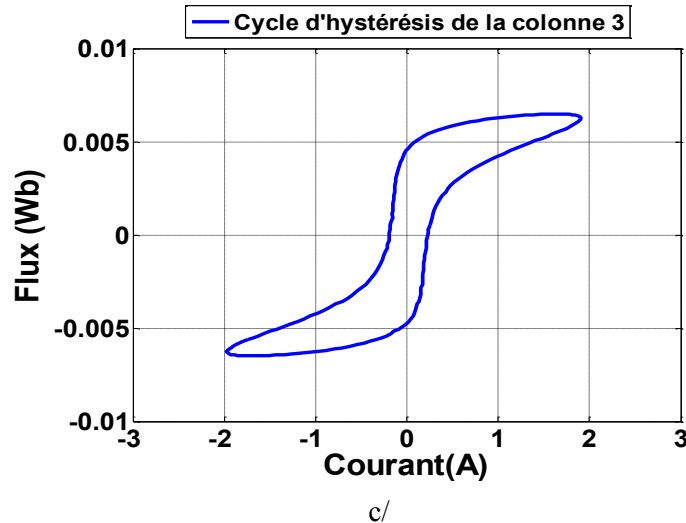


Fig. I.21. Caractéristiques (ϕ -I) des 3 colonnes du transformateur triphasé

- Mesure de la caractéristique hystérétique ($\phi_0 - I_0$)

Durant le fonctionnement normal du transformateur, les 3 phases de tension sont symétriques et, de ce fait, les flux aussi le sont. Ce qui signifie que la somme des flux doit être nulle. Le flux principal passe à travers le noyau magnétique, mais lorsque les charges sont déséquilibrées elles ont une influence considérable sur le comportement du transformateur et la culasse ou bien l'air conduit le flux homopolaire dû à l'inductance homopolaire.

L'inductance homopolaire est mesurée en connectant le primaire ou le secondaire des enroulements en série tout en appliquant une tension alternative $e_0(t)$ au primaire ou au secondaire. La mesure de la caractéristique hystérétique ($\phi_0 - I_0$) est illustrée à la figure. I.22 En intégrant la tension induite, le flux homopolaire total peut-être obtenu pour la fréquence 50Hz.

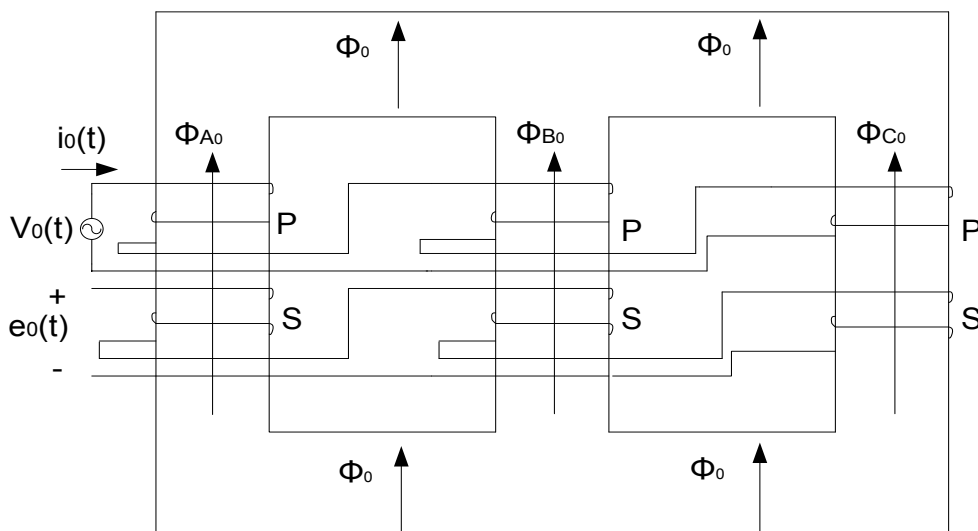


Fig. I.22. Mesure de la caractéristique ($\phi_0 - I_0$) du transformateur triphasé asymétrique, [29]

I.5.Conclusion

Dans ce premier chapitre nous avons d'abord décrit les principaux modèles d'hystérésis que nous utiliserons pour l'étude des phénomènes transitoires en basse fréquence des transformateurs. Nous avons également présenté les différents paramètres de ces modèles, leurs interdépendances mais aussi les développements que connaissent les modèles comme celui de Jiles-Atherton, par exemple. Il permet d'intégrer en premier lieu le comportement vectoriel dans certains cas et notamment les joints en T du transformateur triphasé de notre cas d'étude, mais également utiliser ce modèle dans des logiciels d'éléments finis et ce, grâce à l'utilisation de l'induction magnétique comme variable d'entrée. Le modèle de Tellinen qui représente, de par sa simplicité et sa capacité à être dynamique, tous les phénomènes nécessaires à la modélisation du transformateur en basse fréquence. Enfin, nous avons utilisé deux méthodes de la caractérisation des matériaux du transformateur et évalué l'importance de la méthode de E.F. Fuch dans le cas du transformateur triphasé asymétrique pour la mesure des cycles d'hystérésis expérimentalement et ce, à l'aide d'un montage électrique assez particulier.

Chapitre II

Modélisation des transformateurs monophasés et triphasés

Modélisation des transformateurs monophasés et triphasés

II.1.Introduction

La modélisation des transformateurs jouit d'une grande importance de par son intérêt pour le domaine de la conversion d'énergie, du transport, et de la distribution de l'énergie électrique permettant de l'acheminer de manière économique avec un rendement élevé avoisinant 100%. La croissance des charges non-linéaires dans le système d'énergie électrique nécessite, lorsqu'on s'intéresse de plus près aux phénomènes transitoires, à la saturation magnétique, du fait de l'énorme rôle et des applications des transformateurs triphasés dans le réseau électrique. Ce qui amène les chercheurs, à davantage, s'intéresser aux comportements des transformateurs de puissance en régime transitoire. Pour les transformateurs monophasés, le modèle le plus connu du transformateur reste le modèle traditionnel en T ou de Steinmetz en 1897 [34]. Ce modèle possède deux impédances de fuite L_{S1} associée à l'enroulement primaire du transformateur et L_{S2} associée à l'enroulement secondaire. Une branche de magnétisation en parallèle est composée de R_m et de L_m . Le modèle en T représente le comportement du transformateur dans la majeure partie des phénomènes en basse fréquence. Le problème de ce modèle réside dans le fait que ses éléments ne possèdent pas de signification physique et de relation directe avec les éléments constituants du transformateur, à savoir: les enroulements et le noyau magnétique. Cherry en 1949 [35] démontra que le circuit équivalent du transformateur peut être obtenu avec le principe de la dualité entre circuit électrique et magnétique, le modèle obtenu est appelé alors modèle en Π . Ce modèle possède, à la différence du précédent, une seule inductance de fuite en série et deux branches parallèles de magnétisation. C'est l'approche du flux intégral. Slemon 1953 [36] a généralisé la théorie de la dualité et a introduit les non-linéarités dans les éléments du circuit en Π tels qu'ils dépendent du chemin de passage du flux. Francisco de León [37] a montré la différence entre le modèle en T et en Π , pour le cas des courants d'appel. L'auteur conclut que le modèle en T peut prédire les courants d'appel avec des erreurs allant jusqu'à 72.7% pour des transformateur ayant une grande inductance de fuite, alors que les deux modèles donnent des résultats similaires en régime permanent. Saeed Jazebi [38] *et Al* ont effectué une comparaison entre les deux modèles dans le cas de la ferrorésonance et ont conclu que le modèle en T ne reproduit pas les résultats expérimentaux alors que le modèle en Π donne des résultats très proches de ceux expérimentaux. Cette comparaison a été effectuée en utilisant un modèle d'hystérésis EMTP-RV. Pour les transformateurs triphasés asymétriques le modèle en T n'est pas précis parce que le couplage magnétique entre les phases n'est pas pris en compte [39]. L'obtention d'un modèle adéquat passe par l'approche topologique. Pour les transformateurs triphasés plusieurs modèles existent dans le domaine temporel et sont proposés dans la littérature [40]. ils sont classés en quatre groupes: Les modèles du 1^{er} groupe sont incorporés dans les programmes EMTP (ElectroMagnetic Transients Program) ainsi que dans les programmes ATP (Alternate Transients Program) [41]. Dans le deuxième groupe, la modélisation du transformateur est basée sur le principe de la dualité entre les circuits électriques et magnétiques [42] -

[46]. Le circuit magnétique équivalent du noyau est converti en circuit électrique équivalent. Les modèles du troisième groupe sont presque toujours représentés par une combinaison d'un ensemble d'équations différentielles et d'équations algébriques non-linéaires [47] - [56]. Ces modèles prennent en compte les connexions, les enroulements, le noyau magnétique, la topologie et les caractéristiques non-linéaires du matériau du noyau. La principale différence entre les modèles du troisième groupe réside dans la façon dont les équations magnétiques sont déduites. Dans le quatrième groupe, la modélisation du transformateur est basée sur les éléments finis et les techniques numériques [57]. Ces modèles dépendent de l'intégration, dans une représentation totale ou partielle, des paramètres du transformateur nécessaires à la modélisation des transitoires en basse fréquence. Ces modèles sont adaptés pour la conception du transformateur.

Le modèle du transformateur peut être séparé en deux parties: la représentation des enroulements et la représentation du noyau de fer. La première représentation est linéaire tandis que la seconde est non-linéaire et est fonction de la fréquence. Chaque partie joue un rôle différent selon l'étude pour laquelle le modèle de transformateur est nécessaire.

Le but de ce chapitre est de mettre en relief les différents modèles de transformateurs pour l'analyse des phénomènes transitoires en basse fréquence et notamment les courants d'appel, ainsi que les phénomènes de ferrorésonance et de courants géomagnétiques induits que nous présentons dans les chapitres suivants.

II.2.Principe de fonctionnement

Les transformateurs sont des machines électriques statiques à induction électromagnétique. Cet appareil est d'un emploi absolument universel, il transforme les signaux des sources de tensions et de courants sinusoïdaux en signaux de même fréquence mais de valeurs efficaces généralement différentes.

La compréhension des phénomènes électromagnétiques qui régissent le fonctionnement des transformateurs et la détermination de ses pertes, constituent une étape déterminante pour une exploitation optimale de ces machines et également pour leurs conceptions. La modélisation des transformateurs est une tâche très ardue due à l'introduction des caractéristiques du noyau magnétique telles que la saturation, l'hystérésis et les pertes par courants de Foucault, aussi bien pour sa topologie que pour la configuration de ses enroulements.

Pour bien comprendre le principe basic de fonctionnement du transformateur on définira le transformateur monophasé idéal.

Un transformateur à deux enroulements avec chaque enroulement agissant comme une partie d'un circuit électrique séparé est montré à la figure. II.1. N_1 et N_2 sont respectivement les nombres de spires dans les enroulements primaire et secondaire. L'enroulement primaire est connecté à une source de tension v_1 , tandis que l'enroulement secondaire est laissée ouvert. Considérons d'abord un transformateur idéalisé dans lequel il n'y a pas de pertes et ni de flux de fuite.

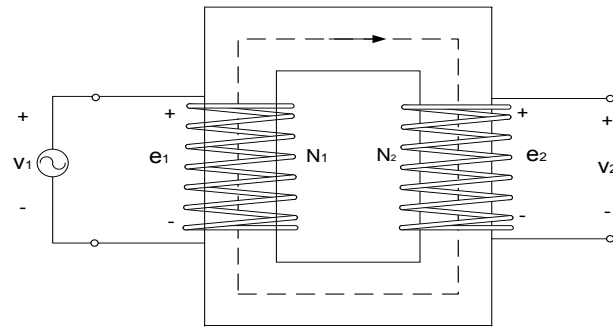


Fig. II.1. Transformateur monophasé idéal

En d'autres termes, nous considérons ce qui suit:

- Le noyau du transformateur possède une perméabilité très importante;
- Le noyau ne présente pas de perte par courant de Foucault ou par hystérésis;
- Tout le flux est limité à la circulation dans le noyau;
- La résistance de chaque enroulement est négligeable.

Selon la loi de Faraday, le flux magnétique ϕ dans le noyau induit une force électromotrice e_1 dans l'enroulement primaire qui s'oppose à la tension appliquée v_1 . En tenant compte des polarités de la tension appliquée et de la FEM induite, comme il est indiqué sur la figure. II.1, nous pouvons écrire pour le primaire :

$$e_1 = N_1 \frac{d\phi}{dt} \quad (\text{II.1})$$

De même, la FEM induite dans l'enroulement secondaire est

$$e_2 = -N_2 \frac{d\phi}{dt} \quad (\text{II.2})$$

Dans le cas idéalisé, les forces électromotrices induites e_1 et e_2 sont égales aux tensions aux bornes correspondantes à v_1 et v_2 respectivement. Ainsi, des équations. (II.1) et (II.2), nous obtenons :

$$\frac{e_2}{e_1} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{N_2}{N_1} = m \quad (\text{II.3})$$

m est le rapport de transformation

II.3.Types de transformateurs

Les transformateurs sont classés en différentes catégories, en fonction de quatre paramètres, à savoir:

1. Utilisation des transformateurs

Les transformateurs sont classés en fonction de leur utilisation dans les catégories suivantes:

1. Transformateurs de distribution
2. Transformateurs de puissance
3. Les Autotransformateurs

4. Transformateurs d'essais
5. Transformateurs de puissance spéciale
6. Transformateurs de mesure.

2. Méthode de refroidissement

Dans les transformateurs de puissance, diverses méthodes de refroidissement sont utilisées, [58]:

1. ONAF Oil Natural Air Forced
2. OFAN Oil Forced Air Natural
3. OFAF Oil Forced Air Forced
4. OFWF Oil Forced Water Forced

3. Milieu isolant

Les transformateurs sont classés en fonction de leur milieu isolant dans les catégories suivantes:

- A. Les transformateurs immergés: Le milieu isolant est une huile minérale ou synthétique.
- B. Les transformateurs secs: Il est mis en œuvre avec une circulation naturelle de l'air.

Pour notre cas d'étude, nous utiliserons des transformateurs de type sec.

4. Construction d'un transformateur

Essentiellement deux types de construction sont d'usage courant pour les transformateurs: le type cuirassé (Shell) et le type colonne (Core).

La nomenclature du type cuirassé et du type colonne est déduite de sa construction. Dans un transformateur de type cuirassé le noyau entoure les enroulements, comme le montre la figure. II.2. Dans un transformateur de type colonne les enroulements enveloppent le noyau comme le montre la figure. II.3. Pour les applications de puissance relativement faible avec des tensions nominales moyennes, les bobinages peuvent être enroulés directement sur le noyau du transformateur. Toutefois, pour la haute tension et/ou pour la puissance élevée des transformateurs, les bobines sont généralement de forme enroulée, puis assemblées sur le noyau, [59].

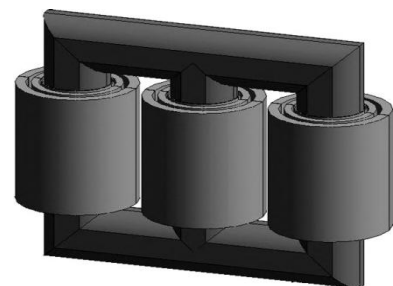
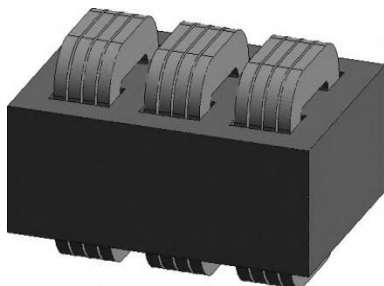


Fig.II.2.Transformateur triphasé de type cuirassé

Fig. II.3.Transformateur triphasé de type colonne

A. Modèle du noyau magnétique en UI

Les noyaux de type UI sont les plus fréquemment utilisés pour les transformateurs monophasés fonctionnant à basse fréquence de 750V à 20kVA. Dans ce cas de grandes réactances peuvent être obtenues en ayant les enroulements primaire et secondaire sur des colonnes séparées. Ce type de

conception permet également d'aller à des niveaux de tension de l'ordre du kiloVolt, voir figure. II.4. [64]

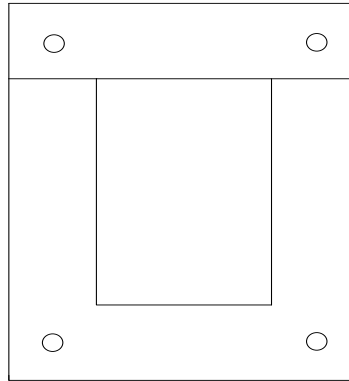


Fig. II.4. Modèle du noyau magnétique en UI.

B. Modèle du noyau magnétique en 3UI

Ces types de noyaux sont très couramment utilisés dans les transformateurs triphasés fonctionnant à basse fréquence. Les noyaux de type 3UI sont utilisés jusqu'à des puissances de l'ordre de 35 kVA. Ils sont identiques au noyau de type UI utilisé dans les transformateurs monophasés avec cependant une colonne en plus et utilisent les mêmes isolants, (figure. II.5).

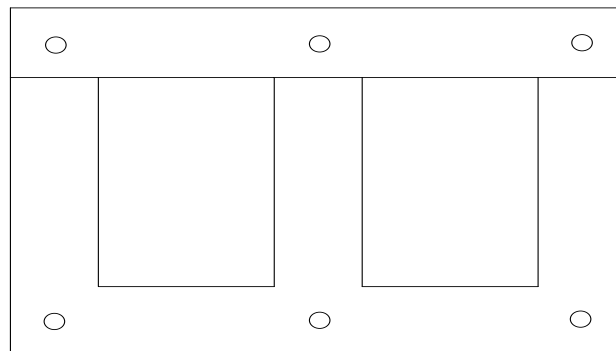


Fig. II.5. Modèle du noyau magnétique en 3UI [63]

II.4. Structure du noyau

Une distinction importante doit être faite entre les transformateurs à faible et à grande réluctance.

- Les transformateurs à faible réluctance sont essentiellement les transformateurs monophasés, les transformateurs triphasés de type cuirassé et les transformateurs triphasés à quatre ou cinq colonnes. Dans cette catégorie, le flux de séquence homopolaire ou nul circule dans le matériau du noyau, donc suivant une trajectoire à faible réluctance. Le courant d'excitation homopolaire sera donc faible et également les pertes d'excitation résultantes.
- Les transformateurs triphasés à trois colonnes appelés communément asymétriques sont inclus dans le groupe des transformateurs à haute réluctance. Le flux homopolaire s'écoule à travers l'air. C'est un chemin de grande réluctance. Dans ce cas, le courant d'excitation homopolaire est important et les pertes d'excitation ne peuvent être négligées. Les effets de saturation vont même se produire dans la cuve du transformateur, [60].

Ainsi on pourra distinguer entre les transformateur triphasé a trois colonnes et à cinq colonnes comme suit :

1. Transformateur à trois colonnes: le flux magnétique d'une colonne doit passer à travers les 2 autres branches. Il passe également à travers l'enroulement de ces dernières. Ainsi, ce type de transformateur n'a pas un retour libre du flux, (figure. II.6).
2. Transformateur 5 colonnes: le flux se referme par les branches d'extrémités, voir figure. II.7 [58].

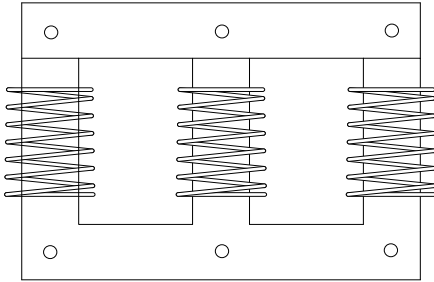


Fig. II.6.Noyau Triphasé à 3 colonnes

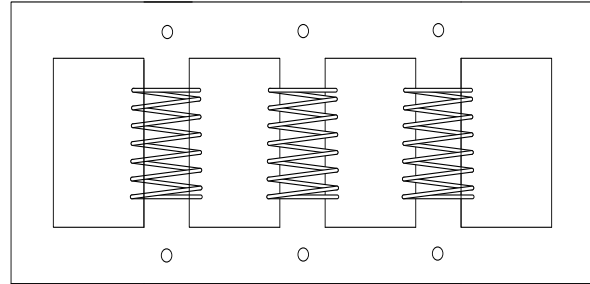


Fig. II.7.Noyau Triphasé à 5 colonnes

II.5.Caractéristiques du transformateur

Les nombreuses méthodes de calcul et des modèles d'ingénierie proposés pour l'analyse précise du transformateur et la prédiction de ses caractéristiques peuvent être grossièrement classés en six principaux groupes:

1. **Techniques numériques:** Elles se composent de quelques outils les plus utilisés pour la simulation du transformateur. Parmi les techniques proposées, la méthode des éléments finis (FEM) est la plus répandue.
2. **Versions améliorées du circuit équivalent du transformateur:** Introduction des descriptions semi-empiriques de quelques caractéristiques qui influent sur la précision des calculs. L'utilisation de cette méthode est encore courante dans l'industrie manufacturière en raison de sa simplicité et de sa capacité à fournir des résultats fiables, en particulier, dans le cas des géométries normalisées.
3. **Méthode d'analyse:** En employant des formules analytiques pour la représentation du champ électromagnétique dans un transformateur ainsi que d'autres caractéristiques opérationnelles (telle que la distribution du courant), elle fournit une modélisation alternative avec moins de complexité de calcul numérique par rapport à d'autres méthodes numériques.
4. **Méthodes stochastiques:** L'intelligence artificielle (IA) (Algorithmes génétiques (AG), par exemple), a vu son utilisation s'accroître dans le domaine de la conception du transformateur, au cours des dernières années.
5. **Méthodes expérimentales:** c'est une combinaison de données fournies par les mesures avec les méthodes d'analyse ou autres dans le but d'élaborer des modèles efficaces pour la représentation précise des caractéristiques de certains transformateurs.
6. **Méthodes hybrides:** Combinaison d'une ou plusieurs des méthodes citées ci-avant, [61].

II.6. Modélisation électrique et magnétique du transformateur

Nous partons d'une base physique pour obtenir un modèle topologique avec deux approches (l'approche du flux divisé et l'approche du flux intégral), [77]. Et, à partir du modèle topologique, on déduit le schéma équivalent magnétique et de ce schéma on déduit le schéma équivalent électrique par le principe de la dualité.

- Principe de la dualité

Des modèles détaillés incorporant les non-linéarités du noyau, valables pour les simulations des transitoires de basse fréquence, peuvent être obtenus en utilisant le principe de la dualité. Ces modèles sont basés sur le développement d'un circuit magnétique représentant les chemins de flux dans le noyau d'un transformateur et la conversion ultérieure de ce circuit magnétique à un circuit électrique équivalent en utilisant le principe de la dualité.

Ce principe repose sur une méthode qui permet l'analyse du réseau magnétique avec une analogie au réseau électrique. Ainsi, un réseau électrique peut être construit à partir d'un réseau magnétique.

Il est, d'abord, nécessaire d'élaborer la structure physique du circuit magnétique, de sorte qu'il soit possible de reconnaître le flux commun, le flux de fuite et la force magnétomotrice (MMF) pour représenter le réseau magnétique. Enfin, le circuit électrique équivalent du transformateur est obtenu en appliquant les règles de base de la dualité du réseau électrique et magnétique interdépendants (voir Tableau .II.1). En bref, les maillages sont substitués par des nœuds et vice-versa et les sources MMF dans le circuit magnétique deviennent sources de courant dans le circuit électrique, de même que les réluctances deviennent des résistances.

Circuit magnétique	Circuit électrique dual
Force MMF	Tension
Flux magnétique	Courant
Reluctance	Resistance
Mailles	Nœuds
Nœuds	Mailles

Tableau. II.1: Dualité du réseau électrique et magnétique.

Actuellement, l'élément le plus important à considérer pour obtenir un modèle valable est le comportement non-linéaire en raison de la saturation magnétique du noyau, [62], [63]. La représentation du noyau dépend de la fréquence et du niveau d'excitation.

La figure. II.8 montre la représentation traditionnelle et simple du noyau. La résistance R_c représente les pertes, et l'inductance non-linéaire L_m représente la saturation magnétique. La saturation magnétique est traditionnellement décrite à l'aide de la courbe de magnétisation anhystérétique.

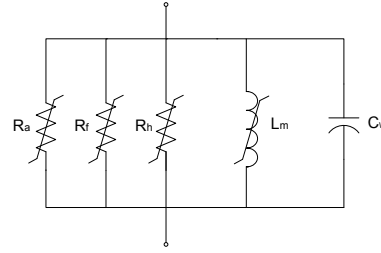
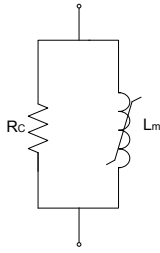


Fig. II.8: Représentation traditionnelle du noyau Fig. II.9: représentation avancée du noyau

La saturation est correctement modélisée si elle est considérée séparément de l'hystérésis. Pour cette raison, un modèle amélioré pour L_m est basé sur la courbe de saturation anhystérétique.

Avec l'approche anhystérétique, un modèle avancé peut être construit. Le modèle représenté sur la figure. II.9 possède des résistances non linéaires qui représentent différentes caractéristiques de pertes présentes dans le transformateur: telles que les pertes d'hystérésis R_h , les pertes par courants de Foucault R_f et les pertes anormales R_a .

L'hystérésis représente les pertes dans un transformateur à noyau en raison du mouvement des parois des domaines magnétiques. Les non-linéarités et les sensibilités au niveau de l'excitation élevée rendent difficile de les modéliser avec précision. Les pertes d'hystérésis peuvent être ajoutées directement à la courbe de saturation. Ceci peut être réalisé soit en modifiant l'équation de la courbe de saturation, soit par l'ajout d'un élément de résistance non-linéaire en parallèle à la courbe de saturation. La résistance ajoute une zone de surface à boucle d'anhystérétique ϕ -i. Cette zone correspond aux pertes à un certain niveau d'excitation. Les pertes par hystérésis peuvent être évaluées en prenant une famille de boucles d'aimantation DC et en leur soustrayant la courbe anhystérétique.

Les pertes par courants de Foucault sont dues à des courants induits dans le noyau de transformateur, les enroulements et la culasse. Les caractéristiques de ces pertes dépendent de la fréquence et du niveau de tension. Les pertes à l'état d'équilibre peuvent être générées assez facilement. Les réponses transitoires sont plus difficiles à modéliser, car la fréquence et le niveau de tension maximale sont inconnus. La seule façon de les modéliser dans le domaine temporel est d'utiliser parallèlement une combinaison en série de résistances et inductances de manière similaire à celle dont la dépendance de la fréquence de la résistance des enroulements est modélisée.

Les pertes anormales sont des pertes dans le noyau qui ne peuvent être expliquées par les autres mécanismes de pertes. Dans les transformateurs standards, ces pertes sont relativement faibles par rapport à celles de l'hystérésis et des pertes par courants de Foucault. Mais dans les nouveaux transformateurs celles-ci peuvent être plus importantes. Parmi les raisons possibles de ces pertes anormales sont: Le manque de mouvements uniformes du domaine, les mouvements du domaine non sinusoïdaux et les densités de flux non sinusoïdaux. Celles-ci augmentent les pertes totales du transformateur.

La représentation des pertes décrite ci-dessus peut être utilisée pour créer la boucle ϕ -i autour de la courbe anhystérétique. La zone à l'intérieur de la boucle ϕ -i est la perte d'énergie pendant une période de fonctionnement à un niveau donné d'excitation. Toutes ces pertes peuvent être modélisées avec des résistances non-linéaires et représentées sur la courbe ϕ -i, [65].

II.7. Modélisation d'un transformateur monophasé

Description des modèles du transformateur monophasé core utilisé en simulation.

1. Modèle en T

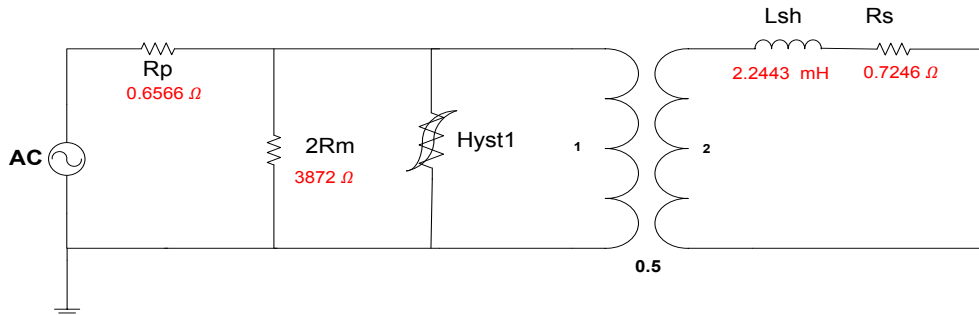


Fig. II.10. Modèle en T du transformateur monophasé.

Les paramètres de ce modèle ont été obtenus expérimentalement (voir Tableau II.2) par des essais à vide et en court circuit: R_p et R_s sont les résistances des enroulements primaire et secondaire L_{sh} est l'inductance de fuite équivalente de L_p et L_s , M représentant respectivement l'inductance de fuite au primaire, au secondaire et l'inductance mutuelle L_{sh} est définie par la relation:

$$L_{sh} = L_p + L_s - 2M \quad (\text{II.4})$$

L'introduction de l'hystérésis Hyst1 dans le modèle en T est obtenue avec l'interpolateur d'hystérésis (Hystérésis Fitter) hf1t1, qui est une fonction du logiciel EMTP-RV donnant la courbe du cycle majeur d'hystérésis.

Paramètres du Transformateur Monophasé core	Valeurs
Tension primaire nominale (V)	220
Tension secondaire nominale (V)	110
Nombres de spires au primaire	282
Nombres de spires au secondaire	141
R_p (Ω)	0.6
R_s (Ω)	0.7
L_{sh} (mH)	2.243
R_m (Ω)	7744

Tableau II.2 Paramètres électriques du transformateur monophasé core

L'introduction du cycle d'hystérésis dans le modèle en T, implique que seules les pertes par courant de Foucault doivent être modélisées avec une résistance. Ainsi $R_{ed} = 2R_m$, avec R_m résistance des pertes fer, dans le modèle traditionnel en T, représentée en parallèle avec une inductance non-linéaire L_m .

Car à 50 Hz, on considère que $R_{ed} = R_{hysteresis}$ et lorsque le transformateur est à vide nous avons que $R_m = 2R_{ed} // 2R_{hysteresis}$ [66].

R_{ed} et Hyst1 dans la branche magnétisante décrivent le comportement du noyau magnétique incluant la saturation, l'hystérésis et les courants de Foucault.

2. Modèle en Π

Le modèle en Π pour le transformateur monophasé est représenté sur la figure. II.11. Ce modèle qui utilise le principe de dualité a seulement une inductance de fuite au milieu L_{sh} et deux branches de magnétisations non-linéaires et dépendantes de la fréquence. Ce modèle est tiré de l'approche du flux intégral. Les paramètres de ce modèle sont obtenus en utilisant les mêmes informations que celle obtenue avec le modèle en T, en multipliant par deux les paramètres de magnétisation, les relations entre les paramètres du modèle en T et en Π sont définies par l'Eq. (II.5).

$$R_c = R_y = 2.R_m \quad \text{et} \quad L_c = L_y = 2.L_m \tag{II.5}$$

3. Modèle en Π modifié

Les modifications que nous avons apportées au modèle en Π sont basées sur le remplacement de la courbe anhystérétique dans le modèle ensuite nous effectuons les changements suivants:

On remplace la courbe anhystérétique, dans le modèle en Π , dans les inductances L_y et L_c par la fonction $\phi = f(i)$ Ils sont représentés respectivement par deux courbes d'hystérésis Hyst1 and Hyst2. Comme nous avons introduit les cycles d'hystérésis, les résistances R_y et R_c représentent dans ce cas uniquement les pertes par courants de Foucault. On remplace donc ($R_c = R_y = 2.R_m$) par ($R_c = R_y = R_m$) La figure. II.12 montre le schéma équivalent en Π modifié avec les corrections apportées au modèle en Π .

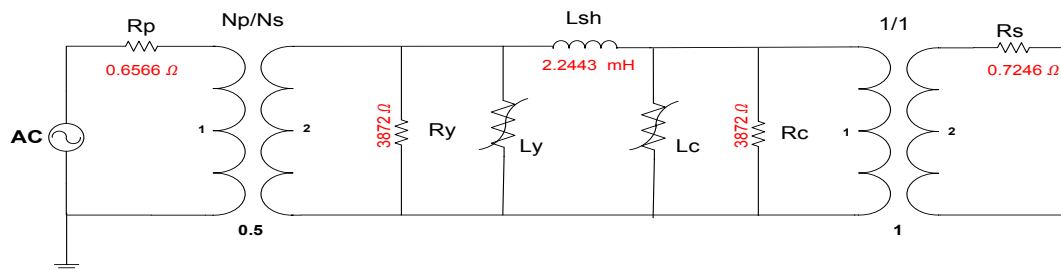


Fig. II.11. Schéma équivalent en Π du transformateur monophasé

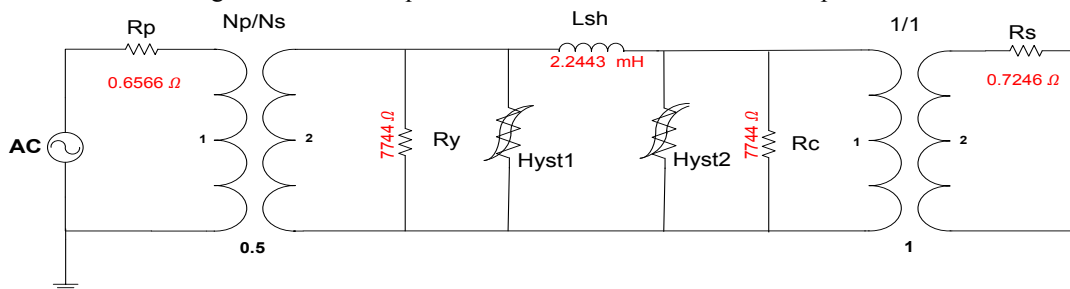


Fig. II.12. Schéma équivalent en Π modifié du transformateur monophasé

II.8. Modélisation par Éléments Finis avec le logiciel FLUX2D

1. Composants structuraux du transformateur triphasé asymétrique

La modélisation est réalisée sur un transformateur triphasé à trois colonnes asymétrique donc à flux forcé, et est réalisée avec l'application Magnétique Transitoire (magnétodynamique).

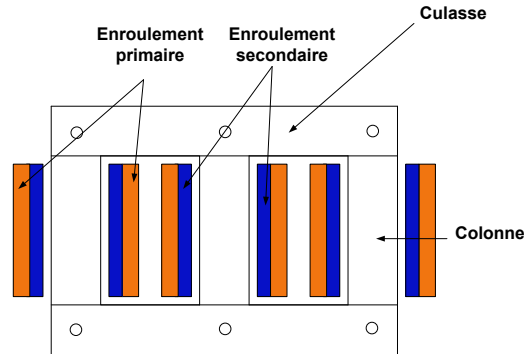


Fig. II.13 Schéma du transformateur triphasé étudié

La construction du modèle du transformateur triphasé asymétrique de notre cas d'étude est réalisée selon les caractéristiques électriques, les paramètres du modèle vectorielle de J-A inverse ainsi que les paramètres géométriques indiqués dans le Tableau II.3 et dans les figures. II.14 et 15. Le circuit magnétique du transformateur est composé de tôles ETI30-35 ayant une épaisseur de 0,35 mm. Le bobinage est, quant à lui, constitué de 6 enroulements concentriques de forme cylindrique avec deux bobines par colonne.

Paramètres du Transformateur Triphasé	Valeurs
Tension primaire nominale (V)	220
Tension secondaire nominale (V)	127
Nombres de spires au primaire	250
Nombres de spires au secondaire	153
$R_p (\Omega)$	0.6566
$R_s (\Omega)$	0.72466
$a (A/m)$	22.05
α	9.22×10^{-6}
$k (A/m)$	10.62
$M_s (A/m)$	1810000
c	0.15

Tableau II.3 Paramètres électriques et magnétiques

2. Paramètres géométriques

Les paramètres géométriques du noyau magnétique et ceux des enroulements sont représentés respectivement sur les figures. II.14 et 15.

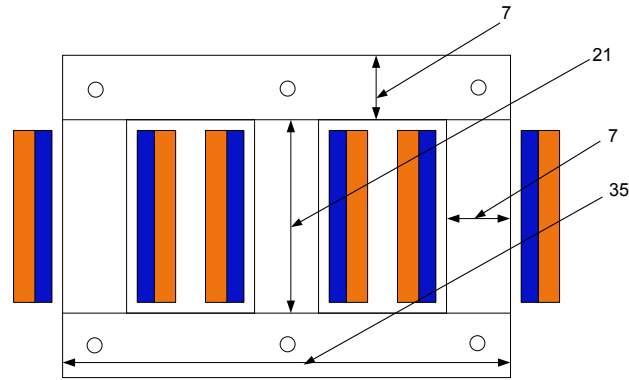


Fig. II.14. Paramètres géométriques du noyau magnétique (cm)

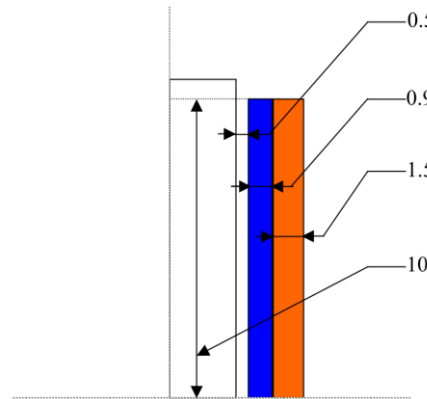


Fig. II.15. Paramètres géométriques des enroulements électriques

3. Maillage

La méthode des éléments finis permet de résoudre de manière discrète des équations aux dérivées partielles. Elle s'appuie pour cela sur un échantillonnage du domaine étudié, que l'on nomme maillage. Plus ce dernier sera dense et plus la solution sera précise, mais cela a un coût élevé en termes de mémoire informatique. Il est donc essentiel de générer un maillage qui soit raffiné dans les zones qui le nécessitent et plus lâche dans le reste du domaine. En d'autres termes, le maillage doit être adapté à la fois à la géométrie et à la physique du problème, [66].

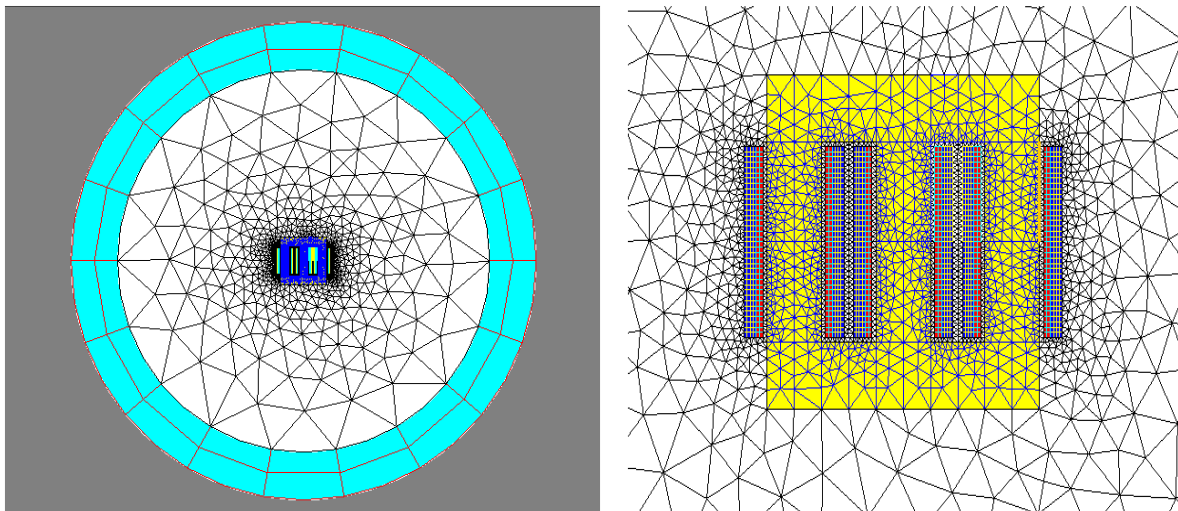


Fig. II.16. Maillage du domaine du transformateur triphasé étudié

Les conditions au limites sont prise à l'aide d'une boîte infinie .Dans notre étude, nous choisissons de prendre un rayon interne égal à 1400 mm et une étude externe à 1750 mm sachant que la longueur du transformateur est de 350 mm .La boîte infinie est décrite par deux cercles superposés en forme de disque. Le cercle externe représente l'image de l'infini. L'utilisation de cette boîte infini suppose implicitement un potentiel magnétique nul à l'infini.

4. Application physique

Dans le cas de notre étude, on utilisera l'application Magnétique Transitoire car elle traite des courants variables (régime variable / régime transitoire). Les équations électromagnétiques du modèle élément fini sont résolues par FLUX2D [68].

Les équations utilisées pour la résolution sont:

- Les équations de Maxwell;
- Les équations constitutives de la matière.

Les conditions de calcul pour une application Magnétique Transitoire sont les suivantes:

- Les variables d'état dépendent du temps et l'étude est temporelle, ce qui donne: $\frac{d}{dt} \neq 0$
- Les calculs concernent seulement les champs B , H et E (le champ électrique D n'étant pas calculé).

A basse fréquence, les équations en champ électrique E et D et les équations en champ magnétique B et H peuvent être découplées.

Les équations de Maxwell peuvent alors s'écrire différemment pour les systèmes magnétiques et les systèmes électriques :

- une écriture pour les systèmes magnétiques,
- une autre écriture pour les systèmes électriques.

Cette séparation dépend des matériaux, des fréquences de travail et de la taille du domaine d'étude. Elle est habituellement considérée comme valable pour des fréquences $f < 1$ à 10 GHz.

Pour un système magnétique, on se place dans l'hypothèse des régimes quasi-stationnaires et on néglige la variation de l'induction électrique D en fonction du temps (les courants de déplacement sont négligés). Cette hypothèse reste vraie tant que la fréquence ne dépasse pas une certaine limite.

Cela se traduit par la nullité du terme $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ dans l'équation de Maxwell-Ampère.

Équation de Maxwell-Faraday

$$\text{rot}(\vec{E}) = -\frac{d\vec{B}}{dt} \quad (\text{II.6})$$

Loi de conservation du flux magnétique

$$\text{div}(\vec{B}) = 0 \quad (\text{II.7})$$

Équation de Maxwell-Ampère

$$\text{rot}(\vec{H}) = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{II.8})$$

Caractéristique des milieux conducteurs

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (\text{II.9})$$

Caractéristique des milieux magnétiques

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (\text{II.10})$$

E : Champ électrique (en V/m)

B : Induction magnétique (en T)

H : Champ magnétique (en A/m)

J : Densité de courant (en A/m²)

σ : Conductivité du milieu (en S)

μ : Perméabilité du milieu (en H/m)

L'équation principale pour la caractérisation magnétique des matériaux peut être mise sous la forme

$B(H)$ exprimée par:

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \Rightarrow \begin{cases} \vec{B} = \mu_r \mu_0 \vec{H} \\ \vec{B} = \mu_r \mu_0 \vec{H} + \vec{B}_r \end{cases} \quad (\text{II.11})$$

Où,

μ_0, μ_r : Perméabilité respectivement dans l'air et relative du matériau

\vec{B}_r : Induction rémanente

Afin de résoudre ces équations deux modèles sont utilisés: Le modèle vectorielle qui utilise le vecteur potentielle magnétique noté \vec{A} et le modèle scalaire qui utilise des potentiels scalaires magnétiques noté ϕ_{tot} ou ϕ_{red} . Dans le cas d'étude i.e., c'est le modèle vectoriel 2D du transformateur triphasé asymétrique qui est utilisé par défaut par le logiciel FLUX2D.

L'équation de Maxwell-Faraday implique la présence d'un potentiel électrique scalaire V , tel que :

$$\vec{E} = -(\partial \vec{A} / \partial t) - \overrightarrow{grad} V \quad (\text{II.12})$$

L'équation résolue par la méthode des éléments finis dans l'application Magnétique Transitoire est alors:

$$div(V_0 [V_r] rot(\vec{A}) - \vec{H}_c) + [\sigma] (\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \overrightarrow{grad} V) = 0 \quad (\text{II.13})$$

Où,

$[V_r]$: Tenseur de reluctivité magnétique du milieu

V_0 : Reluctivité du vide, $V_0 = \frac{1}{\mu_0} = \frac{1}{4\pi \cdot 10^{-7}}$ (en m/H)

\vec{A} : Potentiel vecteur magnétique (en Wb/m)

\vec{H}_c : Champ coercitif (en A/m)

$[\sigma]$: Tenseur de conductivité du milieu (en S)

V : Potentiel scalaire électrique (en V)

Et les variables d'état sont le vecteur potentiel magnétique \vec{A} et Le potentiel scalaire électrique V .

5. Intégration de l'hystérésis dans le modèle Élément Fini

La modélisation de l'hystérésis au niveau du comportement magnétique B(H) consiste à intégrer l'hystérésis dans la loi de résolution directe du problème. Le modèle vectoriel inverse de Jiles-Atherton est utilisé comme modèle d'hystérésis. Nous avons intégré l'hystérésis dans le logiciel FLUX2D grâce à une fonction utilisateur externe nommé "subroutine utilisateur" écrite dans un langage appelé Groovy. Ce langage "orienté objet" est développé sous une Plateforme Java [67].

Le modèle de Jiles-Atherton a été expliqué en détail au chapitre 1. Les courants en régime permanent obtenus avec le modèle FLUX2D sont représentés sur les figures. II.17 à 19.

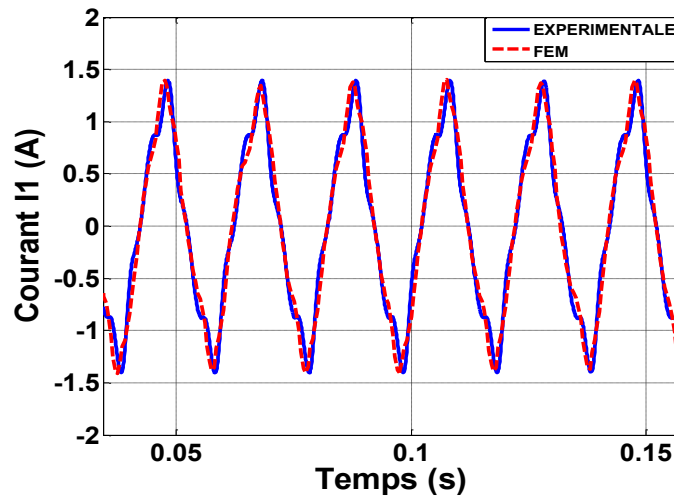


Fig. II.17. Comparaison du courant expérimental à vide de la phase 1 et par éléments finis

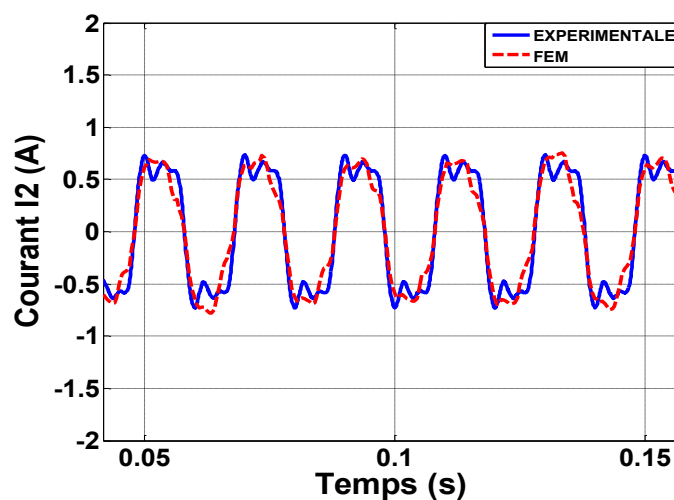


Fig. II.18. Comparaison du courant expérimental à vide de la phase 2 et par éléments finis

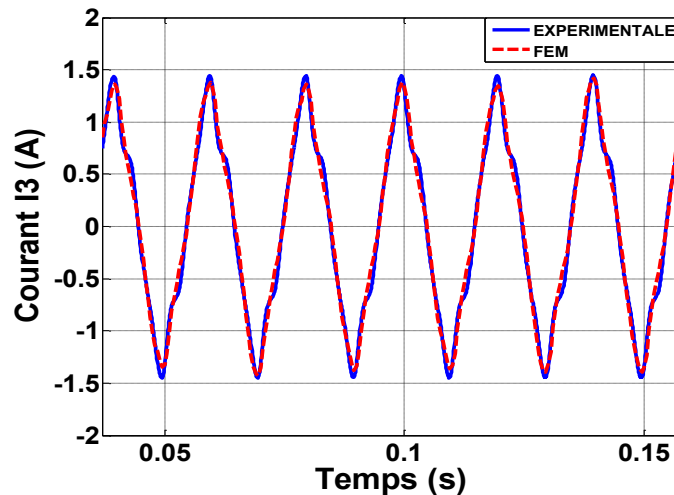


Fig. II.19. Comparaison du courant expérimental à vide de la phase3 et par éléments finis

II.9. Modèle de Tellinen appliqué au transformateur

La modélisation du transformateur triphasé à l'aide du modèle d'hystérésis de Tellinen tient compte des propriétés d'un couplage électrique en raison des connexions entre les enroulements, d'un couplage magnétique entre les colonnes du transformateur, de la caractéristique magnétique non-linéaire du noyau, de la prise en compte des pertes ohmiques, de l'hystérésis ainsi que des pertes par courants de Foucault. Compte tenu de ces propriétés, nous avons élaboré sous l'interface Matlab/Simulink le modèle du transformateur triphasé asymétrique avec comme propriété essentielle d'être un modèle dynamique qui tient compte des phénomènes électromagnétiques en basse fréquence.

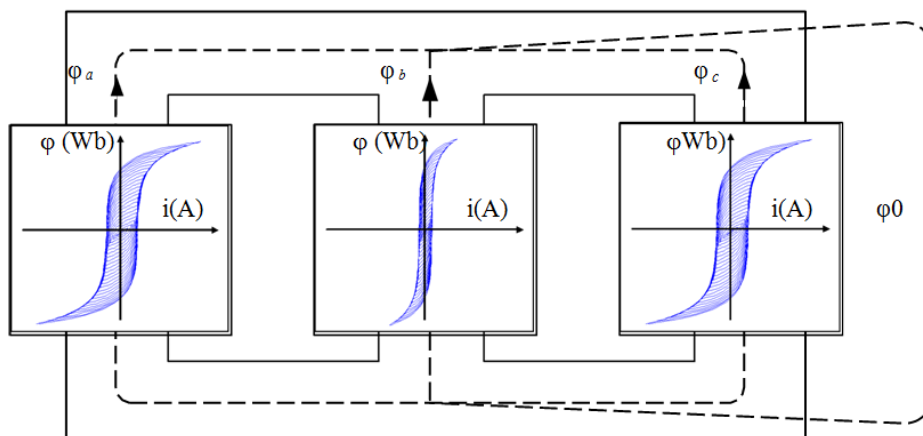


Fig. II.20. Modèle proposé pour le transformateur triphasé asymétrique associé au modèle de Tellinen pour chaque colonne du transformateur

Exceptés quelques modèles de transformateur qui tiennent en compte de l'effet du couplage magnétique entre les colonnes du transformateur, notamment ceux qui utilisent les éléments finis [68] et également l'asymétrie de ces transformateurs due à la différence de réductance des colonnes de la phase centrale et celle des colonnes des phases d'extrémité, la prise en compte de l'hystérésis comme phénomène primordial dans l'étude des phénomènes en basse fréquence a rarement été étudiée. Les travaux [69, 70] indiquent que peut-être l'approche la plus prometteuse consiste à adopter une

représentation topologique basée sur le principe de la dualité pour les transformateur triphasés permettant ainsi de représenter les paramètres magnétiques par des paramètres électriques.

1. Circuit électrique du transformateur triphasé asymétrique

Le couplage du transformateur est en étoile/étoile, (figure. II.21), et les paramètres du transformateur sont les résistances linéaires ohmiques, l'hystérésis et les pertes par courants de Foucault, alors que les flux de fuites sont représentés par des inductances linéaires. Les tests à vide et en court circuit sont effectués pour l'obtention des paramètres.

Les équations décrivant le circuit électrique sont alors:

$$v_{p,x}(t) = R_{p,x} \cdot i_{p,x}(t) + L_{p,x} \cdot \frac{di_{p,x}(t)}{dt} + \frac{d\lambda_{p,x}(t)}{dt} \quad (\text{II.14})$$

$$v_{s,x}(t) = R_{s,x} \cdot i_{s,x}(t) + L_{s,x} \cdot \frac{di_{s,x}(t)}{dt} + \frac{d\lambda_{s,x}(t)}{dt} \quad (\text{II.15})$$

($x = a, b, c$)

Où $v_{p,x}$, $v_{s,x}$, $i_{p,x}$, $i_{s,x}$, $\lambda_{p,x}$ et $\lambda_{s,x}$ sont respectivement les tensions primaire/secondaire, les courants et les flux des enroulement primaire/secondaire. Les résistances et les inductances sont représentées respectivement par $R_{p,x}$, $R_{s,x}$, $L_{p,x}$ et $L_{s,x}$. Les tensions induites sont générées par des sources de tension contrôlées basées sur la loi de Faraday comme déterminé par le circuit magnétique.

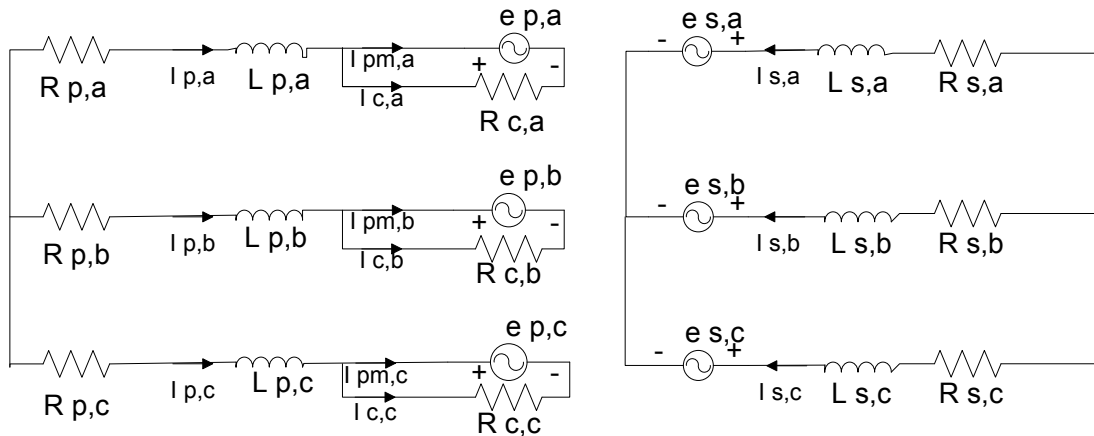


Fig. II.21 Modèle équivalent électrique pour le transformateur triphasé asymétrique (étoile/étoile)

2. Circuit magnétique du transformateur triphasé asymétrique

Le circuit magnétique complet consiste en la présence des réluctances non-linéaires pour les trois colonnes ($\mathcal{R}_a, \mathcal{R}_b, \mathcal{R}_c$), et 4 culasses ($\mathcal{R}_{ab}, \mathcal{R}_{cb}, \mathcal{R}_{ba}, \mathcal{R}_{bc}$) avec des réluctances de fuite magnétique (figure. II.22). La détermination de ces réluctances nécessite des données extrêmement précises sur les dimensions géométriques ainsi que des caractéristiques magnétiques qui ne sont pas pratiquement réalisables. Dans notre cas d'étude, nous avons simplifié le modèle en réduisant le circuit magnétique à trois réluctances ($\mathcal{R}_a, \mathcal{R}_b, \mathcal{R}_c$), les réluctances ($\mathcal{R}_{aa}, \mathcal{R}_{bb}, \mathcal{R}_{cc}$) sont très grandes et peuvent être approximées par une seule réluctance linéaire (\mathcal{R}_0) qui représente le passage du flux à travers l'air

(figure. II.23), obtenue par la séquence homopolaire décrite dans [29]. Les FMM développées dans les enroulements primaires ($F_{p,a}, F_{p,b}, F_{p,c}$) et secondaires ($F_{s,a}, F_{s,b}, F_{s,c}$) sont également représentées par $F_p = N_p \cdot i_{pm}$ et $F_s = N_s \cdot i_{sm}$.

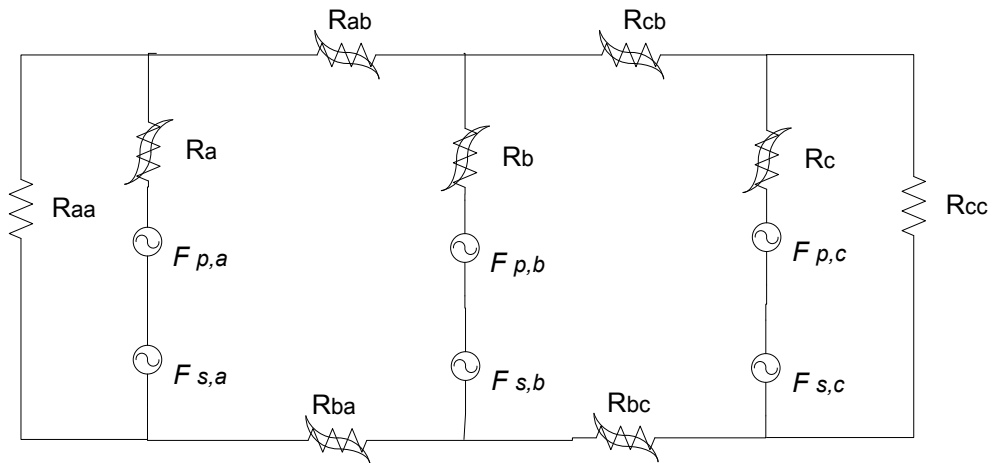


Fig. II.22. Circuit Magnétique équivalent complet.

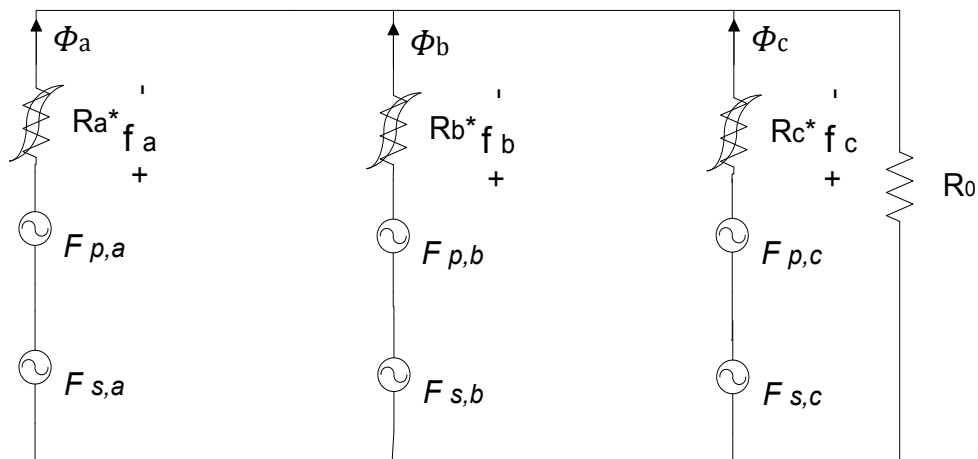


Fig. II.23. Circuit équivalent magnétique réduit

La figure. II.23 montre le circuit magnétique simplifié obtenu. Nous soulignons qu'avec un tel circuit, l'effet d'hystérésis est pris en compte dans chaque partie du modèle du noyau magnétique et les tests expérimentaux donnent la caractéristique magnétique de chaque colonne du transformateur, [70].

Les réluctances non-linéaires de chaque colonne sont réalisées par des sources de courant dépendant de la FMM développée pour la colonne f_x , (figure. II.25). Ces sources de courant font partie d'un block désigné afin de modéliser l'hystérésis dynamique, (figure. II.26).

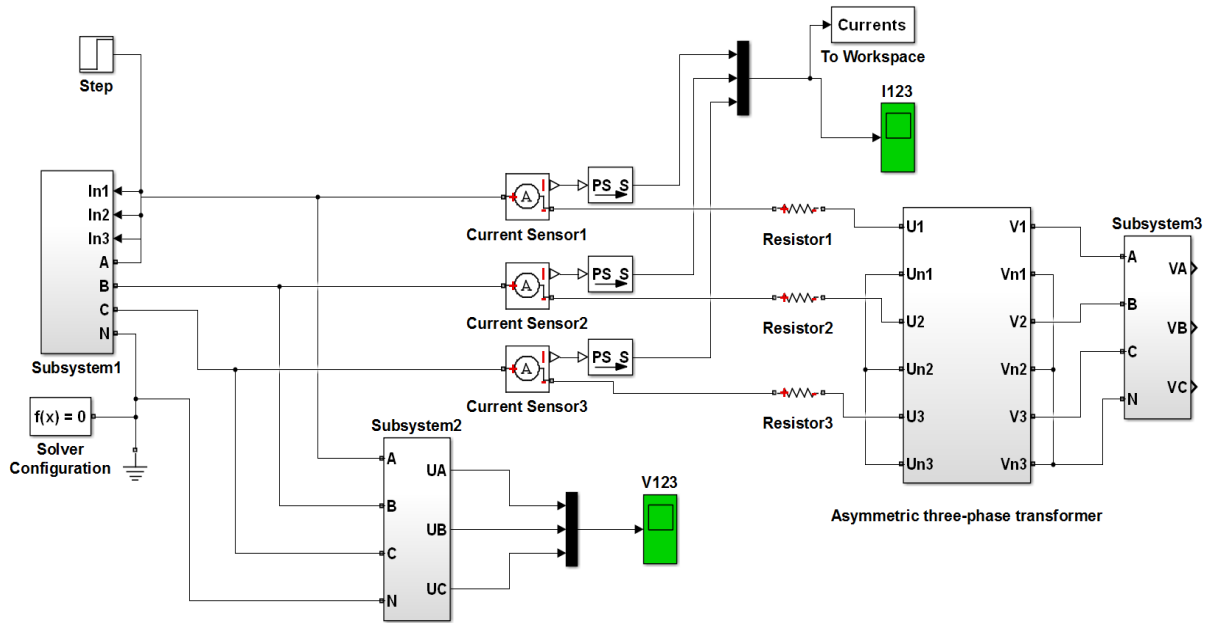


Fig. II.24. Modèle électromagnétique dynamique pour le transformateur triphasé asymétrique associé au modèle d'hystérésis de Tellinen

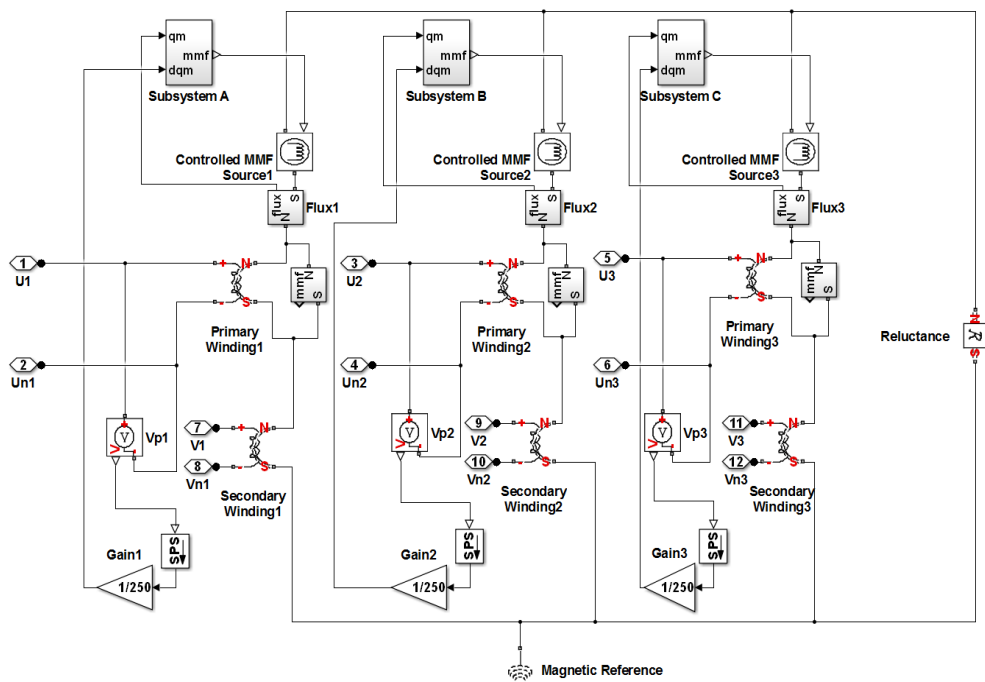


Fig. II.25. Sous-système Matlab/Simulink du Transformateur triphasé asymétrique

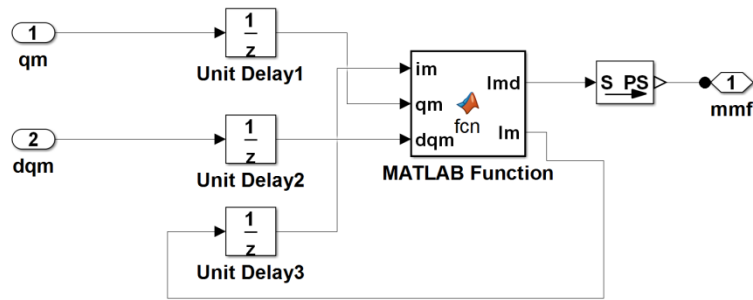


Fig. II.26.Sous-système A, B, C sous environnement Matlab/Simulink

3. Intégration du modèle d'hystérésis dans les 3 colonnes du transformateur asymétrique

Afin d'intégrer l'hystérésis et de prendre en compte le comportement asymétrique du transformateur, chaque colonne du transformateur est modélisée avec sa propre courbe d'hystérésis. Le modèle d'hystérésis utilisé permet d'intégrer le comportement dynamique et les variables utilisées ne sont plus l'induction magnétique $B(T)$ et le champ magnétique $H(A/m)$ mais respectivement le flux magnétique $\phi_x(Wb)$ et la FMM $f_x(A)$. Ainsi les équations deviennent :

$$\frac{d\phi_x}{dt} = \frac{df_x}{dt} \left[\rho_x + \frac{\phi_x^-(f_x) - \phi_x(f_x)}{\phi_x^-(f_x) - \phi_x^+(f_x)} \left[\frac{d\phi_x^+(f_x)}{df_x} - \rho_x \right] \right] \quad \text{si } \frac{d\phi_x}{dt} \geq 0 \quad (\text{II.16})$$

$$\frac{d\phi_x}{dt} = \frac{df_x}{dt} \left[\rho_x + \frac{\phi_x(f_x) - \phi_x^+(f_x)}{\phi_x^-(f_x) - \phi_x^+(f_x)} \left[\frac{d\phi_x^-(f_x)}{df_x} - \rho_x \right] \right] \quad \text{si } \frac{d\phi_x}{dt} < 0 \quad (\text{II.17})$$

Avec $(x = a, b, c)$

Où ϕ_x^+ , ϕ_x^- et ϕ_x sont respectivement les limites ascendante et descendante de la fonction d'hystérésis ainsi que le flux instantané. ρ_x est la pente de la région saturée de la courbe limite de l'hystérésis.

Ainsi dans les équations précédentes, les limites ascendante et descendante de la fonction d'hystérésis (ϕ_x^+ , ϕ_x^-) doivent être définies et évaluées. La fonction non-linéaire utilisée est :

$$\phi(f) = \text{sgn}(f) \cdot \alpha \log_e(\beta |f| + 1) \quad (\text{II.18})$$

Cette fonction nécessite seulement deux paramètres α , β qui sont choisis pour contrôler respectivement la partie verticale et celle horizontale de la fonction $\phi(f)$, tout comme le modèle de Tellinen décrit au chapitre 1.

Ainsi, en décalant la fonction précédente vers la gauche ou vers la droite avec σ_x , les limites ascendante et descendante de la fonction d'hystérésis du cycle majeur seront définies. Le paramètre σ_x contrôle la largeur du cycle d'hystérésis.

$$\phi_x^+(f_x) = \text{sgn}(f_x - \sigma_x) \cdot \alpha_x \log_e(\beta_x |f_x - \sigma_x| + 1) \quad (\text{II.19})$$

$$\phi_x^-(f_x) = \text{sgn}(f_x + \sigma_x) \cdot \alpha_x \log_e(\beta_x |f_x + \sigma_x| + 1) \quad (\text{II.20})$$

$(x = a, b, c)$

Les termes $\frac{d\phi_x^\pm(f_x)}{df_x}$ représentent les pentes des limites ascendante et descendante. Ils sont déterminés par:

$$\frac{d\phi_x^\pm(f_x)}{df_x} = \frac{\alpha_x \beta_x}{\beta_x |f_x \pm \sigma_x| + 1} \quad (\text{II.21})$$

($x = a, b, c$)

Les paramètres du modèle dynamique d'hystérésis de Tellinen obtenus sont présentés dans le Tableau II.4

Phase 1	Phase 2	Phase 3
$\alpha_1 = 7.808 \times 10^{-4}$	$\alpha_2 = 7.808 \times 10^{-4}$	$\alpha_3 = 7.808 \times 10^{-4}$
$\beta_1 = 0.3214$	$\beta_2 = 0.3214$	$\beta_3 = 0.3214$
$\sigma_1 = 9.52$	$\sigma_2 = 4.76$	$\sigma_3 = 9.52$
$\sigma_{e(1)} = 26.25$	$\sigma_{e(2)} = 13.125$	$\sigma_{e(3)} = 26.25$

Tableau II.4 Paramètres du modèle dynamique de Tellinen

Les courants en régime permanent obtenus avec le modèle de Tellinen sont représentés sur les figures. II.27 à 29.

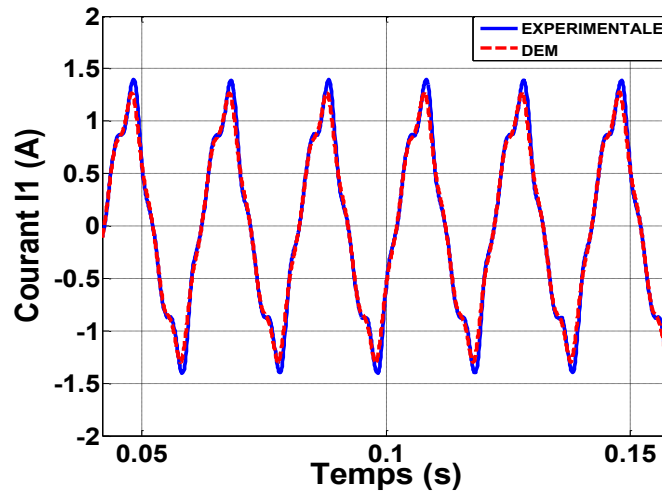


Fig. II.27. Comparaison entre le courant expérimental à vide et celui du modèle de Tellinen (phase 1)

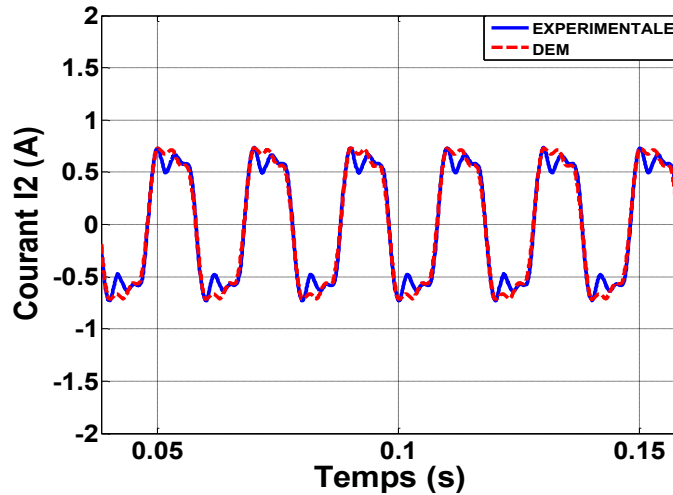


Fig. II.28. Comparaison entre le courant expérimental à vide et celui du modèle de Tellinen (phase 2)

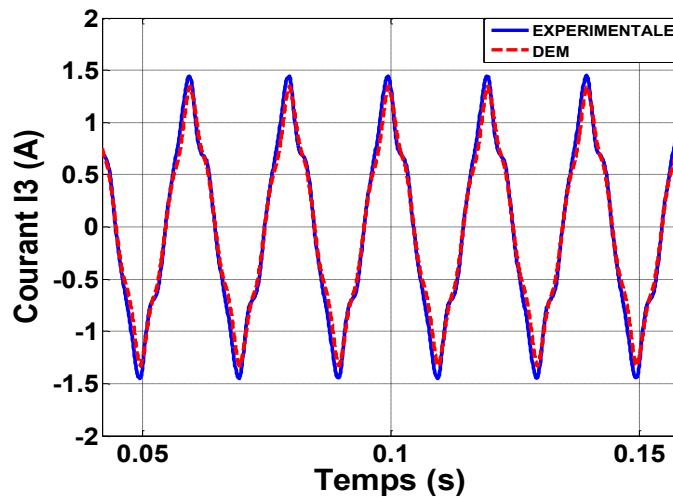


Fig. II.29. Comparaison entre le courant expérimental à vide et celui du modèle de Tellinen (phase 3)

II.10. Comparaison des courants à vide en régime permanent entre ceux des modèles et ceux des essais expérimentaux

Pour la comparaison des résultats obtenus à partir des modèles DEM et FEM avec ceux expérimentaux, nous avons utilisé les critères de l'erreur quadratique moyenne définie par l'équation (II.22):

$$RMS = \frac{\sqrt{\frac{n}{I} \sum x_{ref}^2} - \sqrt{\frac{n}{I} \sum x_{sim}^2}}{\sqrt{\frac{n}{I} \sum x_{ref}^2}} \quad (II.22)$$

Où x_{ref} le résultat expérimental et x_{sim} résultat de la simulation.

La comparaison des courants expérimentaux à l'état permanent entre les modèles DEM et FEM montre que ce dernier donne de meilleurs résultats, Tableau II.5.

Erreur RMS	DEM	FEM
I_1 (%)	2.3096	3.3174
I_2 (%)	2.5842	5.4670
I_3 (%)	3.2298	4.9083

Tableau II.5 Comparaison de l'erreur entre les modèles DEM et FEM des trois phases

II.11. Analyse de la saturation magnétique

Le transformateur, consomme une quantité importante de courant réactif après une chute de tension du fait de la saturation du noyau du transformateur. Ainsi, afin d'obtenir une simulation réaliste pendant les perturbations du réseau, les phénomènes de saturation doivent être modélisés avec précision. Il existe de nombreuses situations qui contribuent à la saturation du noyau magnétique. Voici quelques exemples courants :

1. *Sous excitation normale*

Même dans des conditions d'excitation normale, le noyau du transformateur peut entrer dans la région de saturation et commence à générer des harmoniques dans le courant d'excitation. Le degré de saturation dépend de la conception du transformateur.

2. *Surexcitation*

La surexcitation est essentiellement causée par une surtension. Ce problème est particulièrement pénalisant dans le cas des transformateurs reliés au redresseur d'une grande usine après le rejet de charges.

3. *Convertisseurs d'électronique de puissance*

Les convertisseurs comme par exemple les cycloconvertisseurs peuvent augmenter des courants continus DC appelées aux transformateurs, lorsqu'ils sont placés du côté secondaire du transformateur. Les noyaux de transformateur sont polarisés par ces courants de charge et conduisent à la saturation.

4. *Les courants géomagnétiques induits*

Ces courants que nous allons traiter longuement dans le chapitre 4 sont des courants quasi continus qui circulent dans le neutre des transformateurs causant ainsi une polarisation DC du transformateur et une saturation de son noyau magnétique [71]

II.12. Courant d'appel dans le transformateur

Les courants d'appel dans les transformateurs apparaissent dans l'enroulement primaire du transformateur connecté à une source alternatif AC.

II.12.1. Interprétation physique et mathématique

Considérons l'équation

$$v = \frac{d\phi}{dt} \quad (\text{II.23})$$

Où ϕ et V sont respectivement le flux instantané dans le noyau magnétique et la tension aux bornes de l'enroulement primaire.

Ainsi d'après l'équation (II.23), la variation du flux instantané dans le noyau de transformateur est proportionnelle à la tension aux bornes de l'enroulement primaire. En régime sinusoïdal établi, les 2 courbes de tension et de flux sont déphasées de 90° . Mais durant l'enclenchement, le flux doit démarrer de zéro, ainsi la tension continue de croître en commençant de zéro, le flux magnétique atteindra approximativement le double de la valeur du pic dans le fonctionnement normal, [101]. Cet excès de flux dû à la caractéristique non-linéaire de la courbe de magnétisation provoque la saturation du transformateur. Durant la saturation, une valeur importante du courant primaire crée la FMM nécessaire pour générer le flux magnétique.

L'équation générale donnant l'amplitude du courant d'appel dans les réseaux électrique en fonction du temps est:

$$i(t) = \frac{\sqrt{2}V_m}{Z_t} \cdot K_w \cdot K_s \cdot (\sin(\omega t - \varphi) - e^{-\frac{(t-t_0)}{\tau}} \cdot \sin(\alpha)) \quad (\text{II.24})$$

Où V_m est la tension maximale appliquée, Z_t est l'impédance totale incluant le système et φ l'angle d'enclenchement.

t : Temps en secondes et t_0 : l'instant où le noyau se sature

τ : Constante temporelle des enroulements du transformateur sous les conditions d'enclenchement

α : Fonction de t_0

K_w : Facteur lié au couplage des phases du transformateur

K_s : Facteur relié à la tension de court-circuit dans le cas des transformateurs de puissance. [72]

Aussi le maximum atteint par le courant d'appel est représenté par plusieurs équations basées sur la théorie du transformateur monophasé. Le courant d'appel dans un transformateur triphasé peut être calculé à partir des équations analytiques du transformateur monophasé ainsi que sur un facteur empirique. Ce facteur tient compte du nombre de phases, de la construction du noyau ferromagnétique et du couplage du transformateur. L'équation la plus simple est celle de Bertagnolli [74]. Elle est basée sur simplification de l'équation (II.24). Elle est utilisée surtout pour sa simplicité et sa rapidité de calcul.

$$i_{peak} = \frac{\sqrt{2}V_m}{\sqrt{(w \cdot L_{air-core})^2 + R_W^2}} \cdot \left(\frac{2 \cdot B_N + B_R - B_S}{B_N} \right) \quad (\text{II.25})$$

où

V_m : Tension maximale appliquée

$L_{air-core}$: Inductance de magnétisation du transformateur

R_W : Résistance DC totale du transformateur

B_N : Densité nominale du noyau du transformateur

B_R : Densité de flux rémanent du noyau du transformateur

B_s : Densité de flux de saturation du noyau du transformateur

$$\tau = \frac{2.L_{air-core}}{R_W} \quad (II.26)$$

La formule analytique proposée par Specht [75] est plus précise sachant que la densité du flux rémanent du noyau du transformateur B_R est prise en compte seulement durant la saturation ($B > B_s$).

$$i_{peak} = \frac{\sqrt{2}V_m}{\omega.L_{air-core}} \cdot \left(1 - \frac{B_s - B_N - \tilde{B}_R(n)}{B_N}\right) \quad (II.27)$$

$$\tilde{B}_R(n) = \tilde{B}_R(n-1) - B_N \cdot \frac{R_W}{\omega L_{air-core}} \cdot 2(\sin \theta - \theta \cos \theta) \quad (II.28)$$

Holcomb [76] propose une équation analytique plus complète du courant d'appel:

$$i(t) = \frac{\sqrt{2}V_m}{\sqrt{(\omega.L_{air-core})^2 + R_W^2}} \cdot (\sin(\omega t - \phi) - e^{-\frac{-R_W}{L_{air-core}}(t-t_s)} \sin(\omega t_s - \phi)) \quad (II.29)$$

$$\phi = \tan^{-1} \frac{\omega.L_{air-core}}{R_W} \quad (II.30)$$

avec t_s , l'instant où le noyau commence à se saturer ($B(t) > B_s$). Ainsi le courant d'appel est différent de zéro pour t compris entre t_0 et t_s . t_0 est le temps où le courant d'appel atteint zéro à chaque cycle. Les équations (II.25) et (II.27) donnent seulement l'enveloppe du courant d'appel, et pas la courbe réelle. Par contre, l'éq.II.299 d'Holcomb [76] permet de calculer analytiquement le courant d'appel.

II.12.2.Facteurs affectant l'amplitude du courant d'appel

De nombreux facteurs contribuent à l'amplitude des courants développés dans le transformateur. Ces facteurs peuvent être définis comme suit:

- L'instant d'allumage ou de mise sous tension du transformateur
- La caractéristique de saturation et le flux résiduel dans le noyau magnétique du transformateur
- Les éléments résistifs série des enroulements primaires et de la source d'alimentation
- Les connexions du transformateur ainsi que la structure du noyau magnétique

Comme on peut le constater des équations (II.24) et (II.25), les valeurs des courants d'appel dépendent des paramètres du transformateur et des conditions d'alimentation. Dans ce qui suit, on étudiera l'effet de certains paramètres sur les courants d'appel à l'aide des modèles décrits précédemment.

Dans ce paragraphe, une étude est effectuée sur les différents modèles développés monophasés (EMTP-RV et Tellinen) pour un même angle d'allumage $\theta = 90^\circ$ sur le transformateur monophasé

"core" déjà présenté la figure.II.4. Une comparaison des résultats issus des modèles avec ceux expérimentaux est également effectuée.

II.12.3.Modèles étudiés

1. Modèles monophasés sous EMTP-RV

Les figures II.30 à 32 montrent quelques différences notamment dans les pics des courants d'appel du transformateur. Cela est dû au fait que dans le logiciel EMTP-RV la réactance d'hystérésis est représentée par une courbe du flux en fonction du courant. Nous avons choisi de ne pas intégrer les conditions initiales dans le logiciel ainsi le flux rémanent est nulle. Cela est également dû aux difficultés liées au calcul et aux faibles valeurs de ϕ_0 , [73, 74].

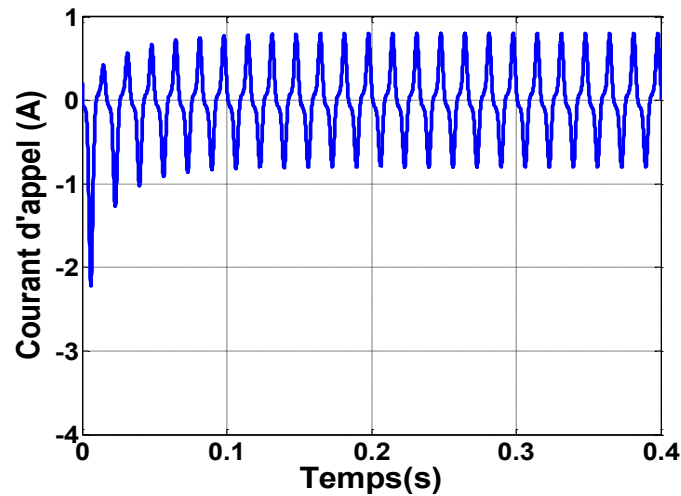


Fig. II.30. Courant d'appel expérimental du transformateur monophasé type core

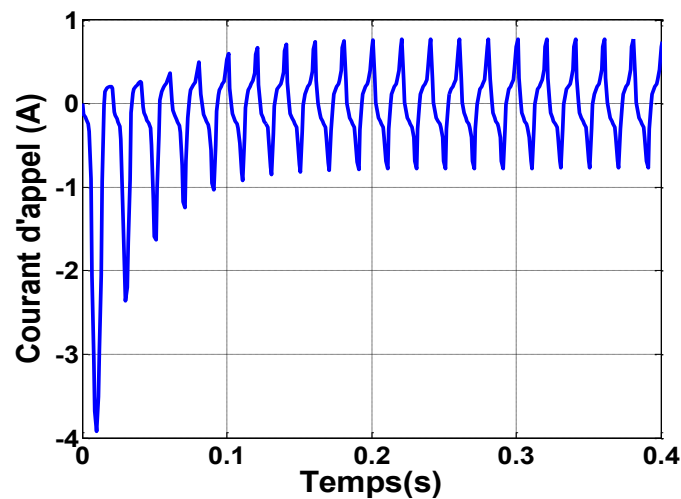


Fig. II.31. Courant d'appel du modèle en Π modifié du transformateur monophasé type core

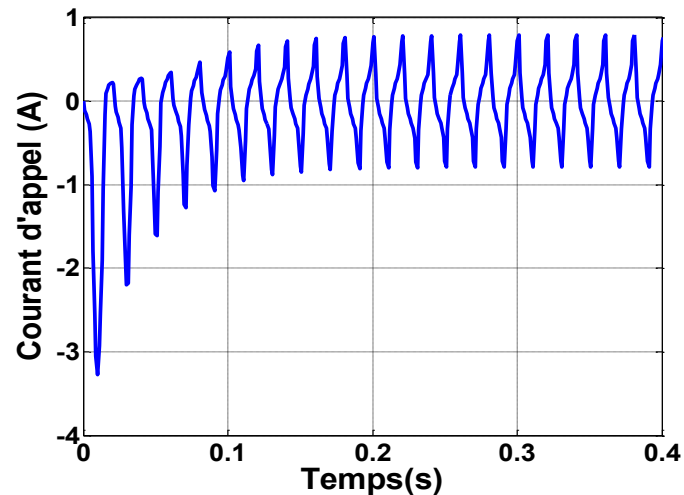


Fig. II.32. Courant d'appel du modèle en T du transformateur monophasé type core

2. Modèle de Tellinen monophasé

De la figure. II.33, on conclut que le modèle de Tellinen du transformateur est plus proche des résultats expérimentaux.

Nous remarquons également que les courants d'appel issus du modèle de Tellinen et le courant expérimental atteignent l'état permanent à $t = 0.1$ (s).

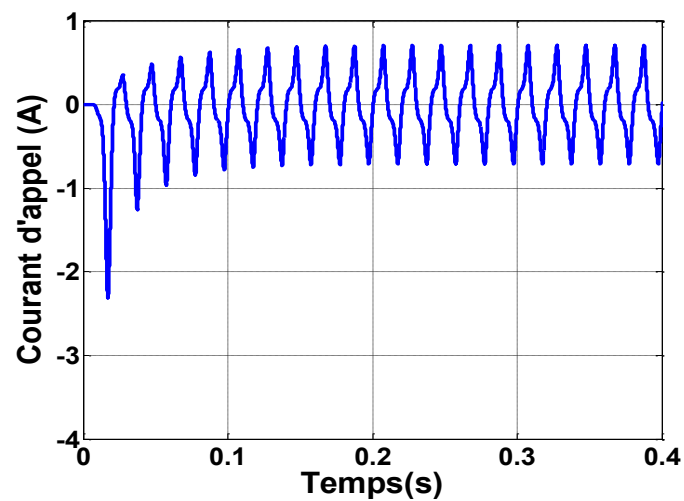


Fig. II.33. Courant d'appel du modèle de Tellinen du transformateur monophasé type core

II.12.4. Effet de l'angle de démarrage

1. Modèle de Tellinen monophasé

Nous avons relevé l'effet de l'angle de démarrage sur l'amplitude des courants d'appel du transformateur monophasé type core. Les résultats montrent bien les différences des pics des courants d'appel en transitoire. En régime permanent les signaux du courant d'appel sont presque confondus.

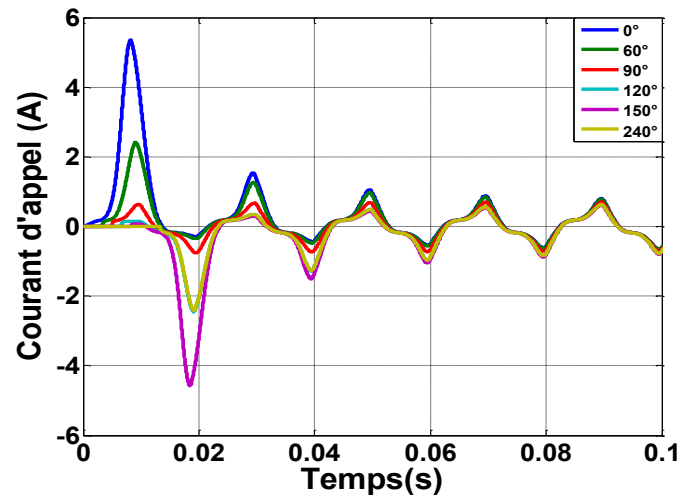
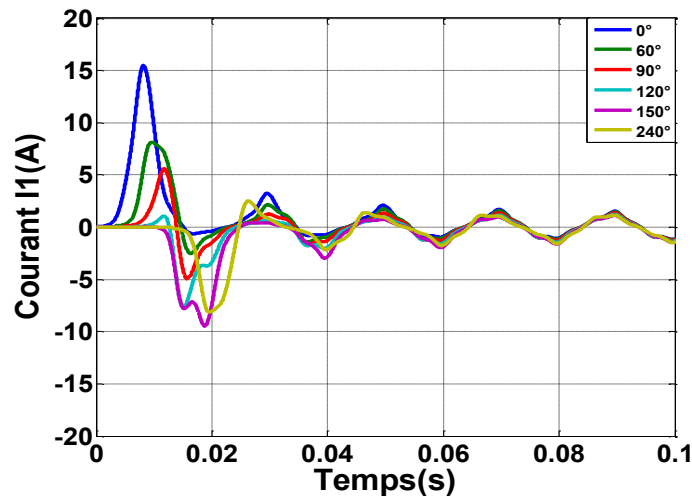


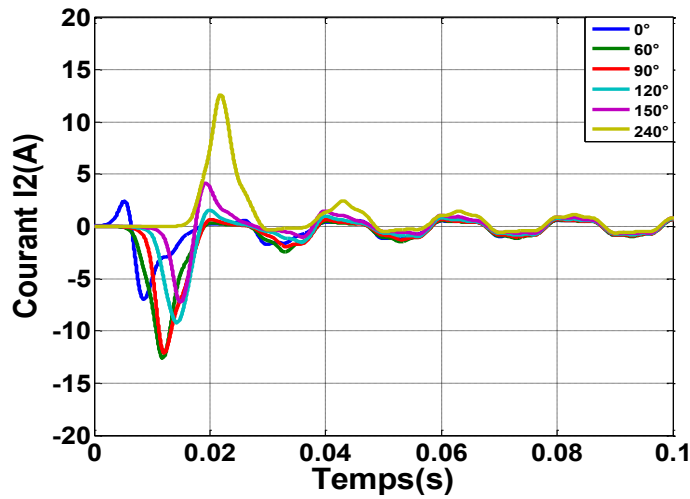
Fig. II.34. Effet de l'angle de démarrage sur l'amplitude des courants d'appel du transformateur monophasé type core

2. Modèle de Tellinen triphasé

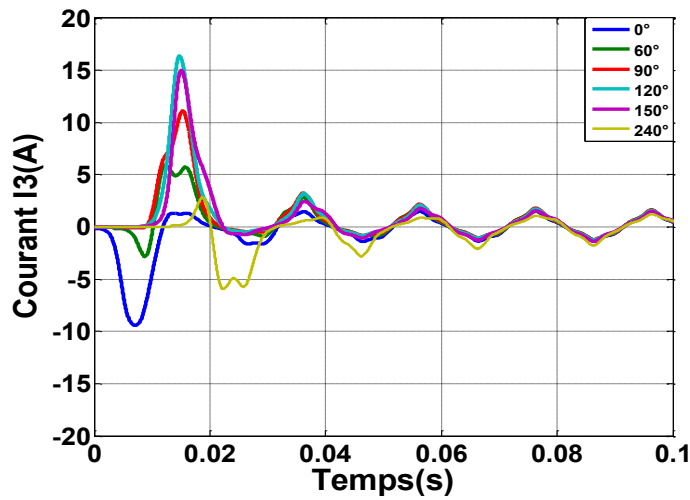
Comme on peut le constater, également à partir, de la figure. II.35 que plus l'angle θ augmente, plus le premier pic du courant d'appel est faible. Il est donc minimum à $\theta = 90^\circ$ pour la phase 1 comme pour le cas du transformateur monophasé et atteint la valeur la plus élevée pour $\theta = 0^\circ$. Le tableau II.6 donne les valeurs maximales des courants d'appel des trois phases.



(a)



(b)



(c)

Figs. II.35. Effet de l'angle de démarrage sur l'amplitude des courants d'appel du transformateur triphasé.

Angle (degré)	Phases	Courant d'appel (A) (valeur maximale)
0°	1	15.4719
	2	-6.9772
	3	-9.4171
60°	1	8.1511
	2	-12.6062
	3	5.9392
90°	1	5.9912
	2	-12.0847
	3	11.1237
120°	1	-7.5987
	2	-9.2167
	3	16.4086
150°	1	-9.4573
	2	7.2577

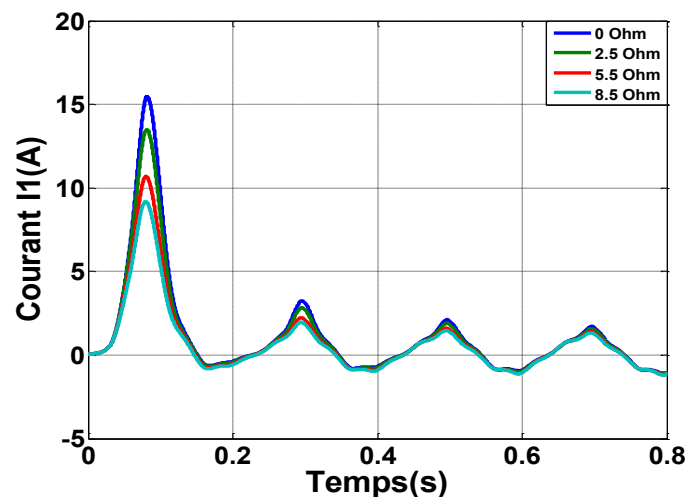
	3	15.0197
240°	1	-8.1511
	2	12.6062
	3	-5.9392

Tableau II.6 Valeur maximale des courants d'appel des trois phases

II.12.5. Effet de la variation des résistances au primaire du transformateur

Ces résistances concernent la résistance de l'enroulement primaire et la résistance de la source de tension. L'angle de démarrage est pris à $\theta = 0^\circ$ puis on fait croître la résistance totale série au primaire. La figure. II.36 montre l'effet de la résistance additionnelle R à $R_p = 0,6566 \Omega$ sur l'amplitude du courant d'appel de la phase 1 en utilisant le modèle dynamique de Tellilen.

Ce qui revient à dire que la résistance série dans le circuit d'alimentation a une grande influence sur l'amortissement du courant d'appel dans le transformateur.

Fig. II.36. Effet de la résistance additionnelle R sur la variation de l'amplitude du courant d'appel

II.12.6. Effet de la structure du noyau magnétique du transformateur

Dans cette partie, on étudiera le cas d'un transformateur triphasé symétrique que l'on compare avec un transformateur triphasé asymétrique pour un angle de démarrage de 0° .

Le circuit correspondant à cette étude aura comme propriété essentielle de présenter les mêmes caractéristiques électriques et magnétiques que dans la phase 1 du transformateur triphasé asymétrique, (Voir §. II.9). Les valeurs atteintes par les pics des courants d'appel sont presque similaires dans les phases 1 et 3. Dans la phase 2, si les valeurs des pics du courant d'appel pour les deux transformateurs triphasés sont presque les mêmes, cela n'est pas le cas pour le temps nécessaire pour atteindre le régime permanent. Les deux temps sont différents et, la forme et l'amplitude en régime établi du courant d'appel dans les deux transformateurs sont également différentes, (figure. II.37).

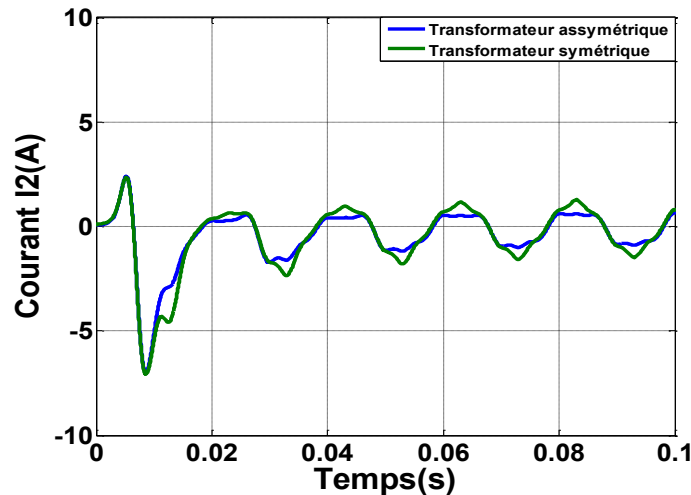


Fig. II.37. Comparaison des courants d'appel sur les transformateurs triphasés asymétrique et symétrique

II.13. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons, en premier lieu, présenter les principaux types de transformateurs monophasé et triphasé, en mettant en relief les techniques de modélisation notamment par le principe de la dualité vu la nature électromagnétique du transformateur. Nous avons présenté les trois modèles monophasé type "core" développés sous le logiciel EMTP-RV. Une comparaison des résultats théoriques a été effectuée avec ceux expérimentaux. Nous avons aussi présenté un modèle élément fini du transformateur triphasé asymétrique, ce qui nécessite des données extrêmement précis qui sont disponibles uniquement chez le constructeur. Les résultats obtenus avec le modèle FEM sont très proches de ceux expérimentaux. Nous avons également présenté un modèle DEM que nous avons développé sur la base d'un modèle d'hystérésis dynamique de Tellinen. Nous sommes arrivés à la conclusion que ce modèle était capable de représenter tous les paramètres constituant du transformateur et également de décrire son comportement dynamique vis à vis des phénomènes en basse fréquence. Nous avons présenté une comparaison de tous les modèles décrits auparavant par un calcul des courants d'appel pour le transformateur monophasé et triphasé. Enfin une étude a été menée sur les paramètres influant les courants d'appel. Ces paramètres sont l'angle de démarrage et les résistances au primaire des phases ainsi que la structure du noyau magnétique du transformateur pour le cas triphasé.

Chapitre III

Phénomènes de la ferrorésonance dans les transformateurs triphasés

Phénomènes de la ferrorésonance dans les transformateurs triphasés

III.1.Introduction

La ferrorésonance est un phénomène de résonance non-linéaire. Le mot ferrorésonance a été utilisé pour la 1ère fois en 1920 par Boucherot dans son article [78]. Rudenberg [79] a été également le premier à élaborer une méthode analytique sur ce phénomène. Hayashi [80], plus tard en 1950, a approfondi les travaux de Rudenberg.

Suite à cela, les recherches ont été divisées en deux principaux domaines:

- le premier traite de l'amélioration sans cesse des modèles de transformateurs,
- et le second, est consacré à l'étude de la ferrorésonance dans les réseaux électriques.

Catégoriser le mode de ferrorésonance dans le transformateur a été effectué par Smith [81]. Les premiers circuits équivalents des transformateurs basés sur le principe de la dualité ont été présentés par Arturi [82] et Mork [83]. La ferrorésonance désigne tous les phénomènes oscillatoires complexes non-linéaires souvent harmoniques mais également pseudopériodiques et chaotiques. Elle se manifeste dans les circuits comportant des inductances non-linéaires des noyaux ferromagnétiques et des capacités série ou parallèle, des sources de tension alternative et des transformateurs fonctionnant à faibles pertes ou à secondaire ouvert [84], [85].

Dans les réseaux de distribution, ces inductances non-linéaires représentent les transformateurs et les capacités sont les câbles de longue distance, mais également des transformateurs condensateurs de tension, et des capacités de compensation série ou parallèle. Les systèmes déséquilibrés à neutre isolé ou à neutre raccordé à la terre favorisent également la ferrorésonance. Les surtensions déformées ainsi que les surintensités sont caractérisées par les phénomènes de ferrorésonance. Elle dépend de plusieurs paramètres notamment les conditions initiales, les flux rémanents du transformateur, ainsi que de l'angle d'amorçage de la tension d'alimentation. Ce qui rend la ferrorésonance, généralement, comme un phénomène stochastique.

Les récents développements, dans ce domaine, sont basés sur l'élaboration des modèles de transformateurs de plus en plus améliorés compte tenu de l'importance du sujet. L'application de la dynamique non-linéaire dans les simulations de la ferrorésonance, les méthodes d'amortissement de ce phénomène, l'utilisation des méthodes des éléments finis dans l'étude de l'impact de la ferrorésonance sur l'isolement ainsi que l'effet thermique des différents constituants du transformateur ont fait l'objet de plusieurs travaux. Ainsi, Charalambous *et Al* [86],[87] ont étudié la distribution de la densité du flux magnétique dans le cas de la ferrorésonance et ont permis de conclure que la ferrorésonance provoque une saturation du noyau magnétique et que la surface des goujons de serrage du noyau magnétique subissait un échauffement excessif et représente un danger réel pour le transformateur. Cependant, le problème rencontré dans leur étude est que lorsqu'on utilise la méthode des éléments finis, qui fournit les différents résultats, les courants parcourant les enroulements sont nécessaires et

utilisés comme données d'entrée pour le modèle élément fini du transformateur, [88]. Donc, il y a nécessité d'avoir des données expérimentales pour l'étude des effets de ces courants dans le transformateur.

Ce qui nous a menés à contribuer par l'élaboration d'un modèle dynamique électromagnétique DEM avec le modèle d'hystérésis de Tellinen pour servir d'outil de simulation des différents modes de ferrorésonance non accessibles par l'expérimentation, notamment, le mode chaotique.

Le modèle élément fini fournit une technique pour visualiser la saturation du noyau magnétique et ses conséquences sur les composants structurels du transformateur. Comme le modèle inclut l'hystérésis il est, alors, capable de refléter les différents modes de la ferrorésonance périodique, [86],[87] mais également les modes qui n'ont pas fait l'objet d'étude comme les modèles quasi-périodiques et chaotiques.

III.2. La ferrorésonance et les systèmes dynamiques non-linéaires

Due aux non-linéarités liées aux matériaux ferromagnétiques du transformateur, les oscillations de l'énergie échangée entre les capacités et les inductances de magnétisation non-linéaires sont caractérisées par 4 modes de ferrorésonance, à savoir:

1. Le mode fondamental qui oscille à la fréquence f du système et contient usuellement des harmoniques,
2. Le mode sub-harmonique qui est périodique et oscille à $\frac{1}{n}$ multiple de la fréquence du système,
3. Le mode quasi-périodique qui présente des motifs irréguliers de périodicité due aux fréquences incommensurables de type $n.f_1 + m.f_2$, où f_1/f_2 est un nombre irrationnel avec n et m des entiers,
4. La ferrorésonance chaotique: ce mode est non périodique et produit un spectre de fréquence continu ressemblant à du bruit.

Certains outils d'analyse mathématiques ont été développés pour l'étude des systèmes non-linéaires et dynamiques de la ferrorésonance, tels que:

- La méthode Phase-plane et la méthode de Poincaré
- La méthode Galerkin
- la théorie de Flouquet
- La méthode de la continuation
- L'analyse de la stabilité de Lyapunov
- La théorie de la bifurcation

Lors de notre travail nous avons utilisé les deux premières méthodes pour l'étude et la visualisation des paramètres et des caractéristiques spécifiques de chaque mode ferrorésonant.

III.3. Étude expérimentale de la ferrorésonance

Les essais ont été réalisés sur le transformateur triphasé asymétrique de 3KVA et de tension nominale 220/110 V décrit précédemment au chapitre 2.

Le courant de démarrage, au moment de la fermeture de l'interrupteur pour court-circuiter la capacité, est apparu comme le plus grand problème rencontré en expérimentation. Il atteint près de 100 A. Pour éviter ce problème nous avons placé un disjoncteur triphasé pour ouvrir le circuit au lieu de le refermer lors du court-circuit de la capacité. Le schéma du circuit réalisé est donné à la figure.III.1.

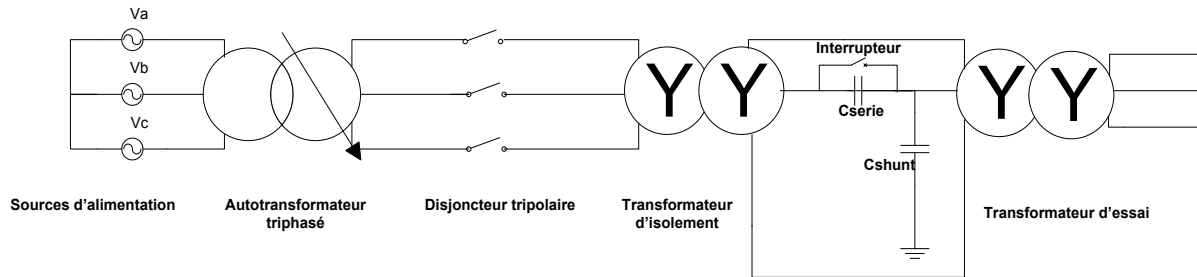


Fig.III.1. Schéma du circuit expérimental

Avec le schéma expérimental de la figure.III.1, les courants d'appel apparaissent et le mode de ferrorésonance obtenu est maintenu reflétant ainsi l'effet dévastateur de la ferrorésonance par rapport à d'autres phénomènes tels que la mise sous tension d'un transformateur.

Pour que la ferrorésonance se produise, il faudrait qu'une perturbation, avec des conditions initiales, soit présente. Ainsi, le disjoncteur est placé sur la phase B pour imposer des transitoires d'enclenchement afin d'initier la ferrorésonance. Le transitoire résultant de l'ouverture de l'interrupteur sur la phase B peut conduire à un chemin de ferrorésonance impliquant les capacités avec l'inductance en série qui représente le transformateur. Le positionnement de la capacité sur la phase du milieu (phase B) favorise l'apparition des modes ferrorésonants, cela est dû au fait que le courant de la phase B contient plus d'harmoniques que les courants des phases A et C.

Les essais ont été effectués à $C_{série}$ variable et on choisira de prendre $C_{shunt} \approx 0F$.

Les tests de la ferrorésonance s'effectuent pour différentes valeurs de la tension d'alimentation, et pour différentes valeurs de la capacité série. Ce qui nécessite l'utilisation d'un autotransformateur triphasé pour l'alimentation du transformateur d'essai et d'une capacité série variable.

Nous disposons d'un pupitre d'alimentation connecté au réseau d'alimentation donc d'impédance infini ($\approx 30 \text{ M}\Omega$). Cette impédance amortit fortement les modes ferrorésonants. Nous avons utilisé un autotransformateur triphasé. Sa résistance au secondaire est également importante, ce qui constitue un amortissement des modes ferrorésonants dans le circuit. Ceci nous a poussés à ajouter un transformateur d'isolement triphasé dont le but d'avoir une résistance série minimale dans le circuit, (figure.III.1).

Lors de la ferrorésonance et en fonction du mode, les courants peuvent atteindre des valeurs multiples du courant nominal du transformateur. Les tests sur le transformateur triphasé asymétrique exigent l'utilisation de capacités de haute tension.

La tension aux bornes de la capacité série dans le cas de la ferrorésonance est très grande. Lors de nos tests, elle a atteint une valeur de 800 (V) dans le cas du mode quasi-périodique. Le choix d'une capacité série pouvant supporter ces valeurs de tension doit être adéquat.

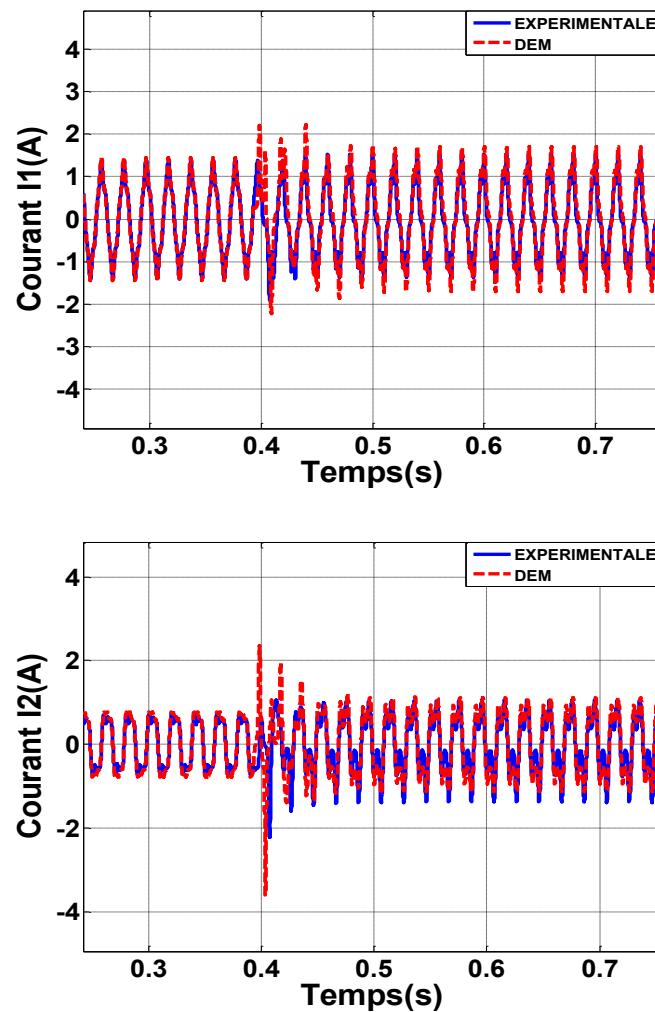
Au début du test la capacité série est shuntée par l'interrupteur, on ouvre l'interrupteur pendant une durée suffisante (1 à 2 sec) pour que le régime permanent s'établisse pendant le mode.

III.3.1. Résultats expérimentaux et simulés par le modèle dynamique électromagnétique

Le mode fondamental est obtenu avec une capacité série de $C_{série} = 3\mu F$. Le neutre du transformateur est isolé. Cependant, pour les autres modes les capacités ont une valeur plus élevée que celle du fondamental.

- *Mode fondamental*

Les courants simulés par le modèle dynamique électromagnétique et ceux expérimentaux des trois phases durant le mode fondamental sont représentés sur la figure.III.2



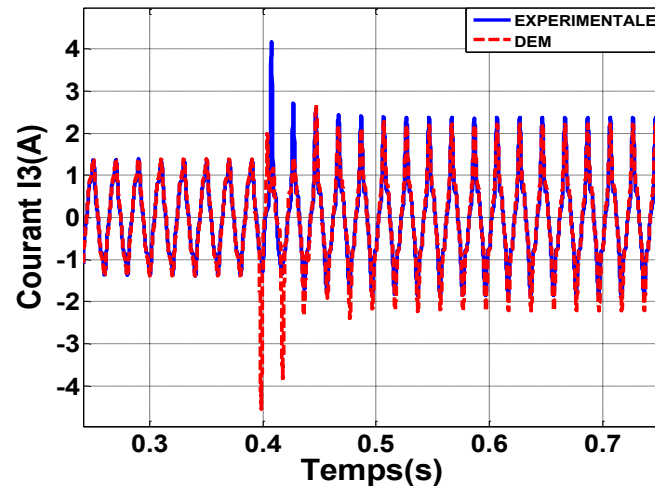
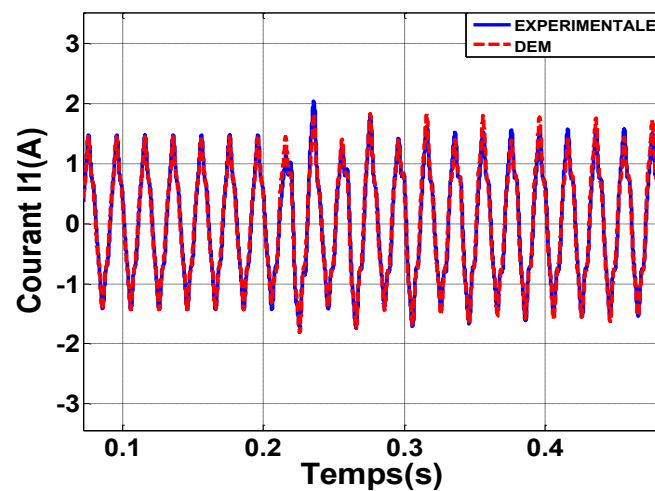


Fig.III.2.Comparaison des courants primaires ferrorésonants simulés et ceux expérimentaux durant le mode fondamental.

- **Mode sub-harmonique**

Le mode subharmonique est obtenu pour une valeur de la capacité série de $C_{série} = 85 \mu F$. Les courants simulés par le modèle dynamique électromagnétique et ceux expérimentaux des trois phases durant le mode subharmonique sont représentés sur la figure.III.3. L'apparition du mode fondamental et subharmonique est très sensible à l'instant d'enclenchement de l'interrupteur et également aux pertes résistives du circuit d'étude.



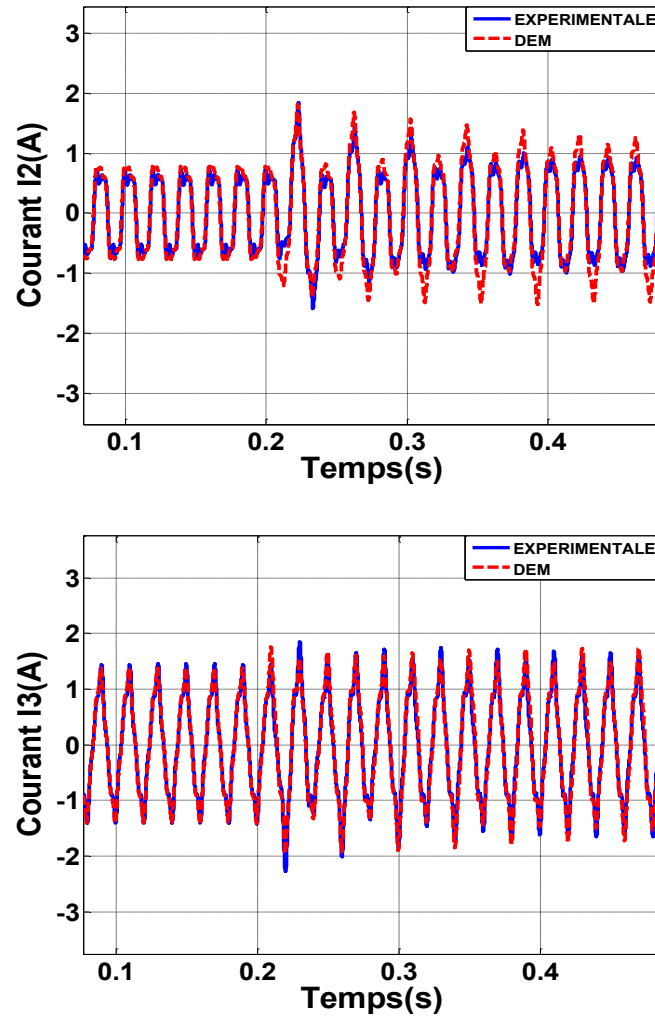
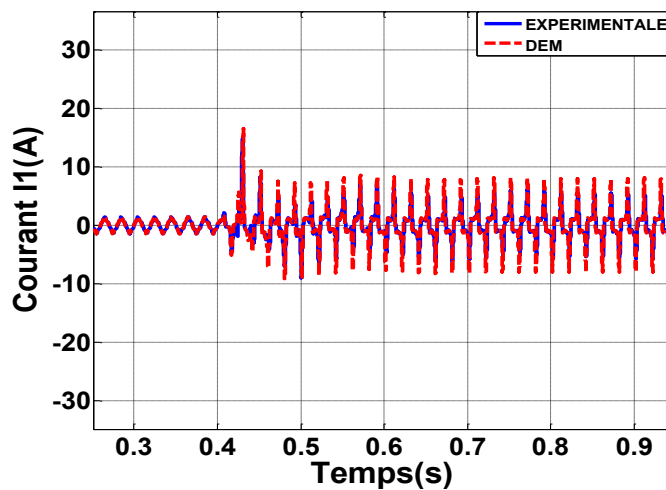


Fig.III.3.Comparaison des courants primaires ferrorésonants simulés par DEM et ceux expérimentaux durant le mode subharmonique

- *Mode quasi-périodique*

La valeur de capacité série est de $C_{série} = 19\mu F$. Les courants simulés et ceux expérimentaux des trois phases durant le mode quasi-périodique sont représentés sur la figure.III.4



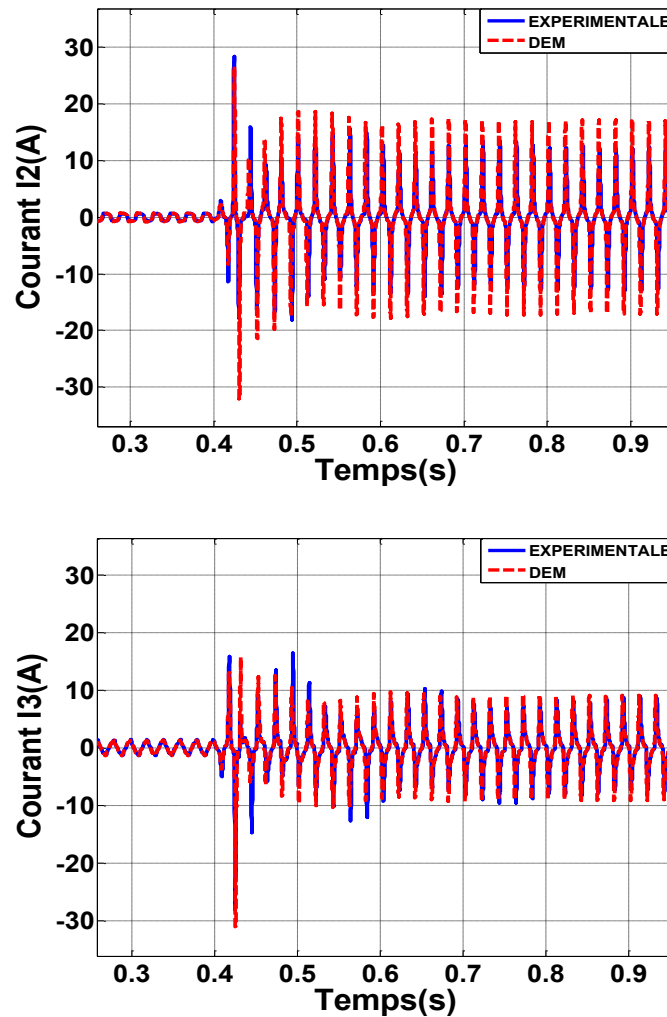


Fig.III.4. Comparaison des courants primaires ferrorésonants simulés par DEM et ceux expérimentaux durant le mode quasi-périodique.

III.3.2. Étude de la ferrorésonance dans les domaines temporel et fréquentiel

Dans cette partie, nous mettrons en relief d'abord quelques méthodes d'étude de la ferrorésonance dans les domaines temporel et fréquentiel, ensuite nous abordons le modèle élément fini.

III.3.2.1 Domaine temporel

Beaucoup de travaux ont été entrepris sur la ferrorésonance dans le domaine temporel où la ferrorésonance est étudiée par la méthode des plans de phase et des sections de Poincaré [102],[103]

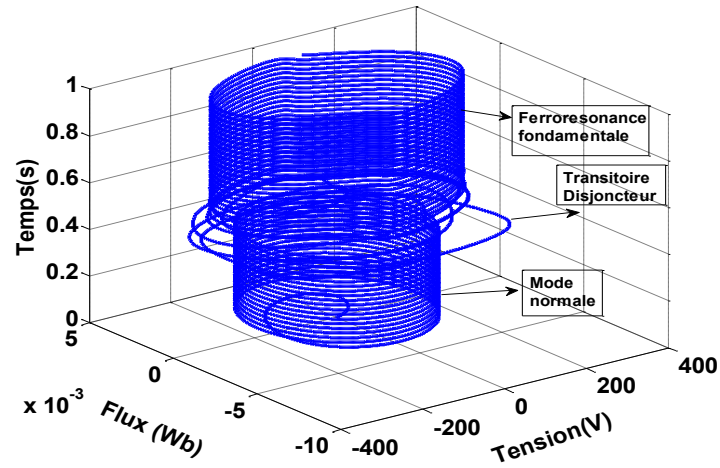
Les plans de phases offrent une indication sur la périodicité du signal qui signifie qu'il est formé d'une boucle fermée. Une boucle fermée signifie une période fondamentale du signal, deux boucles fermées signifient que la période du signal est 2 fois celle du fondamental, [100].

Avec de larges boucles fermées, l'identification de la période devient assez compliquée. Les sections de Poincaré peuvent être utilisées pour identifier la période du signal dans ce cas, mais également pour catégoriser les modes non périodiques. L'obtention des sections de Poincaré se fait grâce à l'échantillonnage des flux magnétiques et des tensions d'alimentation à la période fondamentale $T=0.02$ (s).

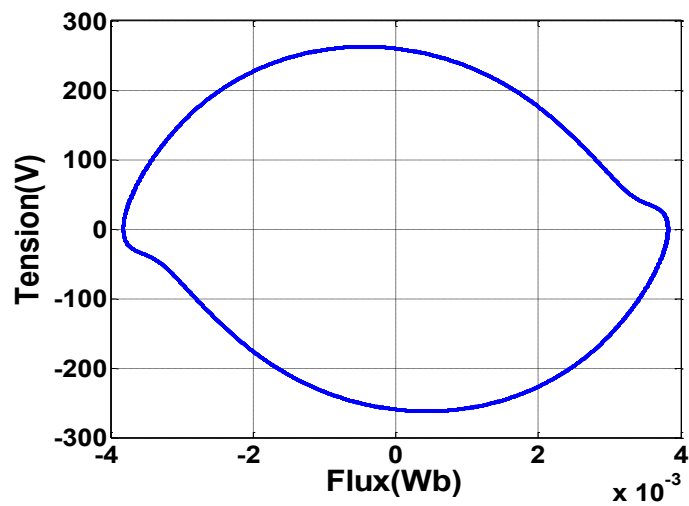
Ces essais ont été réalisés avec les mêmes paramètres que ceux utilisés dans le paragraphe III.3.1.

- **Mode Fondamental**

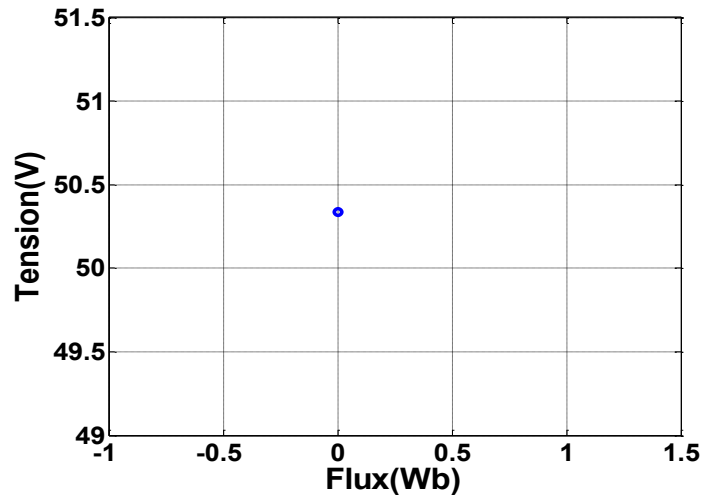
Nous représentons le diagramme de plan de phase en mode fondamental (figures.III.5 (a) et (b)) et la section de Poincaré (figure.III.5 (c)).



(a)



(b)



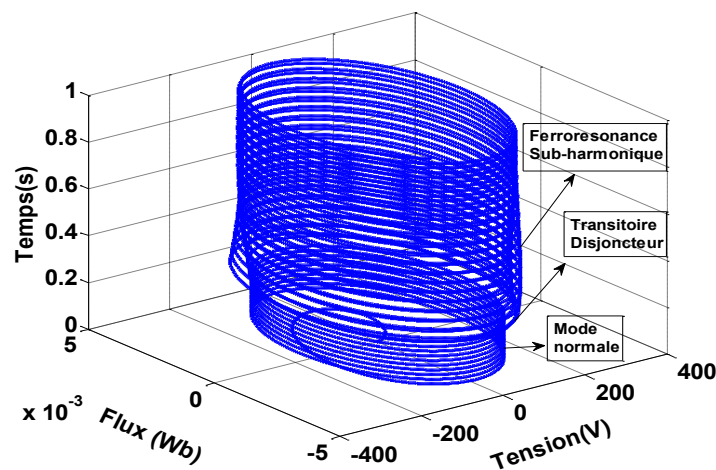
(c)

Figs.III.5. Diagramme de plan de phase en mode fondamentale (a, b), section de Poincaré (c).

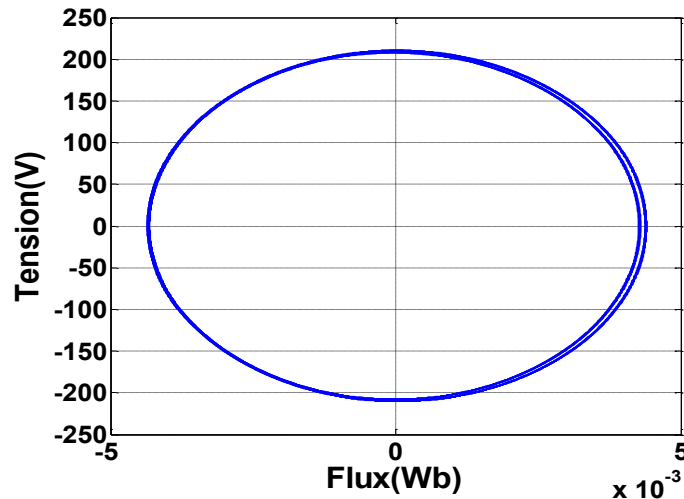
La figure .5. (b) montre que la trajectoire est constituée d'une seule boucle et la section de Poincaré représentée sur la figure III.5(c) consiste en un seul point indiquant que ce mode est périodique et est à la même fréquence que celle de la tension d'alimentation $f=50\text{Hz}$.

- **Mode subharmonique**

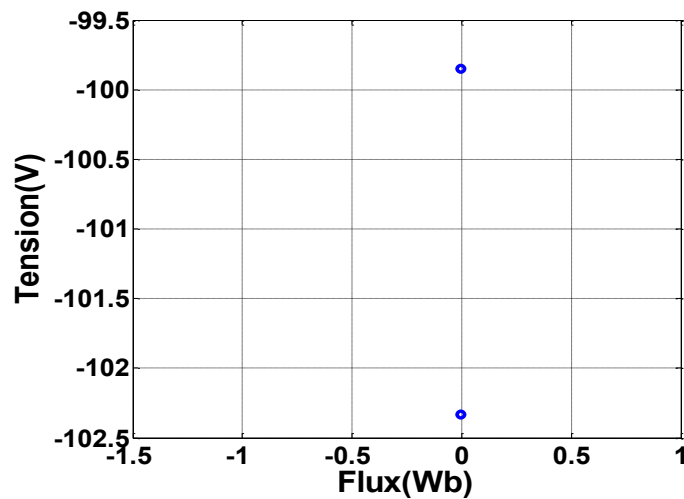
Comme il est montré dans les figures. III.6 (a), (b), on remarque que 2 boucles fermées signifient que la période du système est de 2 de la période d'échantillonnage donc de 0.02 s. Aussi, la section de Poincaré (c) montre en effet deux points distincts.



(a)



(b)

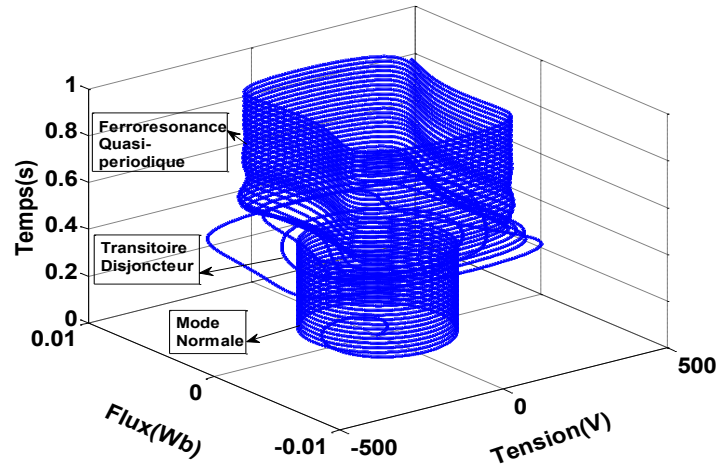


(c)

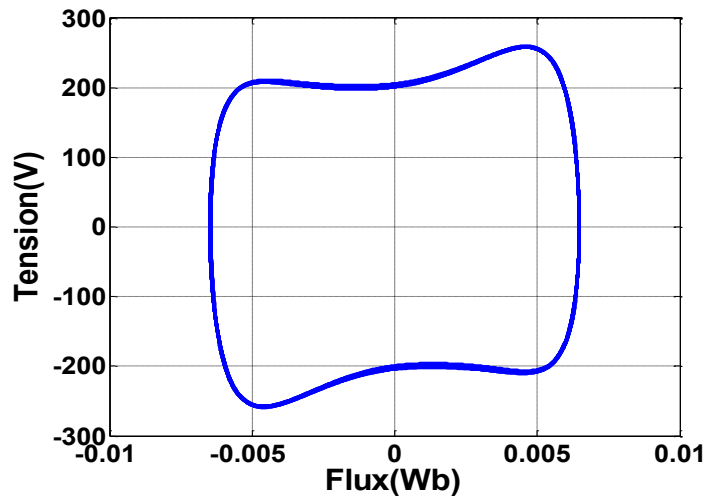
Figs.III.6. Diagrammes de plan de phase durant le mode subharmonique (a), (b) et section de Poincaré

- *Mode Quasi-périodique*

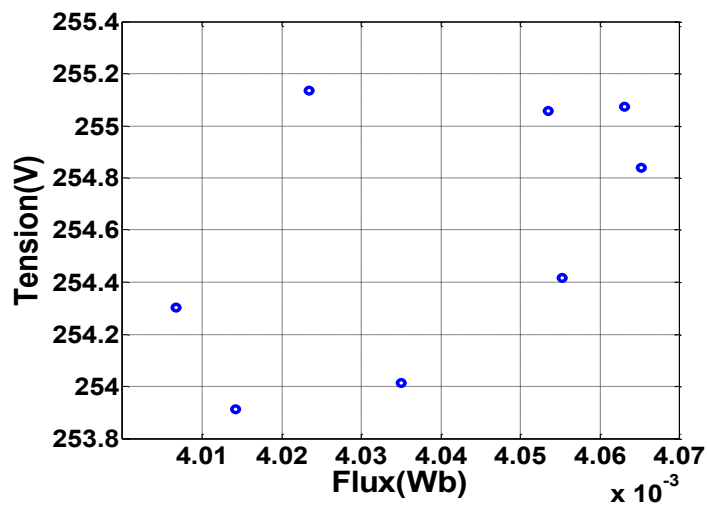
Ce régime étant non périodique, l'utilisation des plans de phase ne permettent pas de distinguer ce mode du fondamental (voir figures.III.7 (a), (b)), bien que les valeurs de la tension dans le cas quasi-périodique soient très élevées comparativement au mode fondamental. Le plan de phase n'est pas très adapté également, car à l'aide de la section de Poincaré (c), on remarque que ce mode tend à représenter une courbe fermée.



(a)



(b)

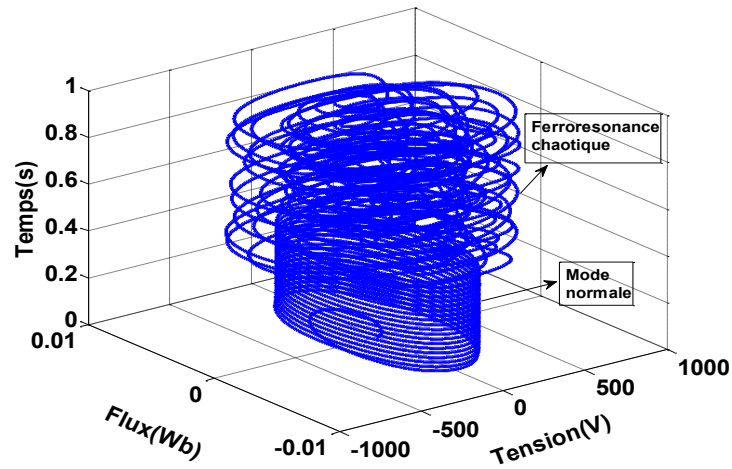


(c)

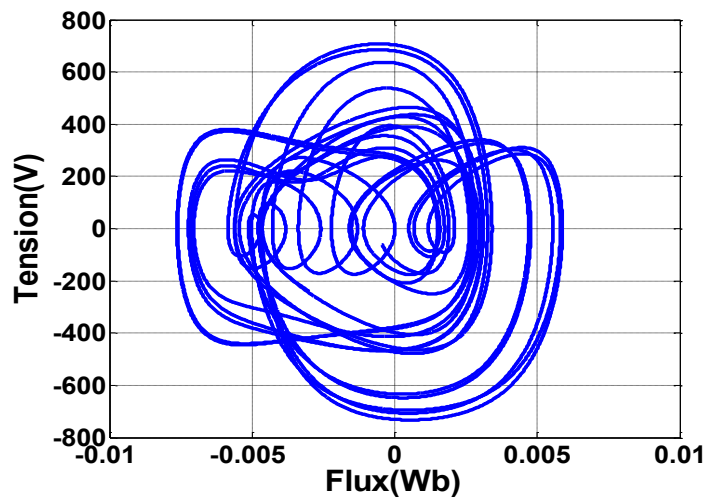
Figs.III.7. Diagrammes de plan de phase en mode quasi-périodique (a), (b) et section de Poincaré (c)

- *Mode Chaotique*

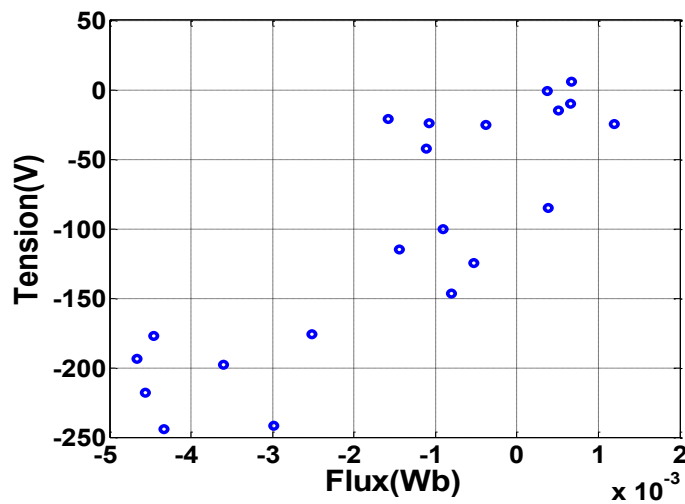
Ce régime étant non périodique. Il est caractérisé par des trajectoires de cercles aléatoires (voir figures.III.8 (a), (b)) et une distribution non uniforme des points dans la section de Poincaré (c).



(a)



(b)



(c)

Figs.III.8. Diagrammes de plan de phase en mode chaotique (a), (b) et section de Poincaré (c)

III.3.2.2 Domaine fréquentiel

Le principal objectif, dans le domaine fréquentiel, est l'étude des circuits non-linéaires qui correspondent aux différents modes de la ferrorésonance. La méthode de Galerkin a été utilisée, en premier lieu, par Kieny [91] qui a montré que l'étude dans le domaine fréquentiel donne de meilleurs résultats par rapport à celle dans le domaine temporel. Ben Amar *et Al* [92], [93] ont, par la suite, étendu ces travaux aux cas des modes périodiques.

1. Méthode de Galerkin

La ferrorésonance est un phénomène souvent périodique, c'est pourquoi nous avons cherché à développer des méthodes basées sur la décomposition des signaux en série de Fourier. Parmi ces méthodes, on citera la méthode de Galerkin et son circuit équivalent est représenté à la figure.III.9.

Cette méthode consiste à trouver une solution périodique approximative $x(t)$ pour l'équation non-linéaire différentielle, Eq.III.1, en minimisant l'erreur associée à cette solution.

L'idée consiste à approximer la solution par une série de Fourier choisie de telle sorte que le rang soit suffisamment élevé pour que la précision obtenue des solutions soit la plus proche possible de celles issues des simulations, (Eq.III.2).

$$\frac{dx}{dt} = F(x, t, \lambda) \quad (\text{III.1})$$

$$x(t) = a_0 + \sum_{k=1}^n (a_k \cdot \cos(k\omega t) + a_k \cdot \sin(k\omega t)) \quad (\text{III.2})$$

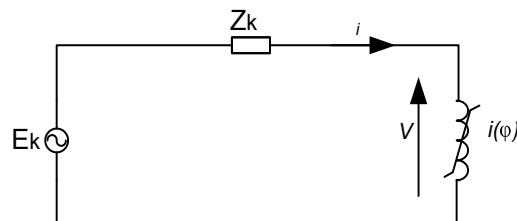


Fig.III.9. Circuit d'étude équivalent de Galerkin

L'avantage de cette méthode est que le modèle utilisé n'impose aucune limitation comme le type et le rang d'harmonique de la solution périodique à considérer. Ainsi, on peut modéliser la courbe de saturation et les impédances sous différentes fréquences. On considère, pour cela, le circuit ferrorésonant non-linéaire représenté à la figure.III.10.

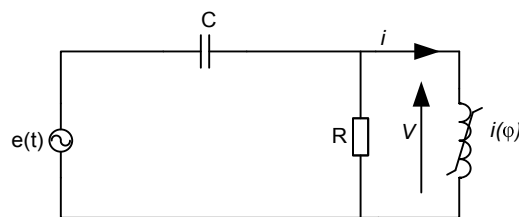


Fig.III.10. Circuit ferrorésonant non-linéaire

2. Formulation mathématique de la méthode de Galerkin

La caractéristique magnétique $i(\varphi)$ de l'inductance non-linéaire est décrite par une relation univoque entre le courant $i(t)$ et le flux $\varphi(t)$. Ainsi, bien que la courbe de la caractéristique magnétique utilise la fonction $\phi(i)$ nous allons utiliser la caractéristique $i(\phi)$, et ce à cause des valeurs très faibles de ses coefficients [94], Eq.III.3.

$$i(\varphi) = a.\varphi + b.\varphi^{2q+1} \quad \text{Avec } (q \in \mathbb{N} \text{ et } (a, b) \in \mathbb{R}^+) \quad (\text{III.3})$$

Ainsi, le coefficient a a un impact sur la partie linéaire et b sur la partie de saturation de la caractéristique magnétique inverse $i(\phi)$. La caractéristique (I- φ) et approximation polynomiale de la 2^{ème} colonne du transformateur triphasé asymétrique est représentée à la figure.III.11. D'après l'Eq. (III.3), on peut noter que le courant est plus riche en harmonique que le flux, c'est pourquoi dans ce qui suit nous choisirons le flux comme variable à déterminer dans le problème.

Ce raisonnement est appliqué à la phase 2 du transformateur triphasé asymétrique et on utilisera comme première approche l'approximation de la forme du courant suivant par:

$$i(\varphi) = 0.01867.\varphi + 0.1534.\varphi^5$$

Ainsi nous obtenons: $a = 0.01867, b = 0.1534$ et $n = 5$

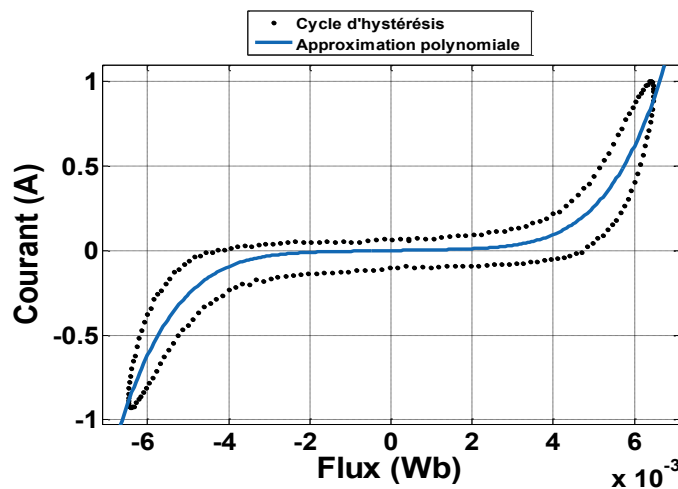


Fig.III.11. Caractéristiques (I- φ) et approximation polynomiale de la 2^{ème} colonne du transformateur triphasé asymétrique.

Pour chaque harmonique de pulsation ω , l'équation complexe du circuit de la figure.III.9 s'écrit comme suit:

$$jk\omega\phi_k + Z_k I_k - E_k = 0 \quad (\text{III.4})$$

où ϕ_k, I_k, E_k et Z_k sont les composantes complexes du flux, du courant, de la tension d'alimentation et de l'impédance du circuit équivalent de Thévenin à la fréquence harmonique k .

On suppose $\varphi(t)$ comme solution approximative limitée à l'ordre n :

$$\varphi(t) = \phi_0 + \sum_{k=1}^n (\phi_{kc} \cdot \cos(k\omega t) + \phi_{ks} \cdot \sin(k\omega t)) \quad (\text{III.5})$$

Le nombre n est pris de telle sorte que la solution $\varphi(t)$ ne soit pas modifiée si on ajoute une composante à ce dernier. En adoptant les notations complexes suivantes:

$$\begin{aligned} \phi_k &= \phi_{kc} - j\phi_{ks} ; E_k = E_{kc} - jE_{ks} \\ I_k &= I_{kc} - jI_{ks} ; Z_k = R_k + jX_k \end{aligned} \quad (\text{III.6})$$

L'Eq.III.6 est transformée en un système algébrique de $(2n+1)$ équations:

$$\begin{aligned} R_0 I_0 &= \xi_0 \\ w\phi_{1s} + R_1 I_{1c} + X_1 I_{1s} - E_{1c} &= \xi_{1c} = 0 \\ w\phi_{1c} + X_1 I_{1c} - R_1 I_{1s} + E_{1s} &= \xi_{1s} = 0 \\ &\vdots \\ kW\phi_{ks} + R_k I_{kc} + X_k I_{ks} - E_{kc} &= \xi_{kc} = 0 \\ kW\phi_{kc} + X_k I_{kc} - R_k I_{ks} + E_{ks} &= \xi_{ks} = 0 \\ &\vdots \end{aligned} \quad (\text{III.7})$$

Où ω est la pulsation angulaire à la plus faible fréquence considéré (qui peut être même plus faible que la fréquence fondamentale du système dans le cas des modes ferrorésonants subharmonique).

ξ_k Représente l'erreur due à limitation à l'ordre n des séries de Fourier.

Les tensions équivalente E_{kc} et E_{ks} sont nulles exceptées celle à la fréquence d'excitation, et I_k sont les coefficients de Fourier du courant déterminés par application de la relation $i = f(\varphi)$ fonction de ϕ_0, \dots, ϕ_{2n} . Ils sont déterminés par les formules suivantes :

$$\begin{aligned} I_{kc} &= \frac{2}{T} \int_0^T f(\varphi) \cdot \cos(k\omega t) \cdot dt \\ I_{ks} &= \frac{2}{T} \int_0^T f(\varphi) \cdot \sin(k\omega t) \cdot dt \end{aligned} \quad (\text{III.8})$$

La première Eq.III.7 représente la composante DC où I_0 est la limite de I_{kc} lorsque k tend vers zéro.

Le système algébrique de l'Eq.III.7 est présenté sous la forme générale:

$$\xi(\phi, \lambda) = 0 \quad (\text{III.9})$$

ϕ est le vecteur à déterminer formé par la composante harmonique du flux de rang $(2n+1)$ et λ est le paramètre vecteur formé par l'impédance harmonique Z_k et la tension d'alimentation E .

Pour trouver une solution ϕ au système non-linéaire Eq.III.9, on utilise la méthode de Newton-Raphson qui nécessite le calcul du Jacobien J de la matrice carrée d'ordre $2n+1$ du système:

$$J = \begin{bmatrix} \frac{\partial \xi}{\partial \phi} \end{bmatrix} \quad (\text{III.10})$$

Tels que les éléments soient exprimés par:

$$\frac{\partial \xi(\phi, I)}{\partial \phi} = \frac{\partial \xi}{\partial \phi} + \frac{\partial \xi}{\partial I} \cdot \frac{\partial I}{\partial \phi} \quad (\text{III.11})$$

Nous remarquons que, dans cette recherche directe de solutions à l'état d'équilibre, la méthode de Galerkin fournit ainsi des solutions stables et instables. Les solutions stables sont maintenues efficacement dans le système physique. Cependant, les solutions instables ne sont pas maintenues dans un état stable et la moindre perturbation évolue vers une solution stable, [93].

Une étude globale du comportement du système pour toutes les valeurs possibles des paramètres est essentielle, ce qui nous permet notamment d'estimer le degré d'influence des différents composants et paramètres sur le phénomène de ferrorésonance [95],[96]. Grâce à la construction des diagrammes de bifurcation, il est possible d'avoir une telle vision.

3. Utilisation de la méthode de Galerkin dans la méthode de continuation

Nous nous sommes intéressés au paramètre P du vecteur $\lambda(P \in \lambda)$. On suppose une solution particulière (ϕ_i, P_i) du système (III.9) et une autre solution $(\phi_{i+1}, P_{i+1} = P_i + \delta P)$ de même type soit obtenue par l'initialisation du processus de recherche avec la solution ϕ_i et ce, jusqu'à la détermination des autres solutions. Nous construisons ainsi le diagramme de bifurcation qui renseigne sur l'existence des zones de la solution et le paramètre P est appelé le paramètre de continuation.

On désigne sous le nom de bifurcation tout changement qualitatif dans la nature des solutions d'un système d'équations quand un ou plusieurs paramètres traversent certaines frontières dans leur espace de variation. Un point de cet espace où survient un tel événement est, par définition, un point de bifurcation [97].

Malheureusement, pour les solutions correspondant aux valeurs limites du paramètre P appelées points limites (figure.III.13), le déterminant du Jacobien J du système d'Eq.III.9 est nul et la méthode de Galerkin ne converge pas.

Si on suppose que la condition de dérivabilité est satisfaite, alors on obtient:

$$\frac{\partial \xi}{\partial \phi} \cdot d\phi + \frac{\partial \xi}{\partial P} \cdot dP = 0 \quad (\text{III.12})$$

Dans les points limites $dP = 0$ ou $d\phi \neq 0$, le Jacobien J est singulier lorsque son déterminant est nul. La tangente à la courbe au point limite est verticale. Pour contourner ce problème on introduit une autre équation celle de l'équation de l'hypersphère qui est utilisée, (figure.III.12). Ainsi une sphère qui entoure une partie de la courbe de solution croise toujours la courbe de solution au moins deux fois [97].

$$g(\phi_s, \phi_c, P) = (\phi_{1s} - \phi_{1sm})^2 + (\phi_{1c} - \phi_{1cm})^2 + \dots + (\phi_{xs} - \phi_{xsm})^2 + (\phi_{xc} - \phi_{xcm})^2 + (P - P_m)^2 - r^2 = 0 \quad (\text{III.13})$$

m représente le coefficient connu ou le paramètre de la dernière itération.

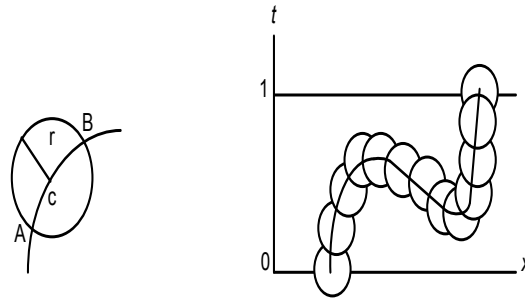


Fig.III.12. Méthode de l'Hyper-sphère

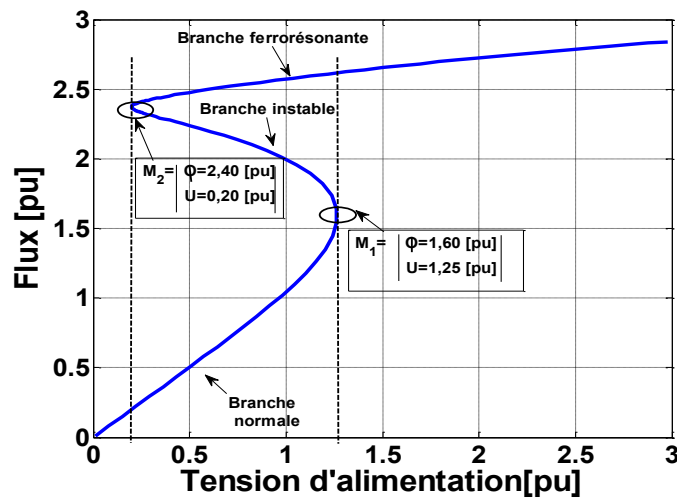


Fig.III.13. Diagramme de bifurcation en S du flux magnétique en fonction de la tension d'alimentation

4. Influence de la résistance parallèle

La figure III.14 montre l'influence de la résistance parallèle sur le diagramme de bifurcation du flux magnétique en fonction de la tension d'alimentation.

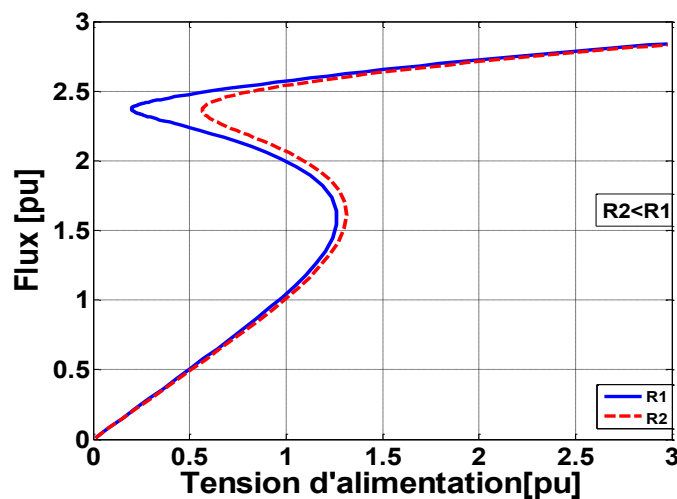


Fig.III.14. Influence de la résistance parallèle sur le diagramme de bifurcation en S du flux magnétique en fonction de la tension d'alimentation.

5. Influence de la capacité série

La figure. III.15 montre le diagramme de bifurcation du flux magnétique en fonction de la tension d'alimentation à différentes valeurs de la capacité série. Enfin, nous pouvons conclure d'après les figures.III.14 et III.15 que plus la résistance parallèle augmente plus les pertes fer du transformateur diminuent, et plus la ferrorésonance a lieu à des valeurs de tensions d'alimentation basses. Aussi si la capacité série diminue, il y a diminution du flux magnétique donc de la saturation du noyau magnétique du transformateur, d'où le risque de disparition du phénomène de ferrorésonance.

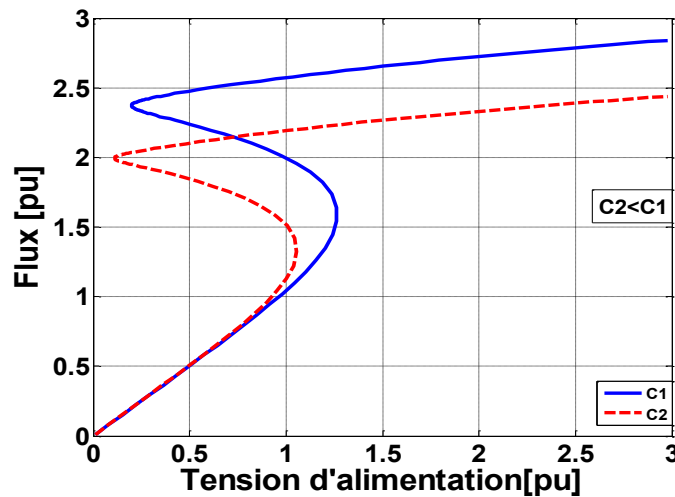


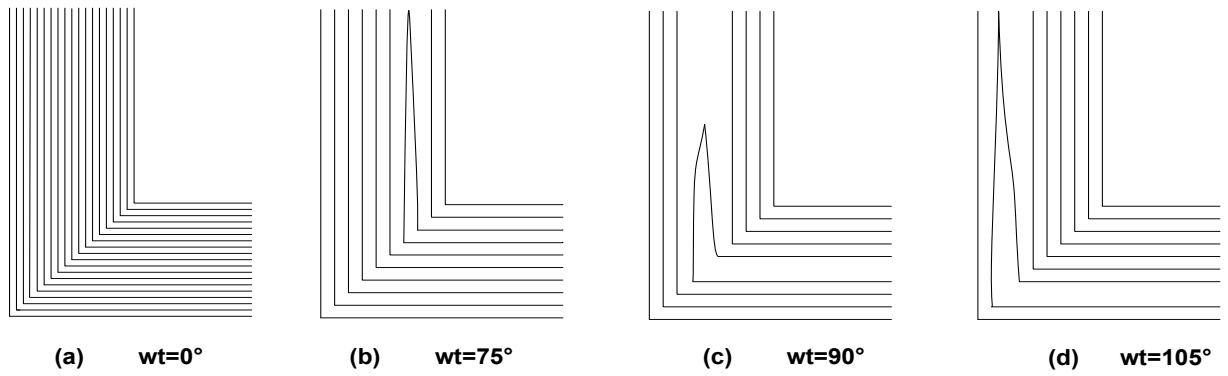
Fig.III.15. Influence de la capacité série sur le diagramme de bifurcation en S du flux magnétique en fonction de la tension d'alimentation.

III.4.Influence des pertes par hystérésis sur l'induction magnétique

Dans notre cas d'étude, la caractéristique d'hystérésis est prise en compte lors des simulations avec le modèle de Tellinen (DEM) et également dans le modèle élément fini (FEM). Son influence est montrée. On utilisera, à cet effet, un transformateur monophasé de type "core" de puissance 2kVA décrit précédemment au chapitre 2.pour mettre en évidence l'influence de ce phénomène sur la distribution du flux magnétique.

La figure. III.16.a montre un quart d'un transformateur monophasé de type core à l'instant $T=0(s)$ et cet instant est pris comme l'instant où la densité du flux magnétique dans la colonne est à son maximum. Si l'hystérésis est négligée (figure.III.16) alors le flux est nul à $\omega t = 90^\circ$, ainsi avec la prise en compte de l'hystérésis magnétique, le flux magnétique existe à $\omega t = 90^\circ$ comme il est montré à la figure.III.16.(c).

La différence de distribution du flux à $\omega t = 75^\circ$ et 105° est aussi causée par l'effet d'hystérésis, [90].



Figs.III.16. Distribution de flux magnétique

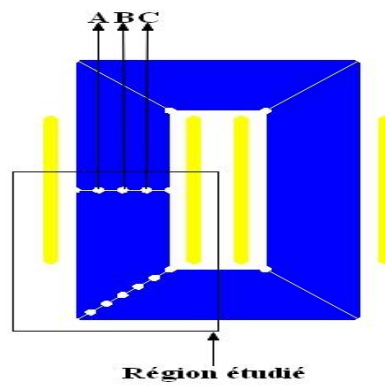


Fig.III.17. Transformateur monophasé de type "core"

Bien que le flux total soit presque sinusoïdal, le flux local est distordu dû en grande partie à la saturation magnétique, à la différence de longueur des parties du noyau du transformateur. La représentation de l'induction magnétique dans les différentes parties du transformateur (figure.III.17) est montrée à la figure.III.18.

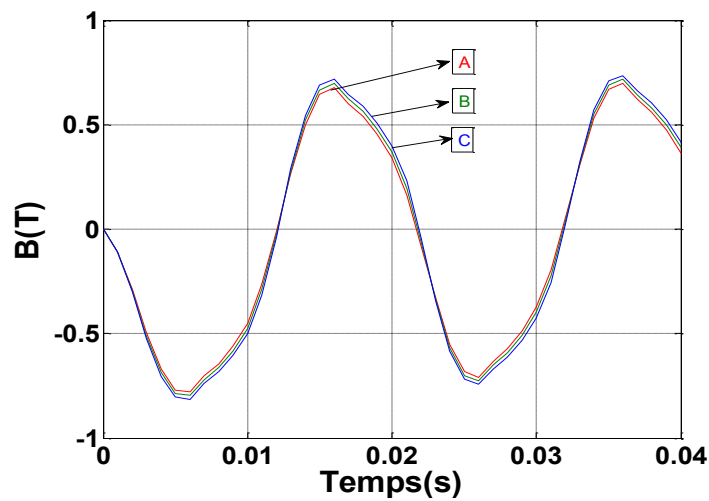


Fig.III.18. Densité du flux magnétique local

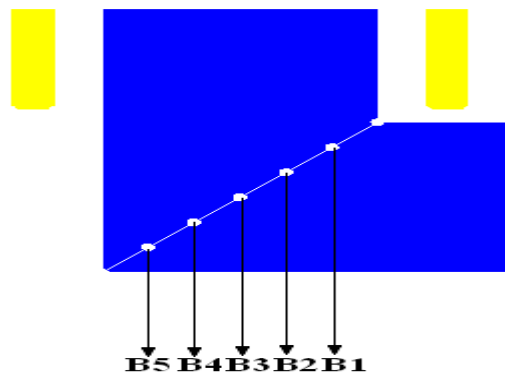


Fig.III.19. Région d'étude de la densité du flux au joint

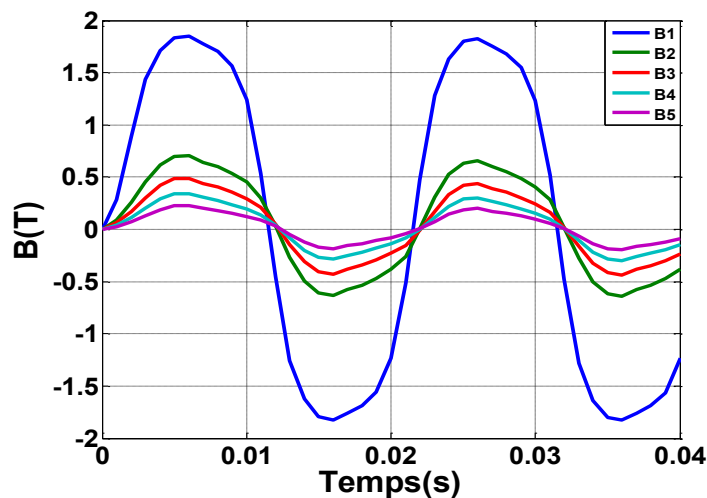


Fig.III.20. Densité du flux magnétique aux différentes régions du joint

L'induction magnétique est élevée dans les zones proches des angles intérieurs des colonnes du transformateur (voir figures. III.19 et III.20), comme on le montrera dans le cas du transformateur triphasé asymétrique grâce à la carte de champ de l'induction.

III.5. Analyse de la ferrorésonance par la méthode des éléments finis

Nous procédons à la méthode des éléments finis pour l'étude de la ferrorésonance du transformateur triphasé asymétrique.

III.5.1. Procédure d'introduction des courants simulés

Les courants obtenus par expérimentation sont introduits comme source de courant (figure.III.21). Les méthodes d'analyse utilisées pour la mise en équation du circuit électrique (méthode des mailles) ne permettent pas de représenter une source triphasée de courant en étoile par son schéma classique.

Ce problème peut être contourné en supprimant une source de courant (figure.III.21), ce qui permet d'imposer les valeurs adéquates de courant.

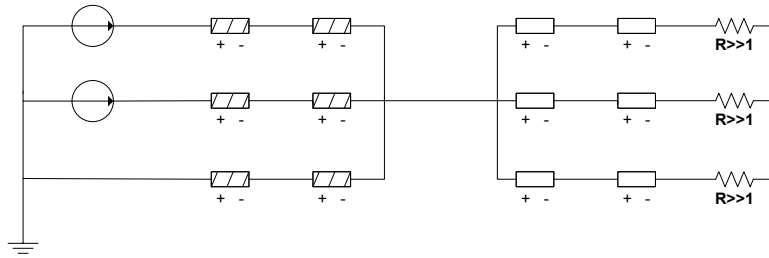


Fig.III.21.Schéma du circuit électrique utilisé dans modèle élément fini

Les transformateurs de puissance directement associés à la ferrorésonance ne sont pas, en général, directement détruits. Cependant, la ferrorésonance est un facteur contribuant à des défaillances éventuelles exposant les composants du transformateur à des contraintes électromagnétiques (EM) et thermiques sévères. L'impact sur ces composants peut être un vieillissement accéléré et peut être estimé à travers la puissance dissipée par chaleur ohmique.

Dans ce paragraphe, nous allons mettre en relief l'influence de la ferrorésonance sur le transformateur asymétrique à travers une étude sur le modèle 2D déjà décrit au chapitre 2 et ce, avec une vue transversale du transformateur. En premier lieu, nous avons représenté la densité du flux magnétique dans le cas d'un fonctionnement normal du transformateur à vide, afin de visualiser le maximum de densité de flux que l'on atteint et les différentes parties soumises à ce maximum de densité de flux, sa variation de position et les valeurs pour les différents modes ferrorésonants, [86].

Dans le cas des phénomènes de ferrorésonance en mode fondamental, le transformateur fonctionne dans la région saturée de la courbe magnétique. Par conséquent, une représentation avec une courbe anhystérétique peut être justifiée en particulier pour le mode fondamental et sub-harmonique, [87]. Mais la modélisation du comportement quasi-périodique et également chaotique de la ferrorésonance nécessite un modèle approprié d'hystérésis, [83].

Le modèle du transformateur triphasé asymétrique est réalisé en y incluant les goujons de serrage des tôles du transformateur de 0.35mm. Les 6 goujons de serrage ont une perméabilité standard de $\mu_r = 100$, nous allons effectuer des cartes de champ de l'induction à vide, et sous l'effet des différents modes ferrorésonants.

1. Carte de l'induction magnétique obtenue lors de la marche à vide du transformateur

Comme on peut le constater sur la figure.III.22, les valeurs d'induction les plus élevées et donc les pertes les plus importantes sont localisées dans les zones proches des angles intérieurs des colonnes du transformateur. Aussi, on peut remarquer que même pendant la marche à vide (voir figure.III.23.a), la densité du flux dans le noyau entourant les goujons de serrage (A) à l'instant où la saturation atteint son maximum correspondant à l'instant $T=0.011s$, révèle que flux magnétique passant par les goujons de serrage (A) est concentré sur la surface externe de ces goujons (voir figure.III.23.b) montrant l'effet de peau qui se présente dans ces éléments constituant le transformateur.

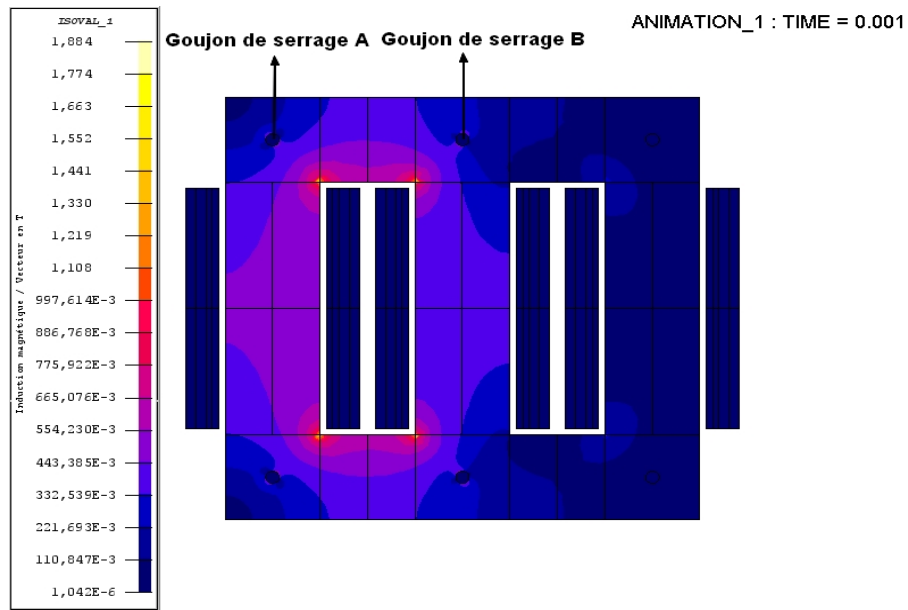
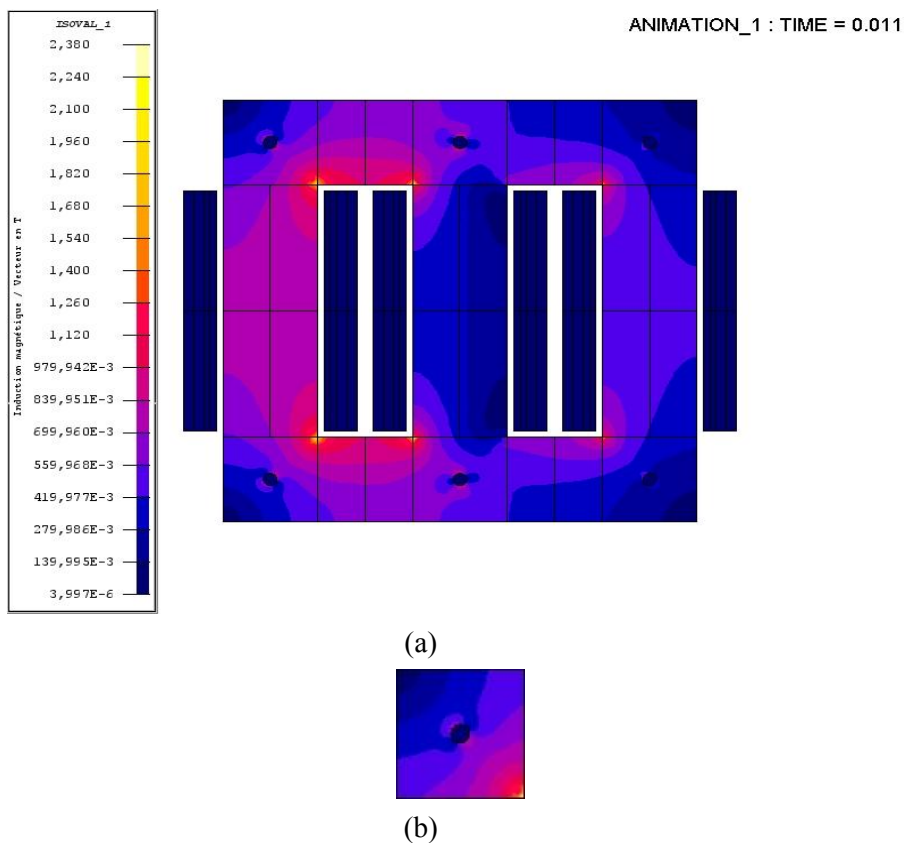


Fig.III.22. Carte de champ de l'induction à vide, à l'instant $t=0.1ms$



Figs.III.23. (a) Carte de champ de l'induction à vide, à l'instant $t=0.011s$ où la saturation est maximale
 (b) Distribution de l'induction magnétique au niveau du goujon de serrage A

2. Analyse spectrale des courants à vide

Les courants à vide sont caractérisés par les harmoniques 3, 5 et 7 qui sont les plus importants lors de la marche à vide du transformateur, (figure.III.24).

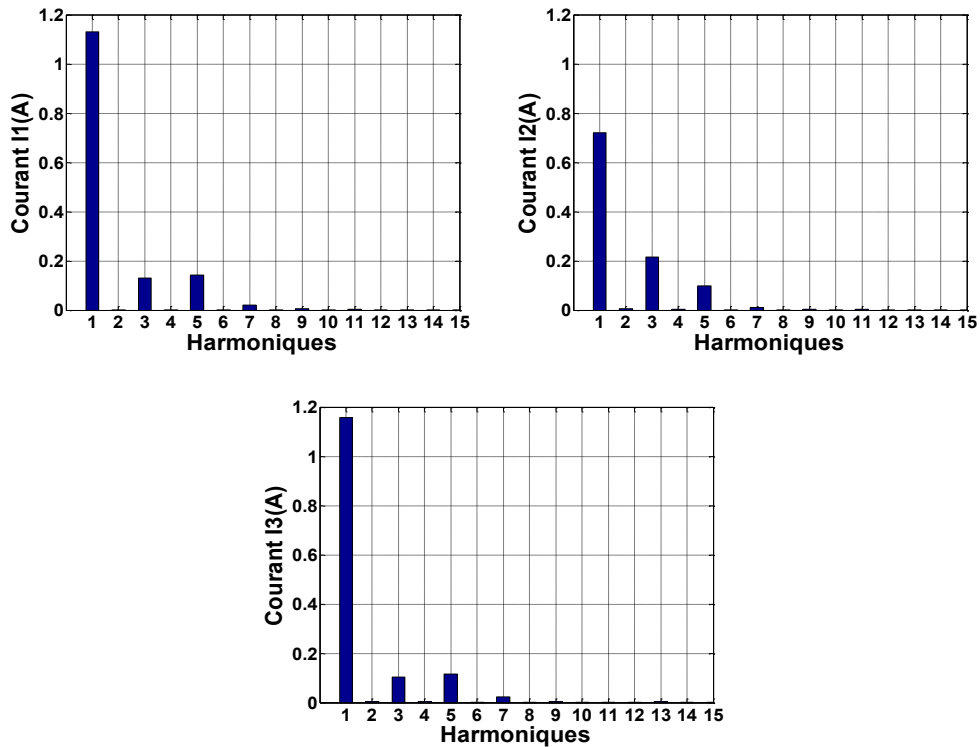


Fig.III.24. Rang des harmoniques de courant à vide en régime permanent

III.5.2. Analyse de la ferrorésonance avec la méthode des éléments finis

- *Mode fondamental*

Dû au courant d'appel, le premier pic du courant a lieu à $t=0.2075$ s donnant une induction maximale égale à $B= 3.121$ T, (voir figure.III.25). Rappelons que la valeur maximale de l'induction lors des courants d'appel peut aller jusqu'à $2B_{\max} + B_r$, [101].

où B_{\max} est l'induction maximale en régime normal et B_r l'induction rémanente

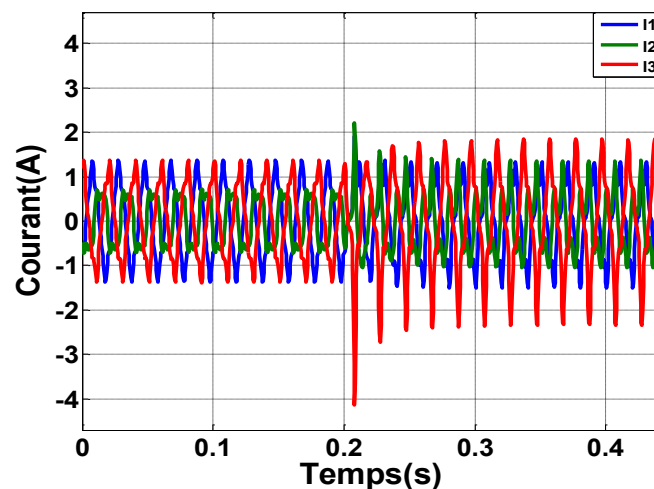


Fig.III.25. Courants des trois phases durant le mode fondamental intégré dans le modèle élément fini FEM

1. Carte de l'induction magnétique

La carte de champ de l'induction à l'enclenchement, à l'instant $t=0.2075$ (s) est représentée à la figure.III.26. Le mode fondamental est caractérisé par une saturation maximale obtenu à $t=0.2875$ s, (figure.III.27).

On remarque que l'induction magnétique est localisée dans la région en « T » du transformateur, mettant ainsi en évidence les pertes additionnelles du champ.

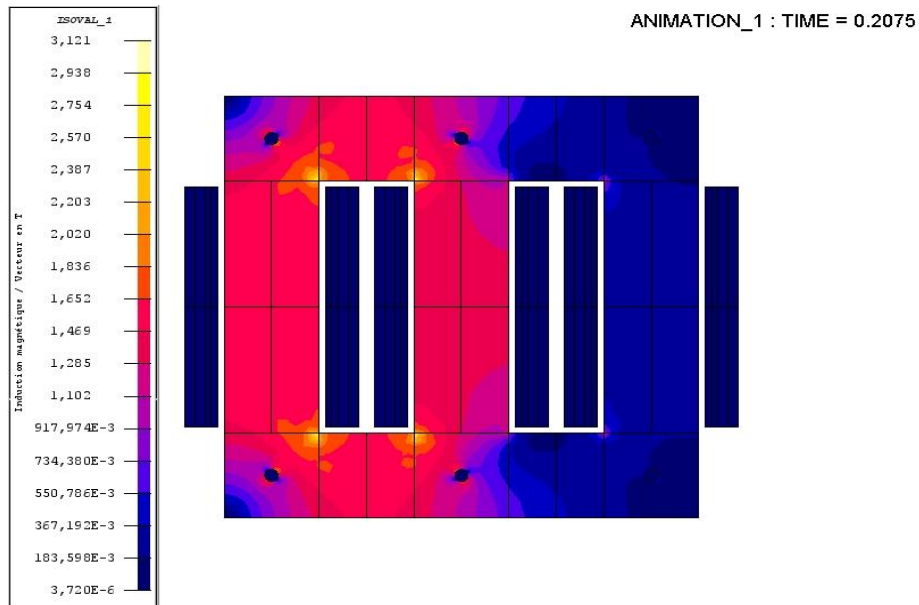


Fig.III.26. Carte de champ de l'induction à l'enclenchement, à l'instant $t=0.2075$ (s)

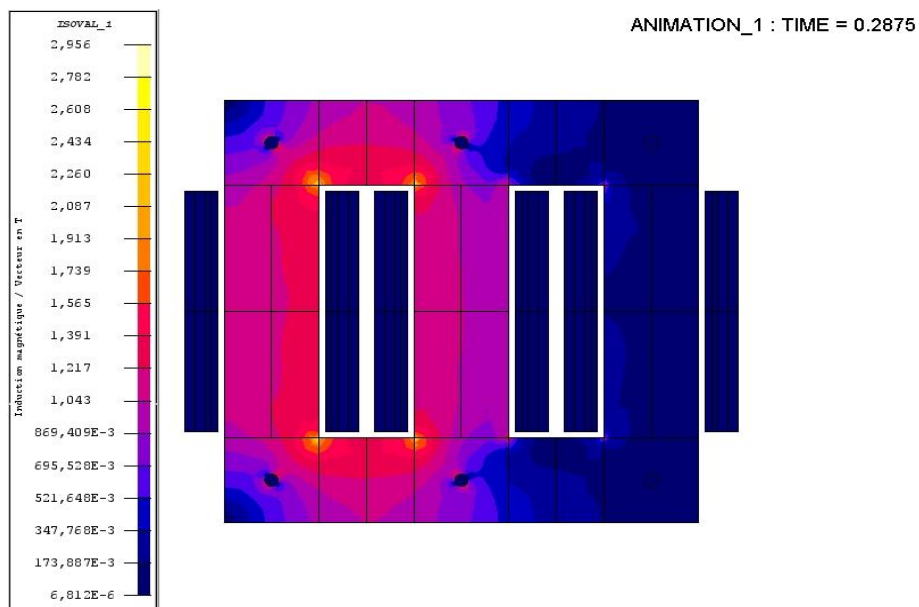


Fig.III.27. Carte de champ de l'induction, à l'instant $t=0.2875$ (s) où la saturation est maximale

2. Analyse spectrale des courants durant le mode fondamental

La décomposition en série de Fourier a été appliquée pour chaque période de courant de chaque phase, (figure.III.28). Comme le mode étudié est le fondamental, la période choisie est alors $T=0.02(s)$ correspondant à 50 Hz.

Durant le mode fondamental, on remarque l'apparition des harmoniques de rang pair 2, 4 et 6 principalement, en plus des harmoniques d'ordre impair déjà présents dans le courant à vide (figure.III.24). Les harmoniques de rang supérieur à 8 sont négligeables. On représentera le flux magnétique dans le noyau du transformateur triphasé asymétrique durant le mode fondamental à la figure.III.29.

Le flux magnétique dans le noyau du transformateur triphasé asymétrique est riche en harmonique cela est dû au fait que le flux magnétique est proportionnelle au courant, [87].

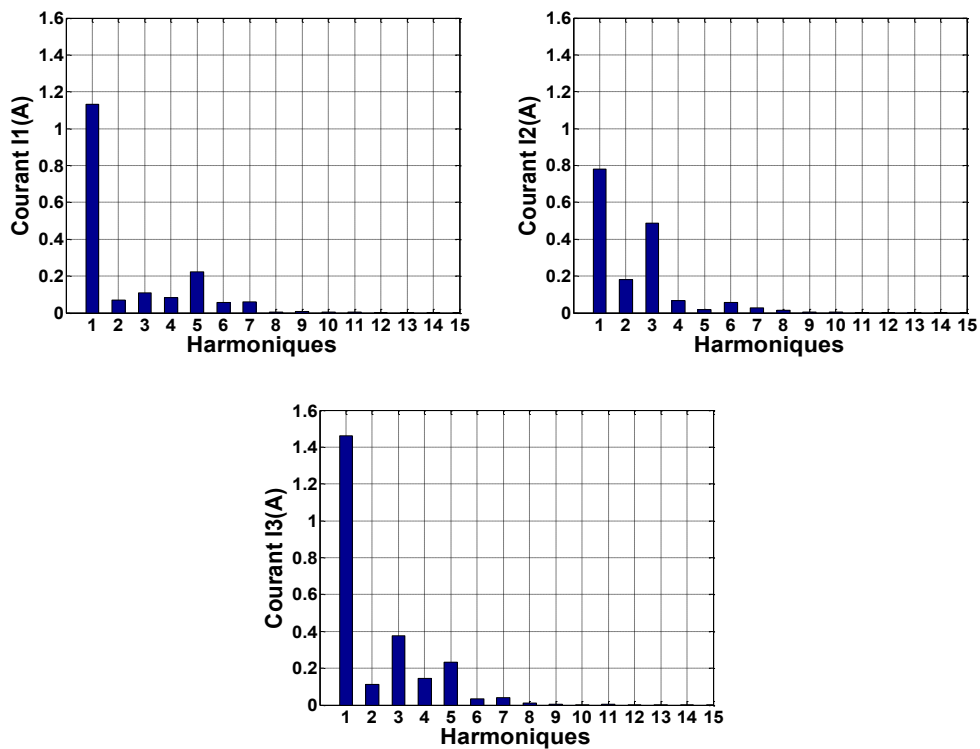


Fig.III.28. Rang des harmoniques de courants en régime fondamental

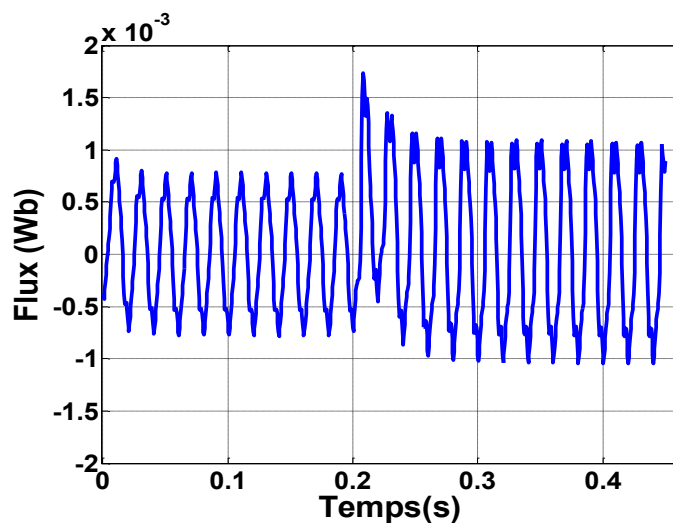


Fig.III.29. Flux magnétique dans le noyau du transformateur triphasé asymétrique

- *Mode subharmonique*

Les Courants simulés intégrés dans le modèle élément finie FEM sont représentés sur la figure.III.30.

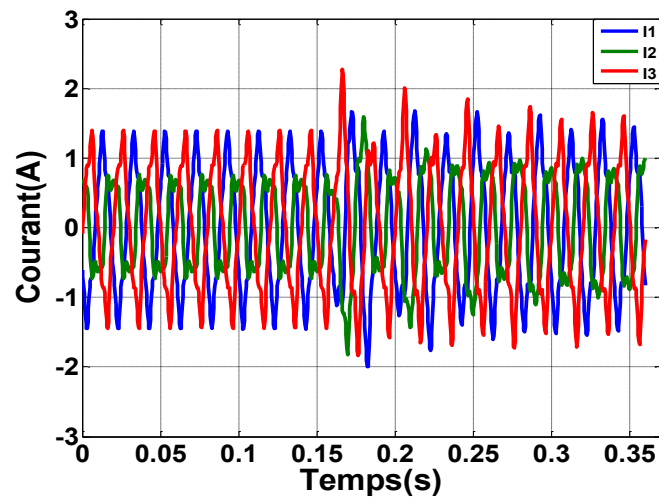


Fig.III.30. Courants subharmonique intégré dans le modèle élément finie FEM

1. Carte de l'induction magnétique

L'analyse à l'aide de la carte de champs permet de voir que le maximum de l'induction magnétique a lieu à $T=0.2164$ s et atteint une valeur d'induction de 2.983 T, (figure.III.31).

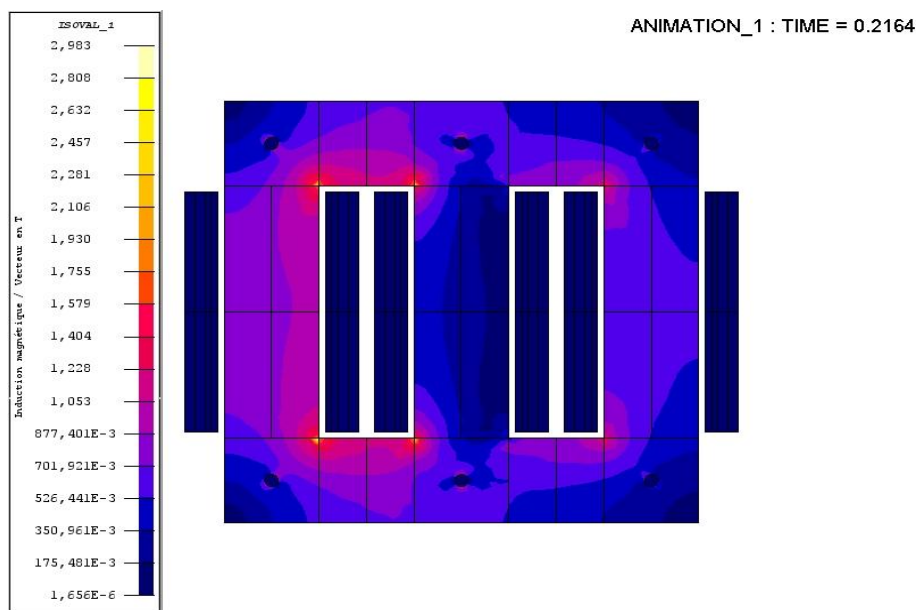


Fig.III.31. Carte de champ de l'induction, à l'instant $t=0.2164$ (s) où la saturation est maximale

2. Analyse spectrale des courants durant le mode subharmonique

La décomposition en série de Fourier été appliquée pour chaque période de courant de chaque phase. Comme le mode étudié est le subharmonique, la période choisie est 0.04s. La figure.III.32 donne le rang des harmoniques des courants en mode Subharmonique. Le flux magnétique dans le noyau du transformateur triphasé asymétrique durant le mode subharmonique est représenté à la figure.III.33.

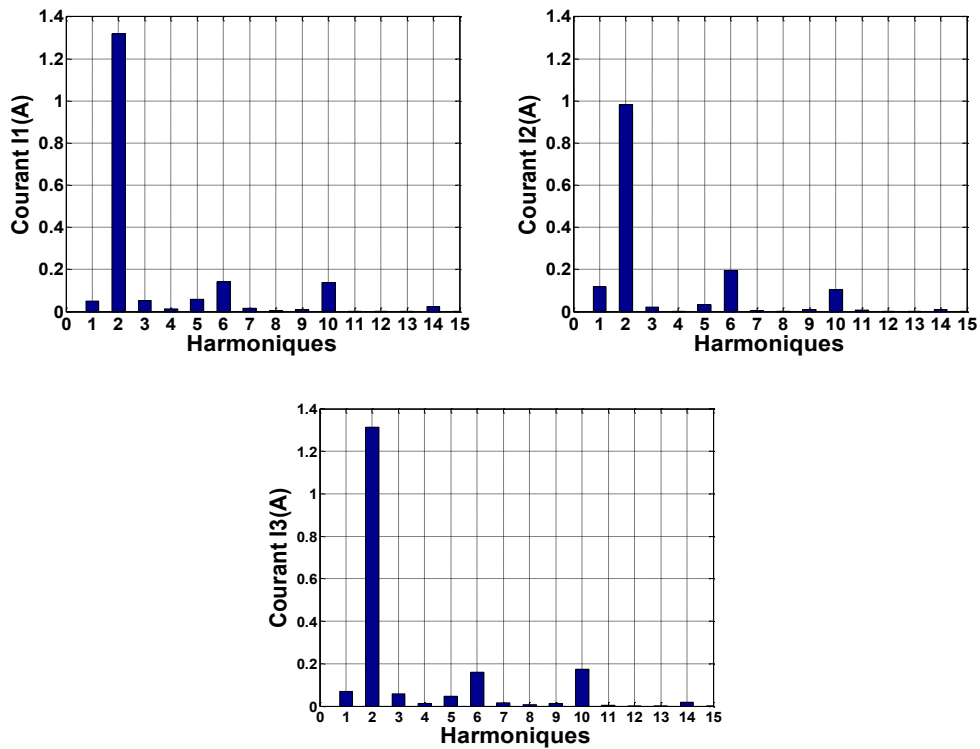


Fig.III.32. Rang des harmoniques des courants en régime subharmonique.

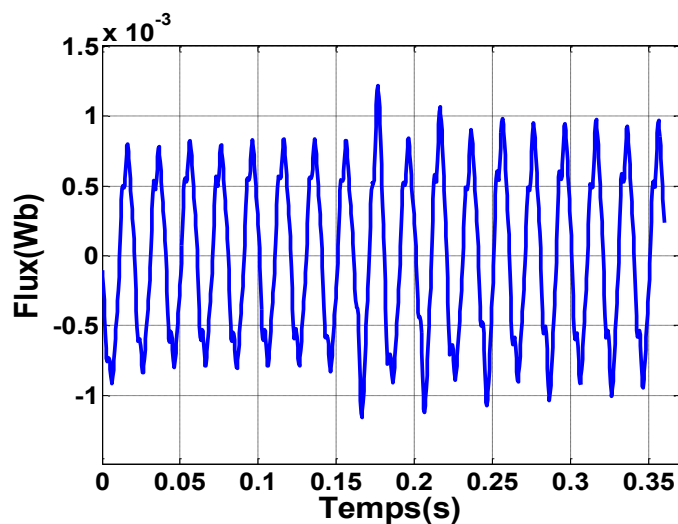


Fig.III.33. Flux magnétique dans le noyau du transformateur triphasé asymétrique

- *Mode quasi-périodique*

Les courants simulés intégrés dans le modèle élément fini FEM sont représentés sur la figure.III.34. Ce mode est caractérisé par une forte surintensité donnant lieu à une saturation très importante du noyau magnétique.

La figure. III.35 représente le flux magnétique dans le noyau du transformateur triphasé asymétrique durant le mode quasi-périodique. Ainsi le flux magnétique est localisé dans une partie bien précise du transformateur, (figure.III.36), donnant lieu à des zones d'extrême saturation dans le noyau du transformateur. Ces zones sont localisées toutes proches des goujons de serrage donnant lieu à un échauffement excessif et également à une dégradation de ces derniers. La figure.III.36 représente la carte de champ de l'induction, à l'instant $t=0.7$ s où la saturation est maximale.

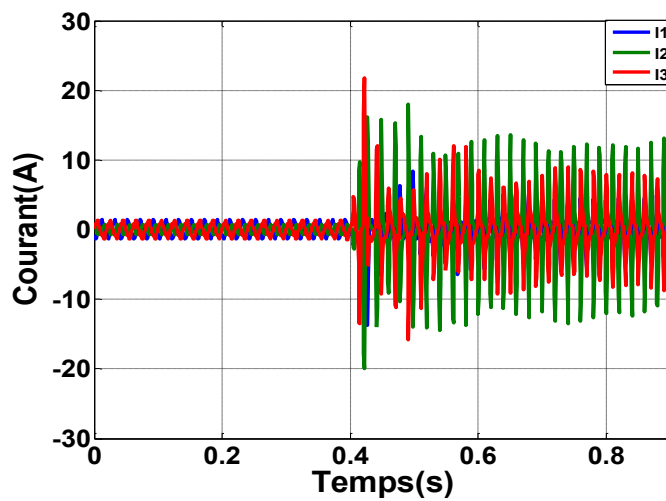


Fig.III.34.Courants quasi périodique intégré dans le modèle élément finie FEM.

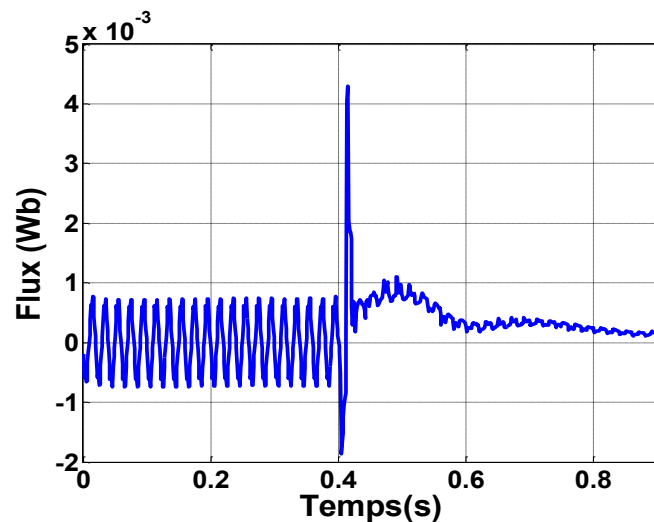


Fig.III.35.Flux magnétique circulant dans le noyau du transformateur triphasé.

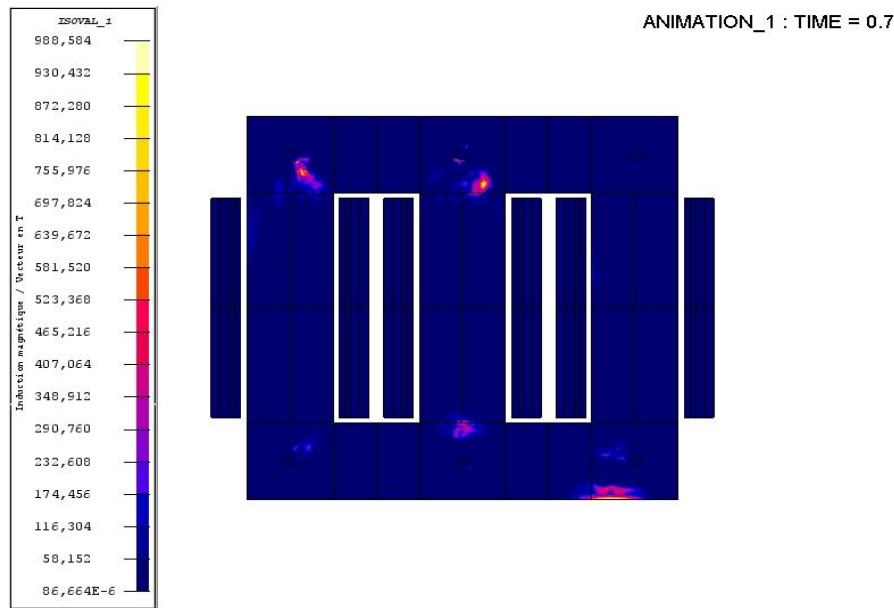


Fig.III.36. Carte de champ de l'induction, à l'instant $t=0.7$ s où la saturation est maximale

- **Mode chaotique**

Le mode chaotique est l'un des modes les plus difficiles à obtenir dû à sa nature aléatoire. Ce mode est obtenu à l'aide de la simulation avec le modèle DEM de Tellinen, car son obtention expérimentale est liée à des valeurs de tensions et des conditions irréelles. Ce type de ferrorésonance doit être étudié avec la théorie du chaos [99].

On alimente avec une tension de 380V et une capacité série de $C_s=3\mu\text{F}$. Le mode chaotique est obtenu dans les trois phases et les résultats sont présentés à la figure.III.37. Les amplitudes des courants obtenus lors de ce mode sont très importantes. Les courants simulés sont intégrés dans le modèle élément fini FEM. Le Flux magnétique circulant dans le noyau du transformateur triphasé durant le mode chaotique est montré à la figure.III.38. De plus, La carte de champ de l'induction magnétique, à l'instant $t=0.201$ s, montre bien que le transformateur ne peut pas fonctionner sous des valeurs aussi importantes de courants (figure.III.39).

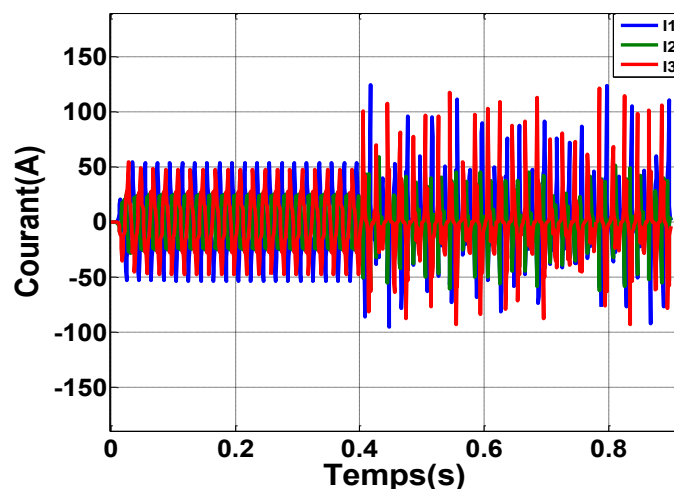


Fig.III.37. Courants durant le mode chaotique intégré dans le modèle élément fini FEM

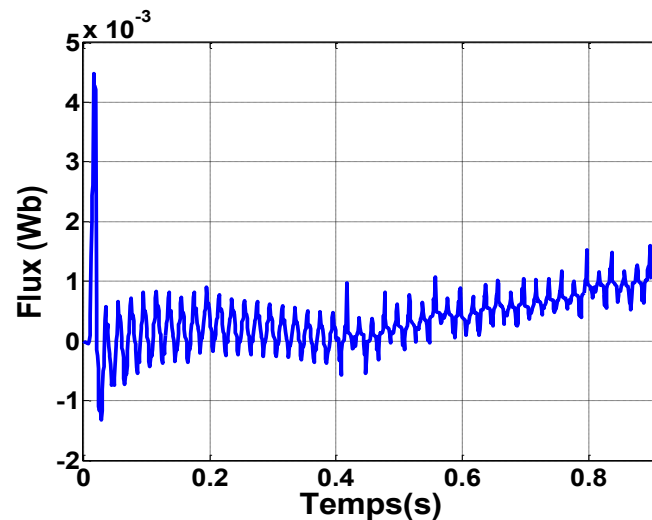
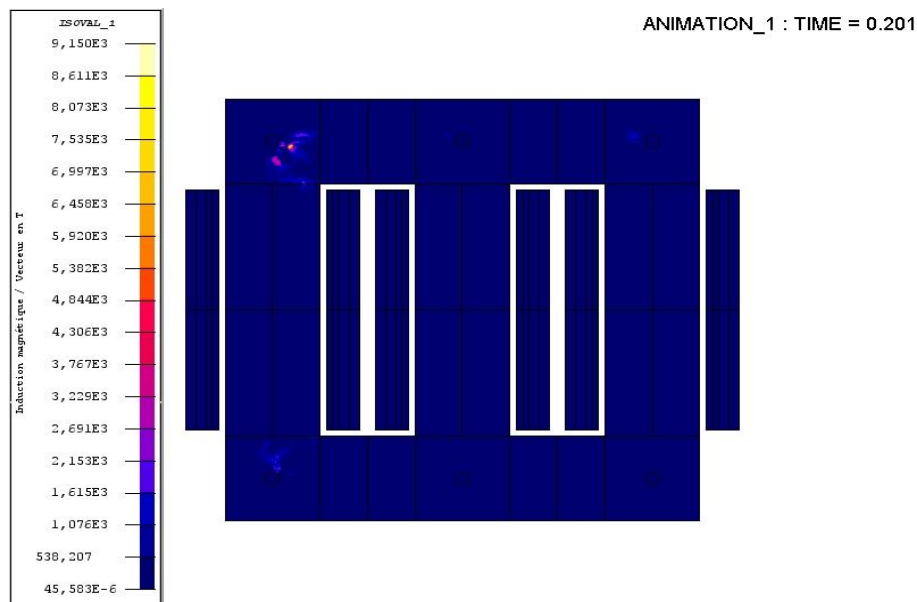


Fig.III.38. Flux magnétique circulant dans le noyau du transformateur triphasé

Fig.III.39. Carte de champ de l'induction, à l'instant $t=0.201$ (s) où la saturation est maximale

III.6.Conclusion

Ce chapitre nous a permis de voir l'effet des différents modes de la ferrorésonance sur le transformateur triphasé asymétrique à travers l'intégration des phénomènes d'hystérésis dans des modèles de transformateur DEM et FEM. L'utilisation des courants obtenus par le modèle DEM comme une source de courant pour le modèle FEM a été montrée. Le but de ce chapitre a été également de voir la distribution de l'induction magnétique dans les différents constituants du transformateur et de conclure que des éléments tels que les goujons de serrage sont assujettis à un réel danger durant la saturation du noyau magnétique, ainsi que le phénomène de ferrorésonance est un phénomène complexe caractérisé par une grande sensibilité d'apparition de ces régimes aux valeurs des paramètres d'essais. Une étude

préalable doit être effectuée pour déterminer les paramètres donnant lieu à différents modes ferrorésonants est plus que nécessaire vu le nombre important d'essais et la nature stochastique de la ferrorésonance.

L'étude que nous avons menée peut servir également comme support aux constructeurs et concepteurs de transformateurs en raison des capacités du modèle FEM à refléter les différentes parties du transformateur qui sont soumises à un grand nombre de contraintes de saturation et thermique. Il faut noter également que des modes de ferrorésonance tels que le quasi-périodique et le chaotique sont les plus difficiles à obtenir mais aussi les plus dangereux pour le transformateur. Le mode chaotique ne peut se produire que quelquefois pour des valeurs de capacité et de tension irréelles et de ce fait, cela nécessite un outil de simulation pour l'obtention des courants comme dans le cas du modèle DEM que nous avons élaboré.

Chapitre IV

Courants induits géomagnétiques dans les transformateurs triphasés asymétriques

Courants induits géomagnétiques dans les transformateurs triphasés asymétriques

IV.1.Introduction

Les courants géomagnétiques induits, appelés communément "GIC Geomagnetically Induced Currents", sont le siège d'une manifestation à la surface de la terre due à une activité solaire. Cette activité perturbe le champ magnétique terrestre et ceux sont ces perturbations qui induisent un champ géo-électrique sur la surface terrestre donnant lieu aux courants géomagnétiques induits, [104].

En fait, l'activité solaire émet à la terre un grand nombre de particules chargées ("Electro-jets"). L'interaction de ces particules avec le champ magnétique de la terre peut produire des courants auroraux qui suivent des trajectoires circulaires autour de pôles géomagnétiques de la Terre. Ces courants auroraux perturbent le champ magnétique de la terre (dormant ou en sommeil) et, quand les perturbations sont d'une intensité suffisante, ils sont appelés alors tempêtes géomagnétiques (Geomagnetic storm). Pendant les tempêtes géomagnétiques, une différence de potentiel est induite sur la surface de la terre due à des fluctuations du champ géomagnétique de la Terre. Le potentiel de surface de la Terre résultant produit le courant GIC par l'intermédiaire du neutre à la terre des transformateurs et circulant le long des lignes de transmission. La fréquence des GIC est très faible de sorte que le courant peut être considéré comme quasi-DC. Les GIC peuvent causer la polarisation DC du transformateur. Il en résulte un courant d'excitation fortement distordu du transformateur.

Quand une Éjection de masse coronale (CME en anglais "Coronal Mass Ejection") interagit avec la magnétosphère, le mouvement du champ géomagnétique par rapport à l'ionosphère conductrice augmente l'amplitude des courants circulant, de 100 à 150 kms au-dessus de la surface de la terre, dans les jets électriques qui sont des courants de l'ordre de quelques millions d'Ampère. Ces courants electro-jets induisent un potentiel quasi-continu en série avec les lignes de transmission, ce qui entraîne à son tour la circulation du courant géomagnétique induit GIC partout où il y a un chemin pour eux de circuler. C'est ce GIC qui circule dans les lignes de transmission qui affecte le réseau électrique, à savoir, les systèmes de transmission et les transformateurs de puissance, [105]. La Figure IV.1 présente l'écoulement des GICs dans un réseau électrique.

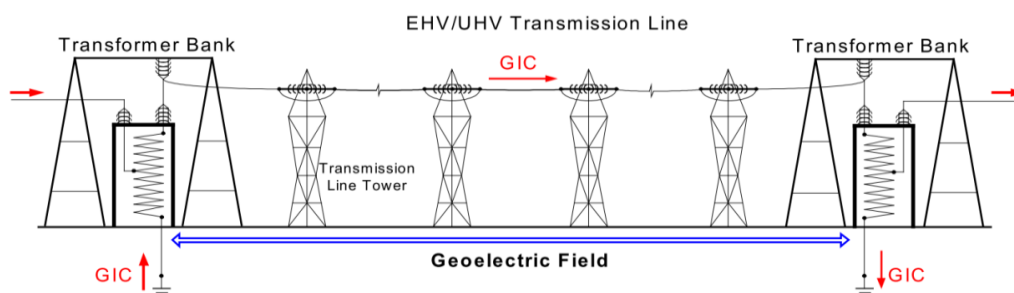


Fig. IV.1. Écoulement des courants GIC dans un réseau électrique [105]

Le courant (GIC) est de fréquence généralement faible, de 0,01 Hz à 0,5 Hz. Pour ces fréquences, Le réseau haute-tension (HT) est essentiellement résistif, alors l'inductance, la capacité et les effets de couplage magnétique peuvent être ignorés dans le calcul des GICs en régime permanent. Un événement GMD peut durer un à deux jours, et génère continuellement des niveaux faibles ou modérés de GIC par rapport au maximum du GIC lors de l'événement. Les périodes de forte intensité GIC sont généralement les plus préoccupantes pour les impacts et le fonctionnement du système d'alimentation.

Les facteurs qui influencent le degré du risque pour les transformateurs de puissance comprennent: La latitude géomagnétique et la résistivité du sol local. Les effets des courants continus sur les transformateurs de puissance sont les conséquences premières des perturbations géomagnétiques (GMD). En effet, l'écoulement, de ces courants géomagnétiques induits GIC, conduit à une saturation du demi-cycle d'hystérésis, à une augmentation de la puissance réactive consommée par le transformateur, à des courants harmoniques d'ordre pair et impair dans le réseau, mais également à un fonctionnement inadéquat des relais et des protections dans les réseaux électriques. Quelquefois, des points chauds dans les enroulements et les composants structuraux des transformateurs sont également à signaler, [106-110]. Des études [111-113] ont été menées sur les pertes dans la culasse du transformateur et ont permis de conclure que ces pertes sont différentes selon que le transformateur soit abaisseur ou élévateur et que le facteur de puissance a un rôle important dans ces pertes.

D'autres auteurs se sont également attelés à développer des modèles de transformateurs permettant de simuler au mieux les phénomènes GIC, [114-116]. B. Zhang *et Al* [116] ont étudié l'impact de ces courants sur la distorsion harmonique pour les transformateurs triphasés asymétriques avec, cependant, une omission sur l'influence de l'hystérésis dans les simulations, négligeant ainsi un phénomène très important dans la modélisation des phénomènes en basse fréquence des transformateurs. W. Chandrasena *et Al* [117] ont appliqué la théorie de Jiles-Atherton pour représenter la caractéristique d'hystérésis du noyau du transformateur au lieu d'utiliser la courbe anhystérétique.

La simulation des phénomènes GIC dans un modèle 3D du transformateur monophasé de type cuirassé a été effectuée par R. Nishiura *et Al* [118].

D'autres travaux aussi bien connus les uns que les autres ont traité des effets de la compensation série avec batterie de condensateurs sur les GIC ou des effets des GIC sur les transformateurs [119],[120] ou encore ont apporté des solutions sur la conception des dispositifs de blocage pour atténuer les effets des courants géomagnétiques induits [121].

Cependant, les études concernant les transformateurs triphasés asymétriques ont rarement été effectuées. Les effets de ces courants GIC sont très différents et varient selon plusieurs paramètres du transformateur. Nous allons effectuer une expérimentation sur le cas de l'équilibre des phases, du déséquilibre des phases du transformateur, aussi bien à vide et qu'en charge.

Le but de ce chapitre est donc de comparer les résultats obtenus expérimentalement avec ceux du modèle dynamique électromagnétique DEM. Ensuite, nous introduisons les courants GIC dans le modèle élément fini (FE) présentant, tout comme le modèle DEM, l'hystérésis. Enfin, l'influence de ce phénomène sur les différents éléments constituant du transformateur triphasé asymétrique est étudiée.

IV.2. Les courants géomagnétiques induits dans le Transformateur triphasé asymétrique à vide

La circulation des courants GIC dans le transformateur induit une polarisation du flux magnétique dans le noyau, telle que:

$$\phi = \phi_{AC} + \phi_{DC} \quad (IV.1)$$

Où ϕ est le flux magnétique total, ϕ_{AC} le flux induit par l'alimentation alternative AC et ϕ_{DC} est le flux induit par l'excitation DC. Dans la partie linéaire de la caractéristique B-H, le principe de superposition stipule que ϕ_{AC} et ϕ_{DC} peuvent être calculés indépendamment l'un de l'autre. Cependant, de faibles amplitudes de courant GIC sont suffisantes pour conduire à la zone non-linéaire de la caractéristique B-H et ainsi le principe de superposition ne peut plus être utilisé lorsqu'on analyse l'impact de la circulation des courants sur le transformateur, [114]. Aussi, dans la présente approche, on supposera que le flux est uniformément distribué dans le circuit magnétique et que l'effet de l'hystérésis est négligé et représenté juste par la courbe anhystérétique.

La relation entre le flux et le courant GIC est déterminée par:

$$\phi_{DC} = \frac{N.I_{GIC}}{\mathfrak{R}} \quad (IV.2)$$

Tel que,

$$\mathfrak{R} = \frac{l}{\mu.A} \quad (IV.3)$$

Où N est le nombre de spires, I_{GIC} est l'amplitude des courants GIC, \mathfrak{R} est la réluctance du circuit magnétique. l et A sont respectivement la longueur et la section du circuit magnétique. Il est à noter que la réluctance \mathfrak{R} est fonction de l'alimentation AC et ainsi l'amplitude du flux ne peut être déterminée seulement en se basant sur l'amplitude des courants GIC, car elle est fonction non seulement de l'alimentation AC mais aussi du degré de saturation.

Les courants géomagnétiques induits dans le transformateur passent à travers le neutre du transformateur de connexion étoile Y, le neutre du transformateur mis à la terre crée un chemin fermé qui permet au courant continu DC de circuler à travers les enroulements du transformateur. La figure. IV.2 montre le réseau de transmission soumis au courant GIC.

Le décalage dû au flux induit par l'excitation DC dans le noyau magnétique dépend de la réluctance magnétique du trajet du flux ϕ_{DC} . Ainsi dans le cas du transformateur triphasé asymétrique à 3 colonnes, ce décalage est le plus faible par rapport aux autres constructions du noyau des transformateurs, et ne se fait pas seulement dans le noyau magnétique [122], [123]. Le flux ϕ_{DC} doit passer par un chemin de réluctance très élevé qui est l'air, du haut au bas de la culasse, [124].

Pour notre cas d'étude, nous nous sommes mis dans des conditions d'évènement de perturbations géomagnétiques (GMD) afin de simuler les courants induits géomagnétiques passant par le neutre du transformateur. Nous utiliserons le circuit de la figure. IV.2 qui comprend un transformateur triphasé asymétrique fonctionnant à vide donc équivalent à alimenter une charge résistive très importante ou en charge, et un courant continu de 0 à 10 A dans le neutre du transformateur afin d'approximer le phénomène des courants GIC et ce, dans deux cas, à savoir: le cas où les phases sont équilibrées et le

cas où les phases sont déséquilibrées. Des rhéostats R_{ligne1} , R_{ligne2} , R_{ligne3} sont insérés dans le circuit entre les deux transformateurs, élévateur (127/220V) et abaisseur (220/127V) afin de créer se déséquilibre. La figure IV.3 présente son schéma Matlab/Simulink et ou le transformateur triphasé asymétrique Yg-Y (Step-down Transformer) est soumis aux courants géomagnétiques induits.

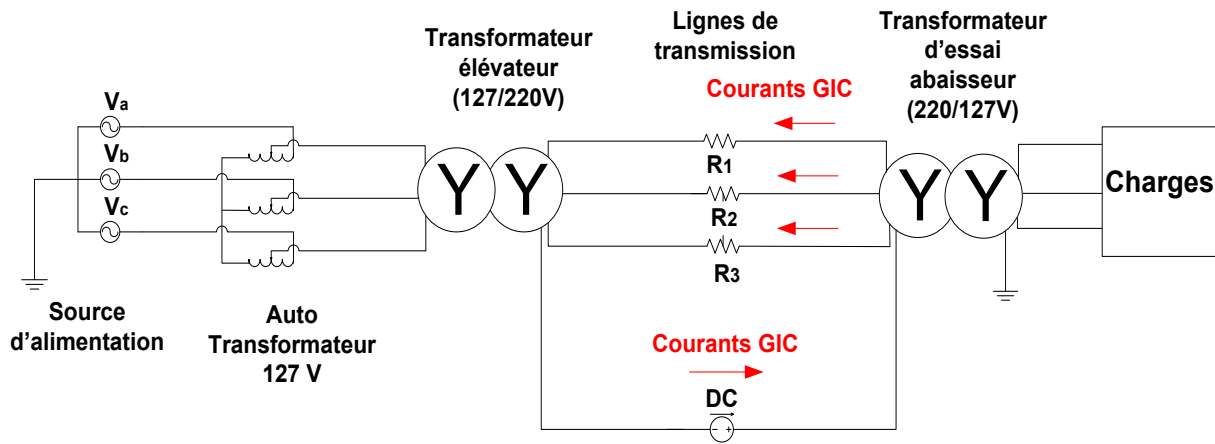


Fig.IV.2. Schéma du réseau de transmission triphasé soumis aux courants GICs

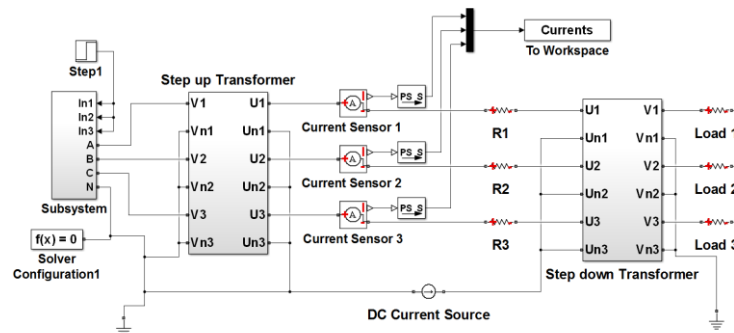


Fig.IV.3. Schéma du Transformateur triphasé asymétrique Yg-Y soumis aux GICs

IV.2.1. Cas d'équilibre des phases

1. Sous conditions de fonctionnement normal

Le transformateur fonctionne sous tension assignée sans injection de courant GIC et en régime permanent. On représentera, à cet effet ce courant sur la figure. IV.4.

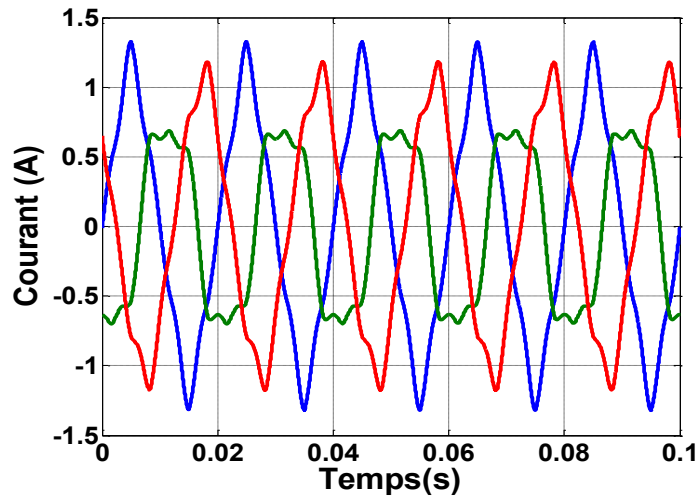
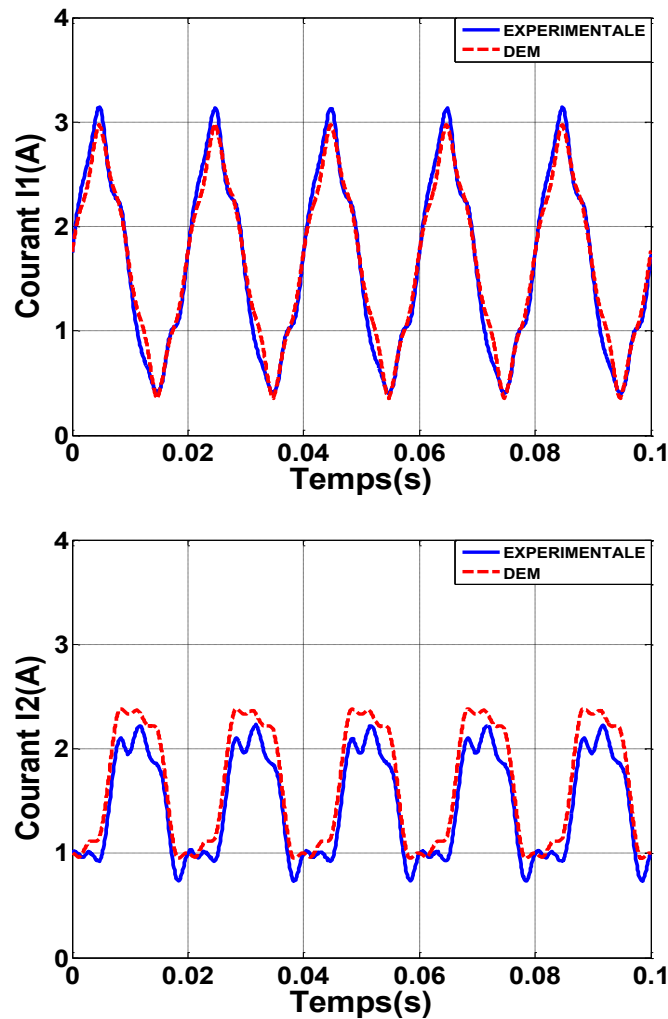


Fig. IV.4. Courant à vide du transformateur triphasé asymétrique sans courant I_{GIC} et $R_{ligne1} = R_{ligne2} = R_{ligne3}$

2. Fonctionnement avec un courant $I_{GIC} = 5A$

Une source de courant de 5A est placée dans le neutre du transformateur triphasé. On relèvera les courants des trois phases à vide, expérimentaux et simulés avec le modèle DEM sur la figure. IV.5.



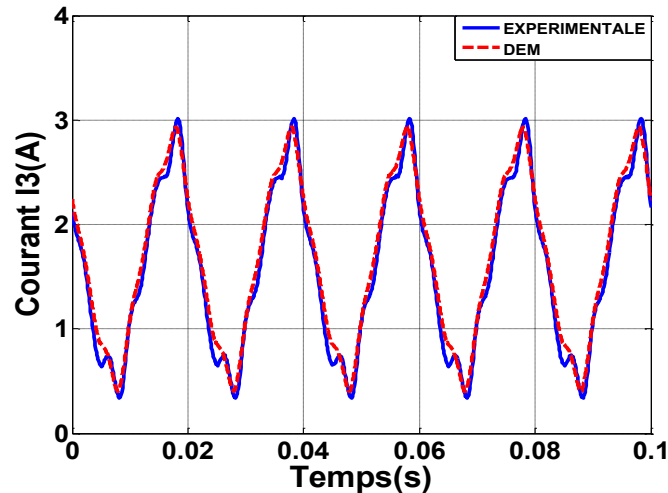
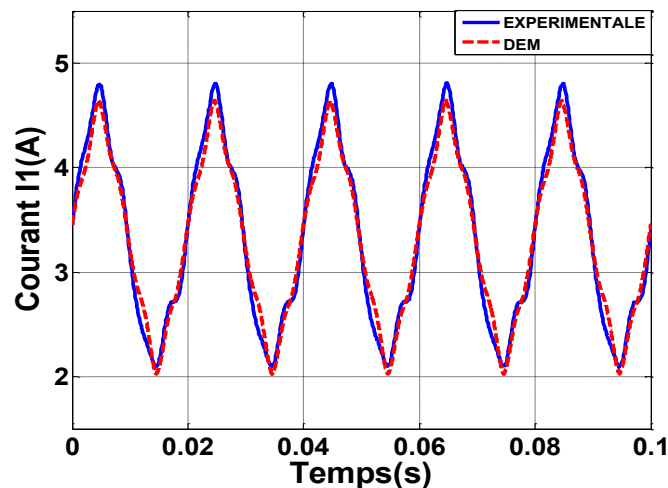


Fig IV.5. Courants à vide du transformateur triphasé asymétrique avec un courant $I_{GIC} = 5A$ et $R_{ligne1} = R_{ligne2} = R_{ligne3}$

3. Fonctionnement avec un courant $I_{GIC} = 10A$

Une source de courant de 10A est placée dans le neutre du transformateur triphasé. On représentera sur la figure. IV.6, les courants à vide expérimentaux et simulés avec le modèle DEM. On remarque dans les deux cas ($I_{GIC} = 5A$ et $I_{GIC} = 10A$) que l'influence des courants GICs, lorsque les phases sont équilibrées, conduit à une polarisation positive des courants. On signalera, cependant, une légère déformation pour les courants expérimentaux. La différence entre les courbes expérimentales et simulées avec le modèle DEM s'explique par le fait de la présence des résistances parasites notamment celles des câbles de mesures et, par le fait de la très grande susceptibilité des courants GICs même aux faibles valeurs des résistances.



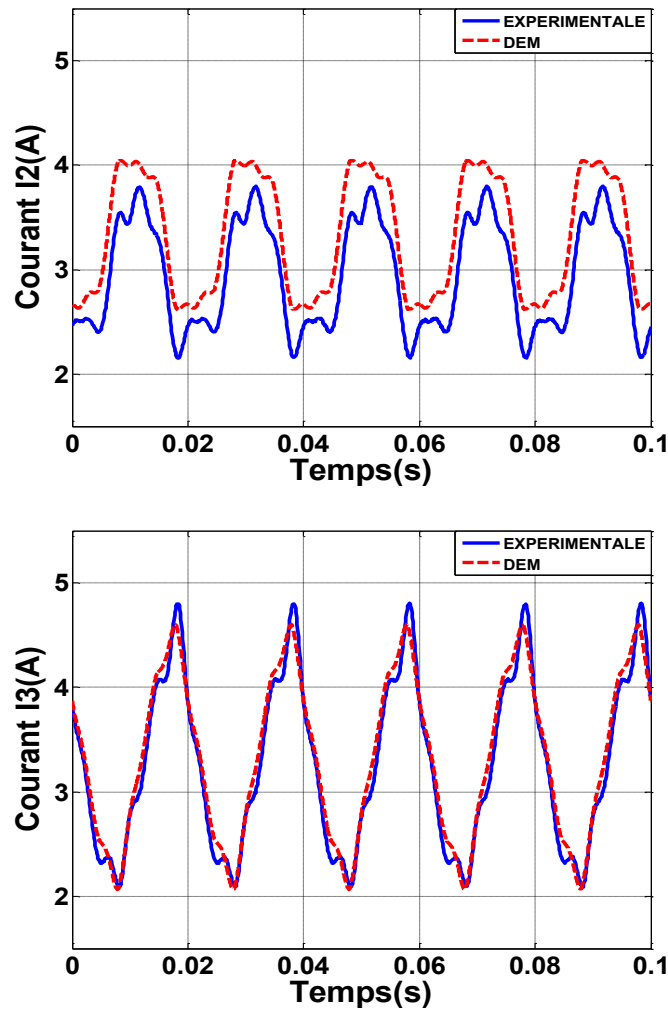


Fig.IV.6.Courants à vide du transformateur triphasé asymétrique avec un courant $I_{GIC} = 10A$ et $R_{ligne1} = R_{ligne2} = R_{ligne3}$

IV.2.2.Cas de déséquilibre des phases

On prendra comme valeurs de résistance : $R_{ligne1} = 5\Omega$, $R_{ligne2} = 1\Omega$, $R_{ligne3} = 3\Omega$.

En général, les réseaux de transmission opèrent dans des conditions d'équilibre de phases. Cependant, des sources de déséquilibre non contrôlables peuvent apparaître, à titre d'exemple, on peut citer:

- les disfonctionnements dans la transposition de lignes de transmission qui peuvent avoir un impact sur le transformateur soumis aux courants GICs,
- le transformateur triphasé asymétrique peut également être une source de déséquilibre avec des réluctances de phases des colonnes latérales différentes de celle de la phase de la colonne centrale.

Dans notre cas d'étude et dans des conditions spécifiques se référant aux conditions d'expérimentation [115],[116] qui tendent à suggérer que les courants GICs ne peuvent se diviser de façon équilibrée entre les phases, on montrera qu'une grande partie du flux sera annulée à cause du déséquilibre.

1. Conditions de fonctionnement normal

La figure. IV.7 présente les courants à vide du transformateur triphasé asymétrique sans courant I_{GIC} . On remarque que les résistances de lignes de transmission n'influent pas sur les courants magnétisants en régime établi, mais ont une très grande importance dans les courants d'appel comme il a été montré au chapitre 2.

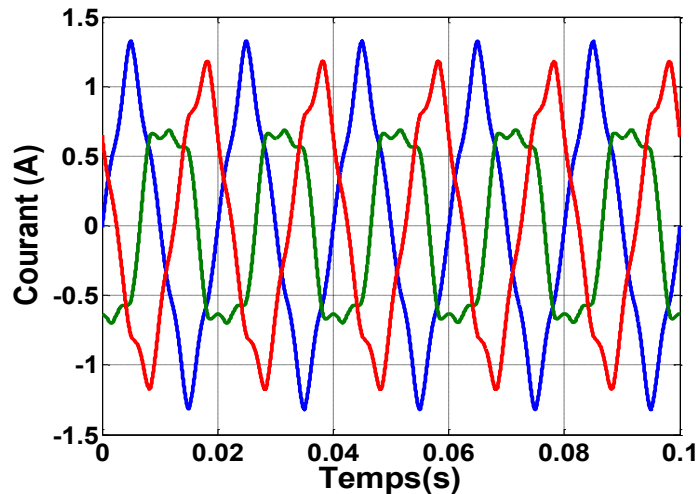
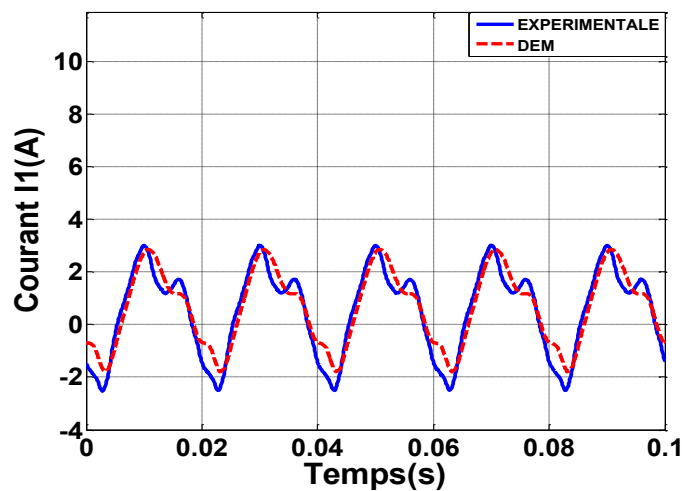


Fig.IV.7.Courant à vide du transformateur triphasé asymétrique sans courant I_{GIC} et $R_{ligne1} \neq R_{ligne2} \neq R_{ligne3}$

2. Fonctionnement avec un courant $I_{GIC} = 5A$

On remarque d'après le relevé expérimental représenté sur la figure. IV.8 que c'est la phase de la colonne centrale qui présente le plus de distorsions comparativement à la phase 1 et 3.



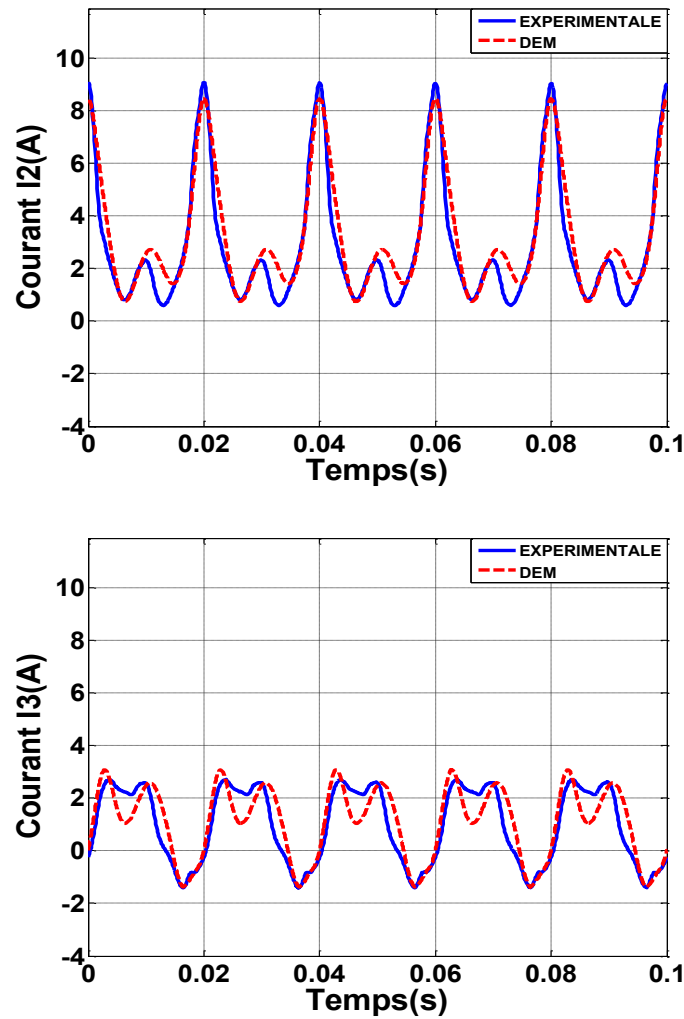


Fig.IV.8.Courant à vide du transformateur triphasé asymétrique
avec un courant $I_{GIC} = 5A$ et $R_{ligne1} \neq R_{ligne2} \neq R_{ligne3}$

3. Fonctionnement avec un courant $I_{GIC} = 10A$

La figure. IV.9 présente les courants à vide du transformateur triphasé asymétrique avec introduction d'un courant $I_{GIC} = 10A$. L'amplitude des courants augmente donnant lieu à un degré élevé de la saturation. Les phases 1 et 3 subissent presque les mêmes changements, tandis que la phase 2 subit la plus grande distorsion.

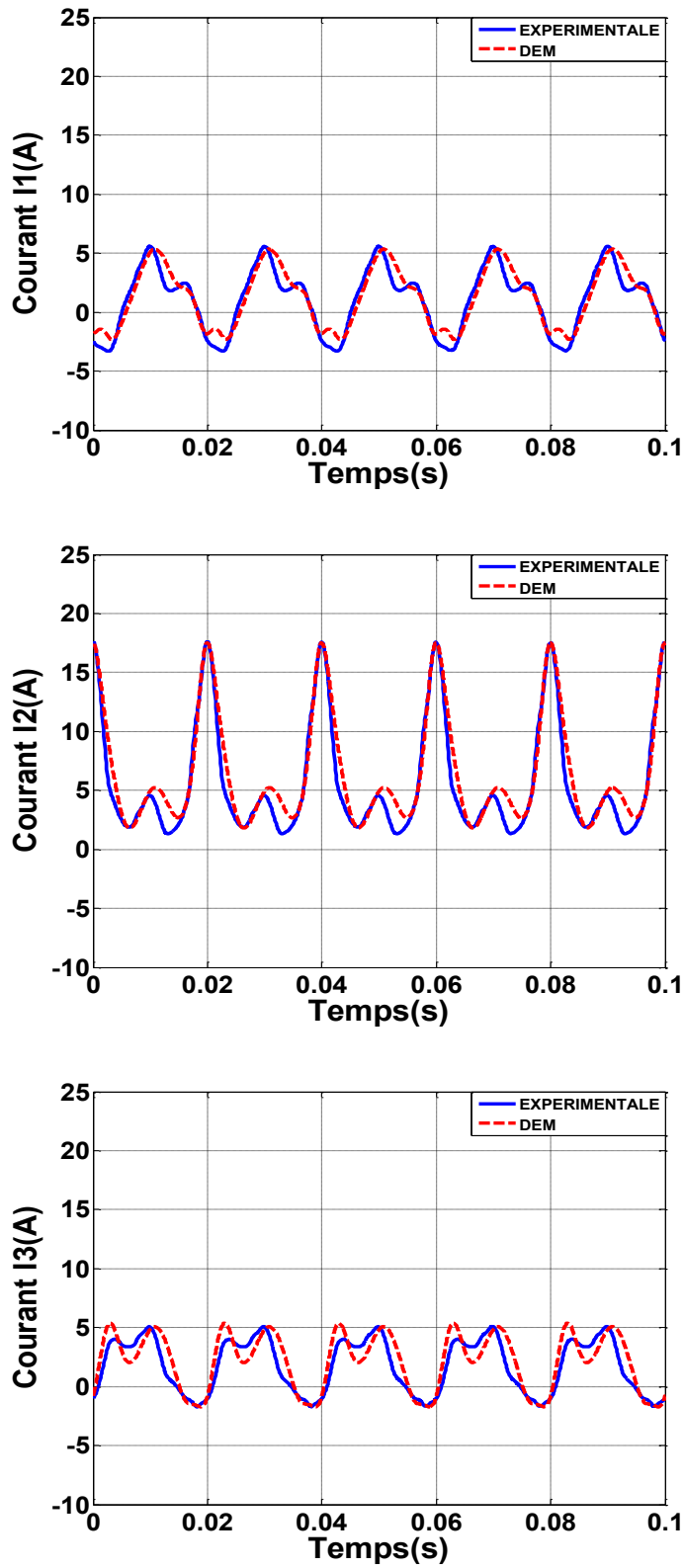


Fig.IV.9.Courant à vide du transformateur triphasé asymétrique avec un courant $I_{GIC} = 10A$ et $R_{ligne 1} \neq R_{ligne 2} \neq R_{ligne 3}$

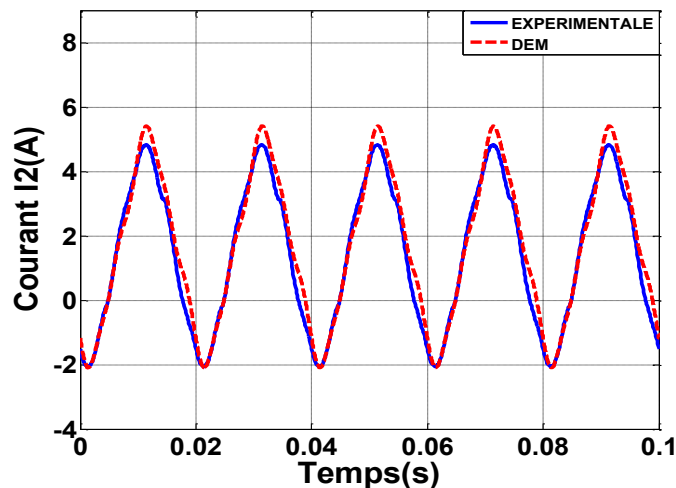
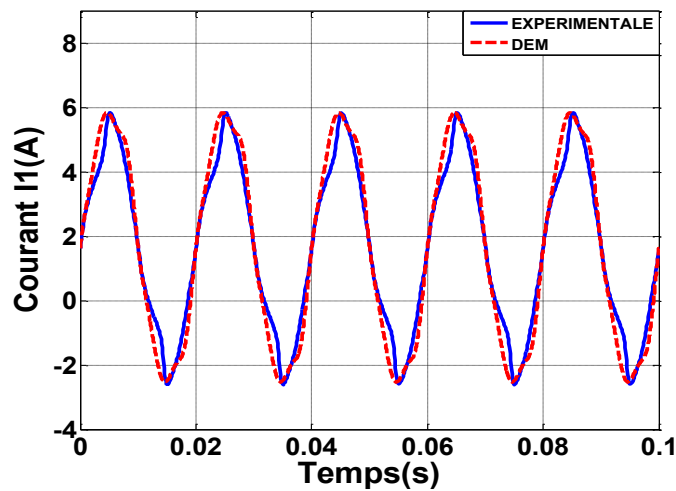
IV.3. Courants géomagnétiques induits dans un Transformateur triphasé asymétrique en charge

Dans cette partie, nous allons utiliser le transformateur triphasé asymétrique en charge. A cet effet, des résistances de charge seront placées au secondaire du transformateur abaisseur de la figure IV.2, pour la représentation du courant de charge de valeur égale à 3A par phase.

IV.3.1. Cas d'équilibre des phases

1. Fonctionnement avec un courant $I_{GIC} = 5A$

La figure IV.10 représente les courants du transformateur triphasé asymétrique en charge avec un courant géomagnétique induit $I_{GIC} = 5A$. Ces courants de charge sont presque sinusoïdaux et l'analyse spectrale effectuée au paragraphe IV.4 confirme le fait que l'amplitude des harmoniques reste faible par rapport à celle du fondamental.



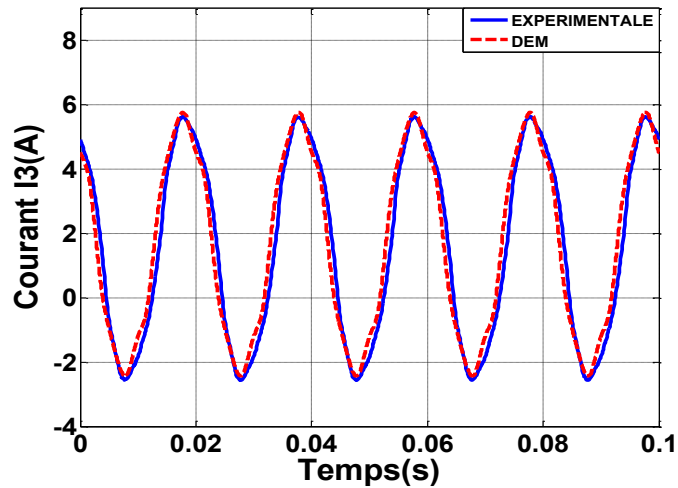
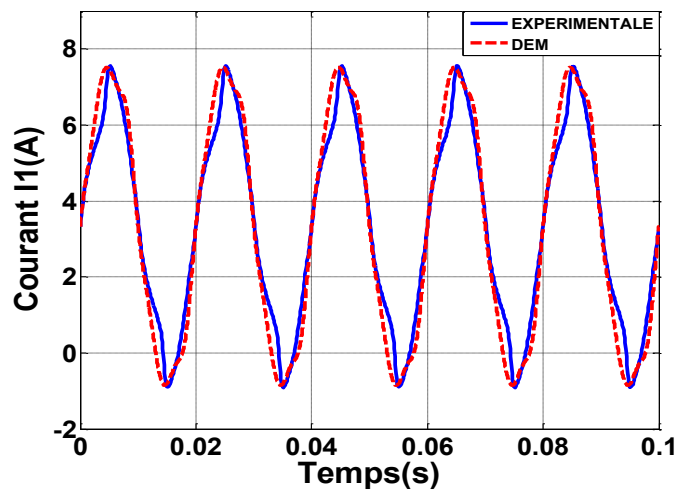


Fig IV.10. Courants du transformateur triphasé asymétrique en charge avec un courant $I_{GIC} = 5A$ et $R_{lign1} = R_{lign2} = R_{lign3}$

2. Fonctionnement avec un courant $I_{GIC} = 10A$

La figure IV.11 présente les courants du transformateur triphasé asymétrique en charge avec un courant $I_{GIC} = 10A$. Les mêmes remarques s'appliquent aux courants comme pour le cas précédent.



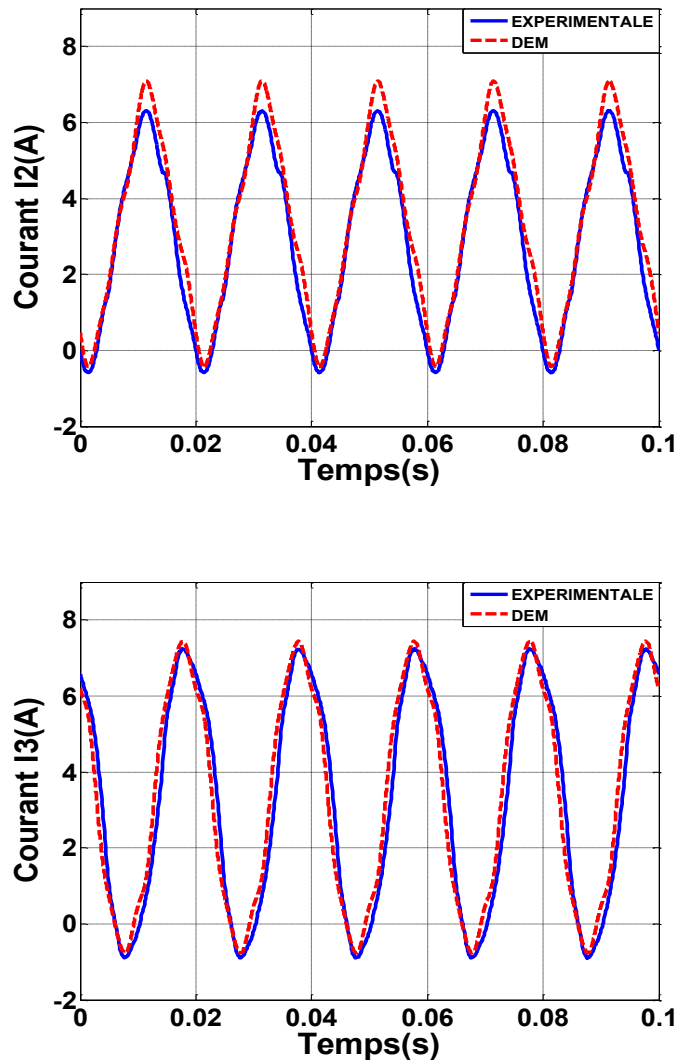


Fig IV.11. Courants en charge du transformateur triphasé asymétrique avec un courant $I_{GIC} = 10A$ et $R_{ligne1} = R_{ligne2} = R_{ligne3}$

IV.3.2. Cas de déséquilibre des phases

Dans ce cas précis, les charges sont équilibrées, mais avec l'ajout de résistances au primaire du transformateur abaisseur (de valeurs similaires à ceux utilisés au paragraphe IV.2.2) afin de créer le déséquilibre.

1. Fonctionnement avec un courant $I_{GIC} = 5A$

La figure IV.12 présente les courants du transformateur triphasé asymétrique en charge avec un courant $I_{GIC} = 5A$ et des valeurs de résistances de ligne différentes. On remarque sur les figures IV.10 et IV.12 que dans le cas où les valeurs des résistances de ligne sont différentes $R_{ligne1} \neq R_{ligne2} \neq R_{ligne3}$, il y a augmentation de l'amplitude des courants ainsi qu'une forte déformation de ces courants et cela, même lorsque le transformateur est en charge.

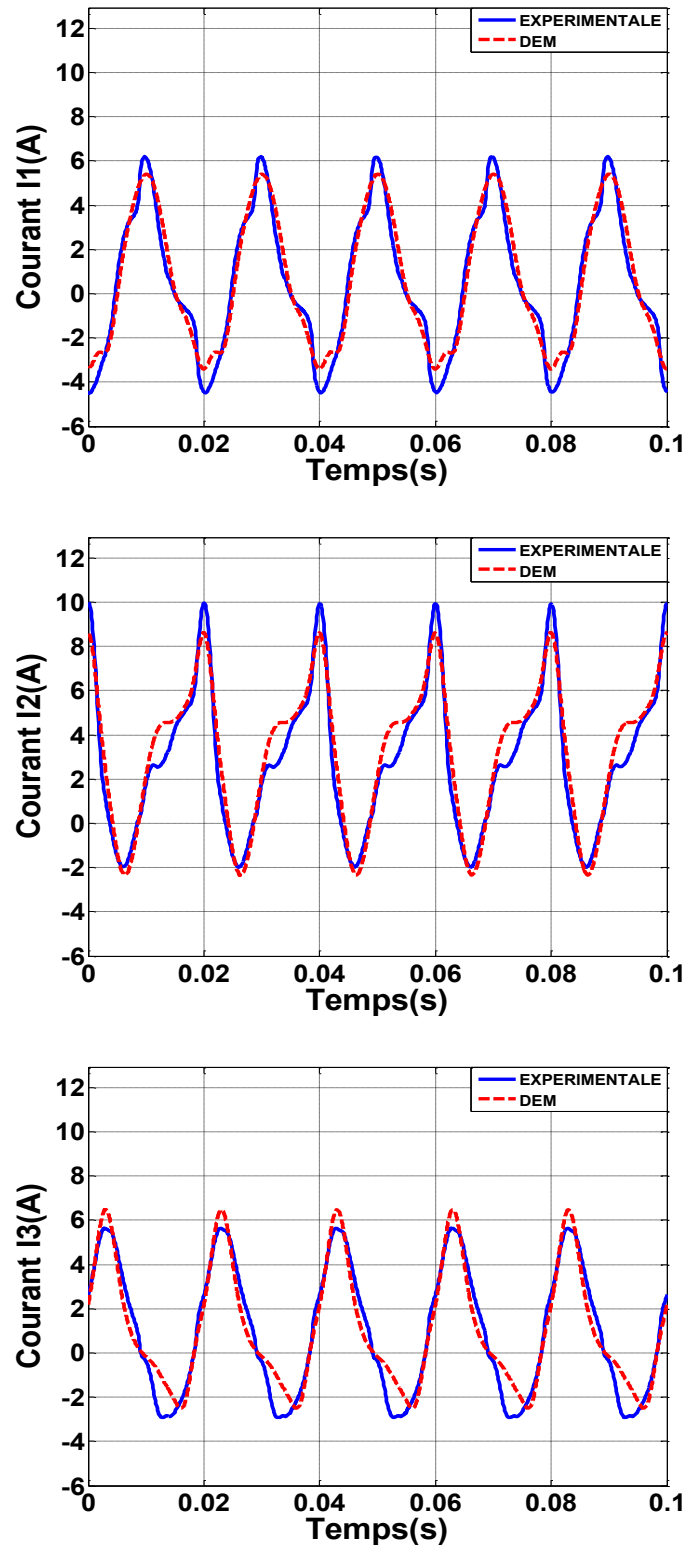


Fig IV.12. Courants en charge du transformateur triphasé asymétrique avec un courant $I_{GIC} = 5A$ et $R_{ligne1} \neq R_{ligne2} \neq R_{ligne3}$

2. avec un courant $I_{GIC} = 10A$

La figure. IV.13 présente des courants du transformateur triphasé asymétrique en charge avec un courant géomagnétique $I_{GIC} = 10A$. On remarque des figures IV.11 et IV.13 que dans le cas où les valeurs des résistances de ligne sont différentes $R_{ligne1} \neq R_{ligne2} \neq R_{ligne3}$, il y a une très grande

augmentation de l'amplitude des courants et une forte déformation des courants, supérieure à celle du cas où le courant géomagnétique induit $I_{GIC} = 5A$. Ainsi, plus le courant géomagnétique induit est important et plus, la déformation est importante.

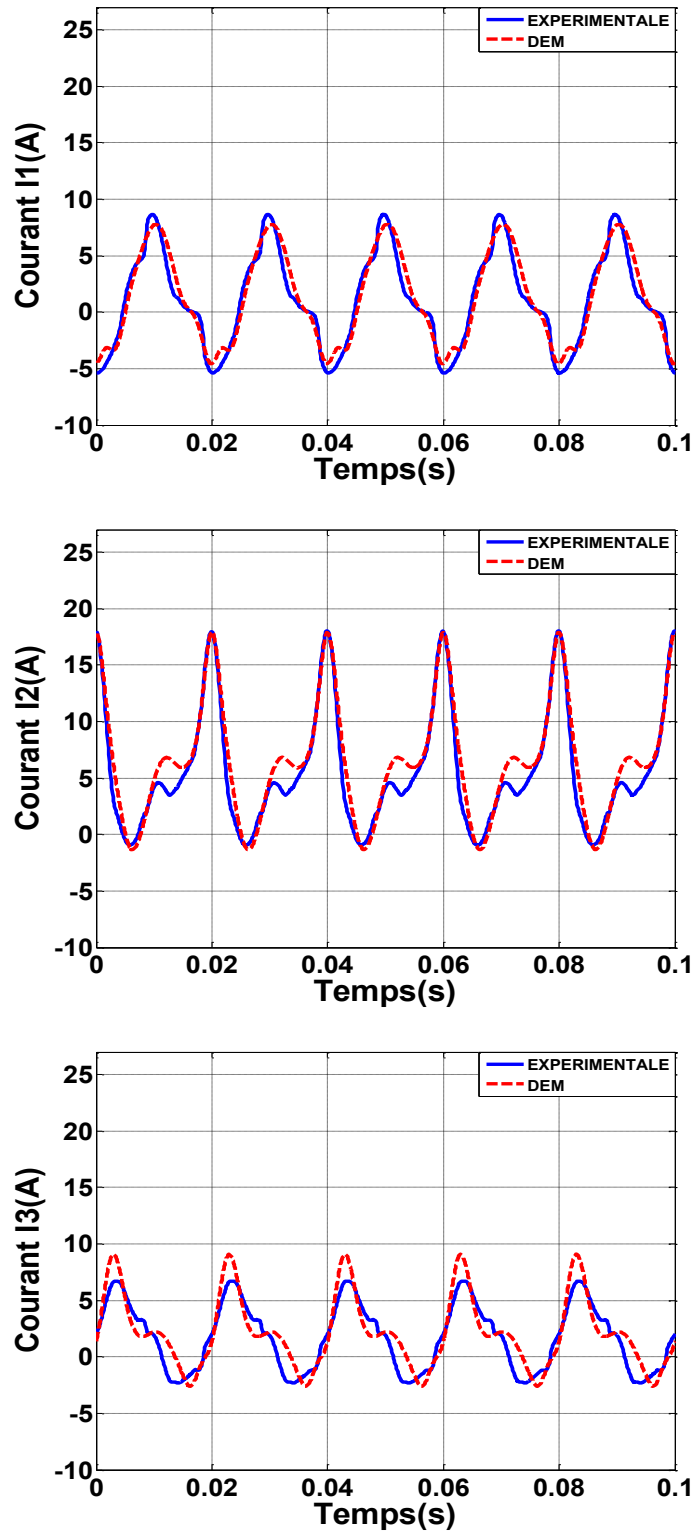


Fig IV.13. Courants en charge du transformateur triphasé asymétrique avec un courant $I_{GIC} = 10A$ et $R_{ligne1} \neq R_{ligne2} \neq R_{ligne3}$

IV.4.Intégration de l'hystérésis dans le modèle éléments finis (EF)

Le même procédé d'intégration des courants dans le modèle éléments finis (EF) du chapitre 3 a été appliqué, cette fois, non pas à l'étude de la ferrorésonance mais à l'étude des phénomènes des courants induits géomagnétiques GICs (voir figure. III.21).

Dans ce paragraphe, nous mettons en relief l'influence des courants GICs sur le transformateur triphasé asymétrique à travers une étude sur le modèle 2D, déjà décrite au chapitre 2 et ce, avec vue transversale. Premièrement, nous représentons la densité du flux magnétique dans le cas d'un fonctionnement normal du transformateur à vide sans déséquilibre des lignes de transmission et pour les cas $I_{GIC} = 5A$ et $10A$. Ensuite, nous étudions le cas du déséquilibre des lignes de transmission afin de visualiser le maximum de densité du flux atteint, les différentes parties soumises à ce maximum de densité de flux, la variation de sa position ainsi que les valeurs de différentes amplitudes de courant GIC. On étudiera ensuite le fonctionnement en charge du transformateur triphasé asymétrique avec équilibre et déséquilibre des lignes de transmission pour le cas $I_{GIC} = 5A$ et $10A$.

IV.4.1.Fonctionnement en marche à vide

Cas où $R_{ligne1} = R_{ligne2} = R_{ligne3}$ et $I_{GIC} = 0A$. Comme il a été déjà expliqué au chapitre 3, les courants à vide (figure. IV.14) sont caractérisés par les harmoniques 3, 5 et 7 qui sont les plus importants lors de la marche à vide du transformateur. Le flux magnétique est, quant à lui, parfaitement symétrique, (figure. IV.15).

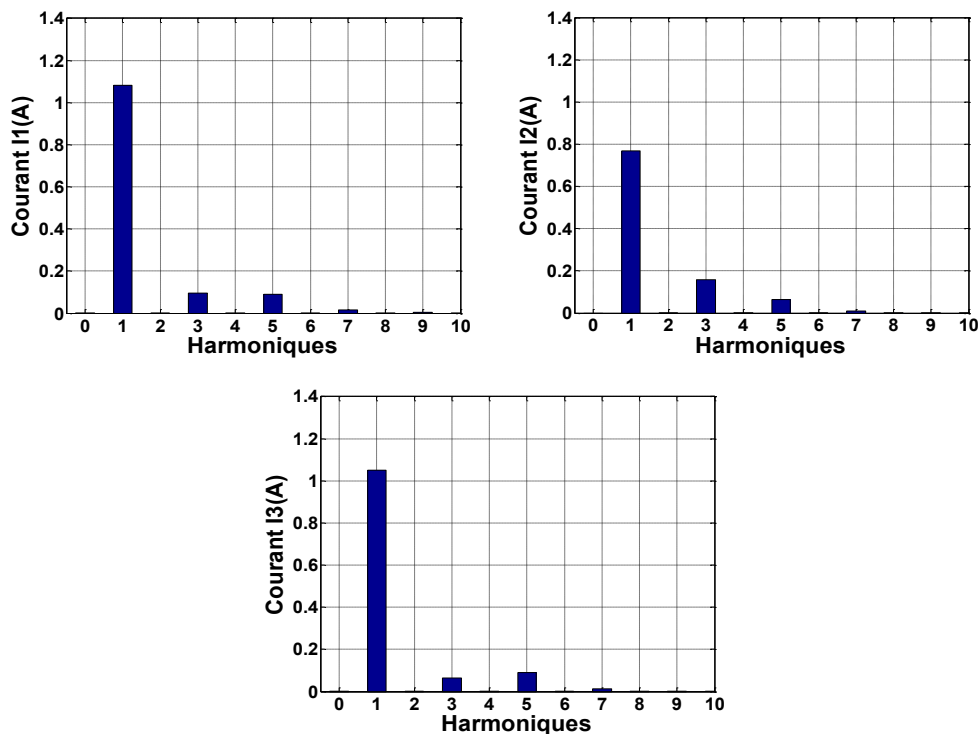


Fig. IV.14. Amplitude et rang des harmoniques de courant des trois phases

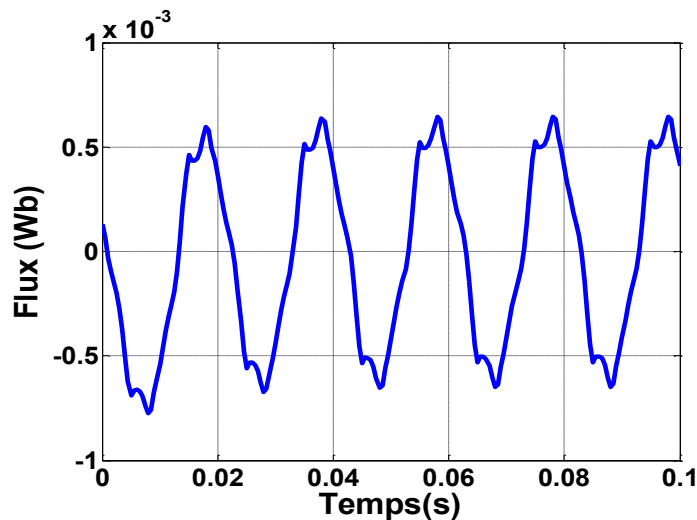


Fig. IV.15. Flux magnétique dans le noyau du transformateur triphasé asymétrique

1. Cas des résistances égales $R_{\text{ligne1}} = R_{\text{ligne2}} = R_{\text{ligne3}}$ et $I_{GIC} = 5A$

La Fig. IV.16 présente le rang des harmoniques de courant des trois phases. Le courant géomagnétique induit GIC, dans le cas de l'équilibre des phases, n'entraîne pas l'obtention des harmoniques d'ordre pair, tandis que le flux subit une légère polarisation positive (voir figures. IV 16 et IV 17). On remarque que l'amplitude des courants GIC dans les 3 phases n'est pas parfaitement la même, elle est due aux résistances parasites créant un mini-déséquilibre dans l'amplitude des courants GIC entre les 3 phases et donne lieu à l'apparition de faible amplitude d'harmoniques pairs.

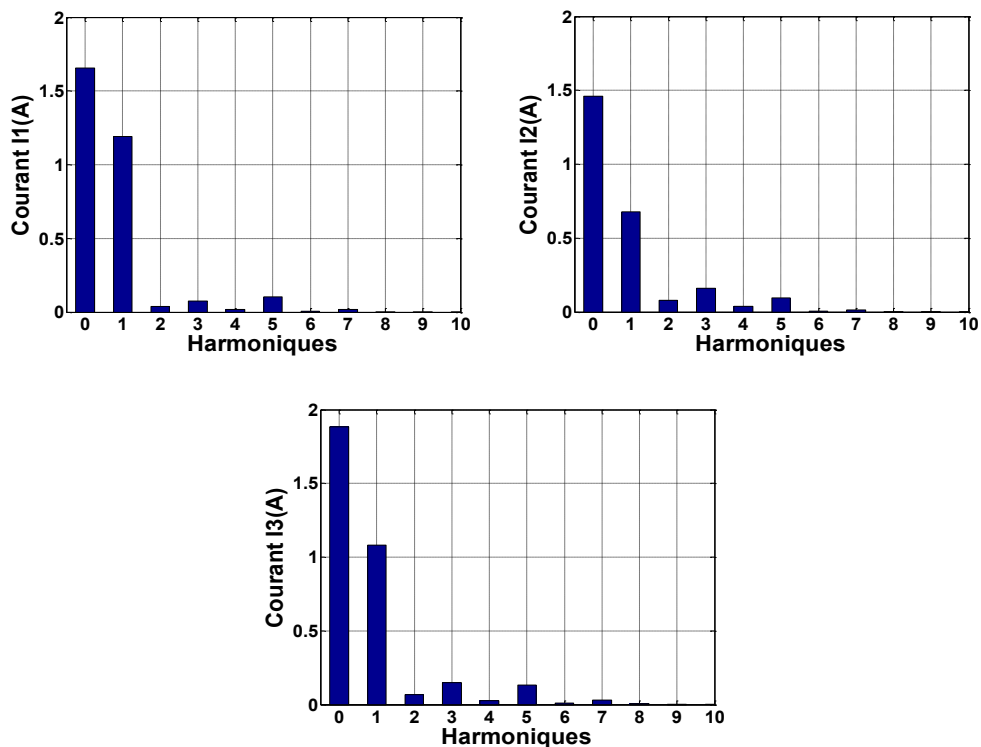


Fig. IV.16. Rang des harmoniques de courant des trois phases

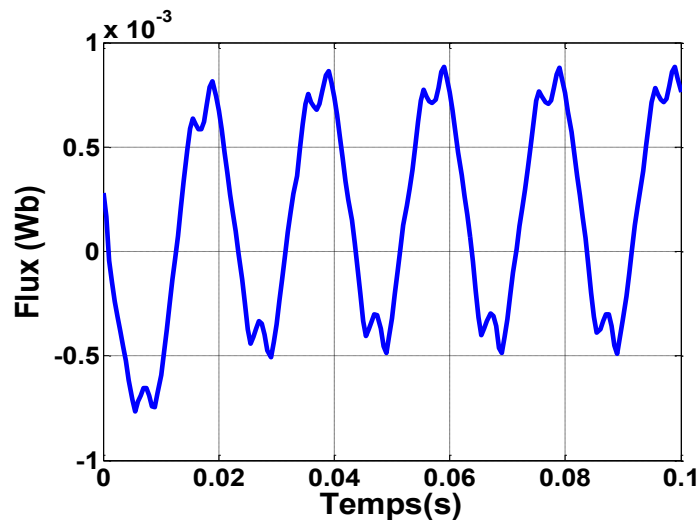


Fig. IV.17. Flux magnétique dans le noyau du transformateur triphasé asymétrique

2. Cas où $R_{lign1} = R_{lign2} = R_{lign3}$ et $I_{GIC} = 10A$

Ainsi comme on peut le remarquer respectivement sur les figures. IV.17 et IV.18, le transformateur triphasé asymétrique n'est pas très sensible aux courants GIC et il n'y a pas de génération d'harmoniques. Le flux ne varie presque pas (voir figure. IV.19) lorsque les trois phases sont parfaitement équilibrées car, il n'existe pas de chemin de retour pour le flux continu ϕ_{DC} , ce flux tend à quitter le noyau magnétique. Comme l'air présente un chemin de réluctance très élevé pour le flux magnétique, la polarisation du flux ϕ_{DC} est donc faible. En conséquence, le transformateur triphasé asymétrique n'est pas très sensible aux courants GIC si les phases sont équilibrées.

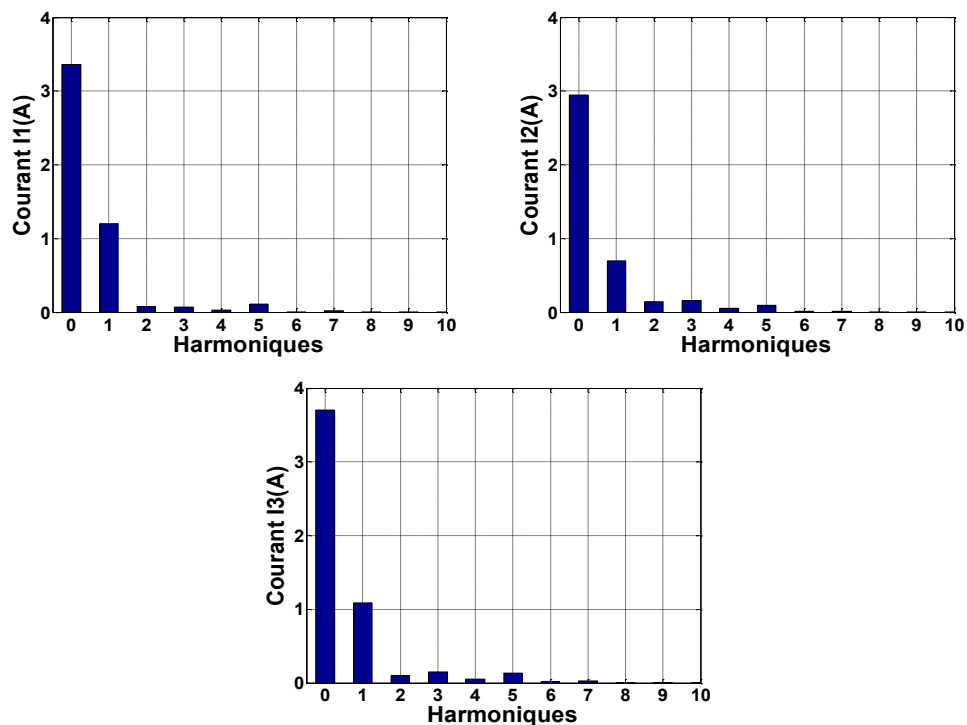


Fig. IV.18. Rang des harmoniques des courants

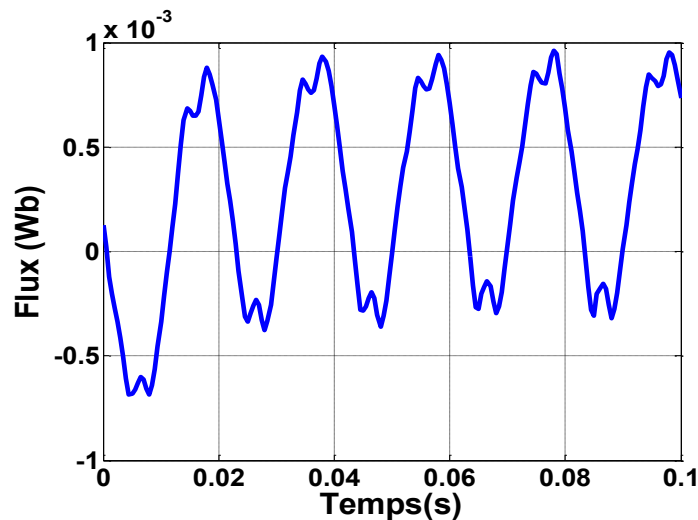


Fig. IV.19. Flux magnétique dans le noyau du transformateur triphasé asymétrique

3. Cas où $R_{\text{ligne1}} \neq R_{\text{ligne2}} \neq R_{\text{ligne3}}$ et $I_{GIC} = 5A$

Les figures. IV.20 et 21 montrent que le déséquilibre des phases qui entraîne, dans ce cas précis, l'apparition des harmoniques d'ordre pair dans les courants de phases.

Le déséquilibre entraîne également une polarisation positive du flux magnétique dans le transformateur ainsi qu'une déformation de ce dernier.

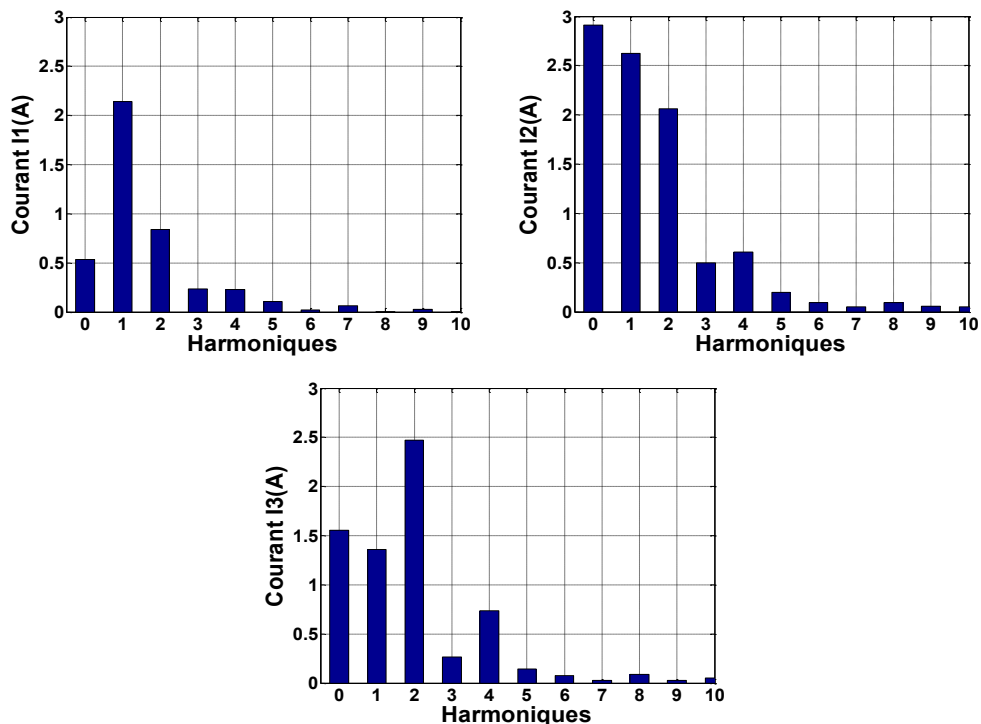


Fig. IV.20. Amplitude et rang des harmoniques de courant

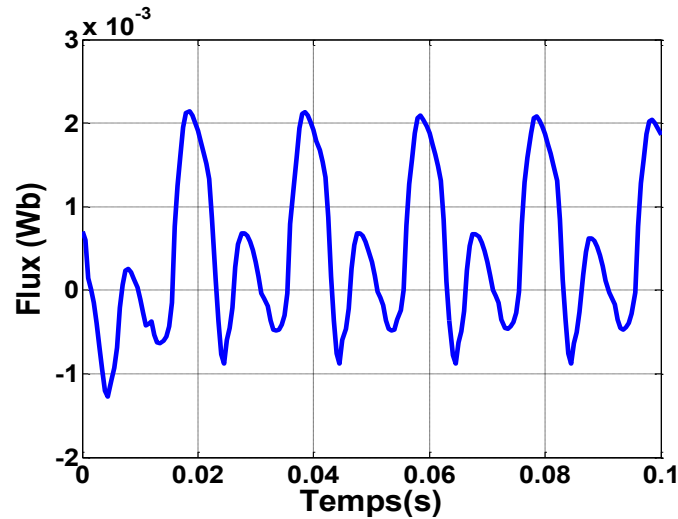


Fig. IV.21. Flux magnétique dans le noyau du transformateur triphasé asymétrique

4. Cas où $R_{\text{ligne1}} \neq R_{\text{ligne2}} \neq R_{\text{ligne3}}$ et $I_{GIC} = 10A$

Comme pour le cas du courant $I_{GIC} = 5A$, nous obtenons les mêmes résultats. Les figures. IV.22 et IV.23 montrent respectivement que le déséquilibre des phases entraîne l'augmentation de l'amplitude des harmoniques d'ordre impair dans les courants de phase, l'apparition d'harmoniques d'ordre pair, mais également la polarisation positive ainsi que la distorsion du flux magnétique du transformateur.

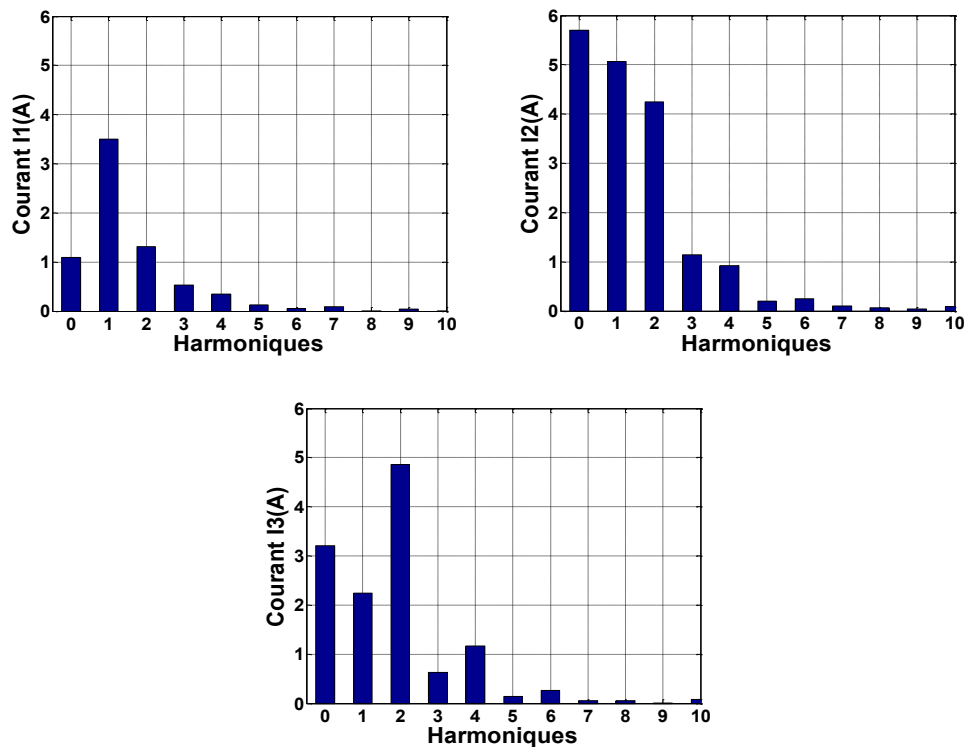


Fig. IV.22. Rang des harmoniques de courants

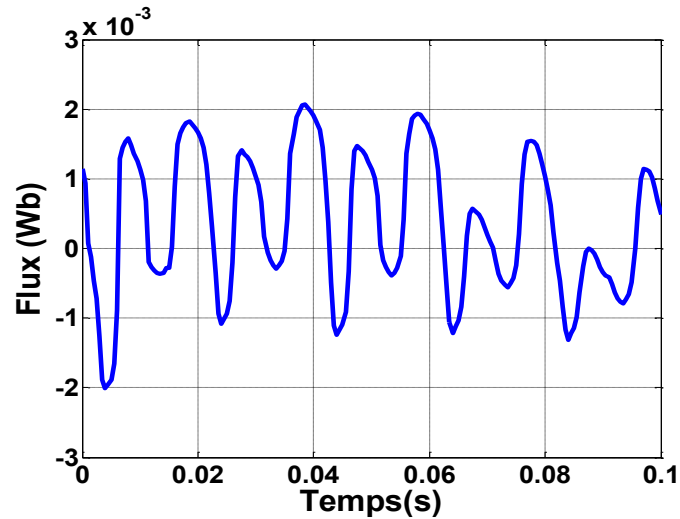


Fig. IV.23. Flux magnétique dans le noyau du transformateur triphasé asymétrique

IV.4.2. Fonctionnement en charge

Des figures IV.24 et IV.25, on remarque que les harmoniques de courants sont très faibles et que le flux magnétique dans le noyau est presque sinusoïdal.

1. Cas des résistances égales $R_{\text{ligne1}} = R_{\text{ligne2}} = R_{\text{ligne3}}$ et $I_{GIC} = 5A$

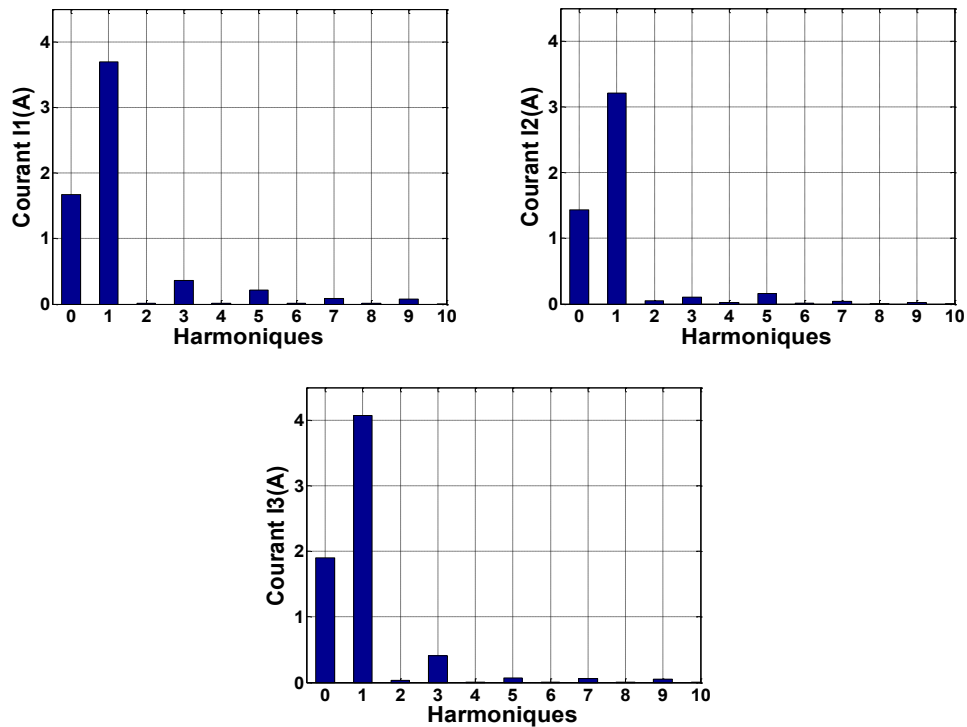


Fig. IV.24. Rang des harmoniques de courants

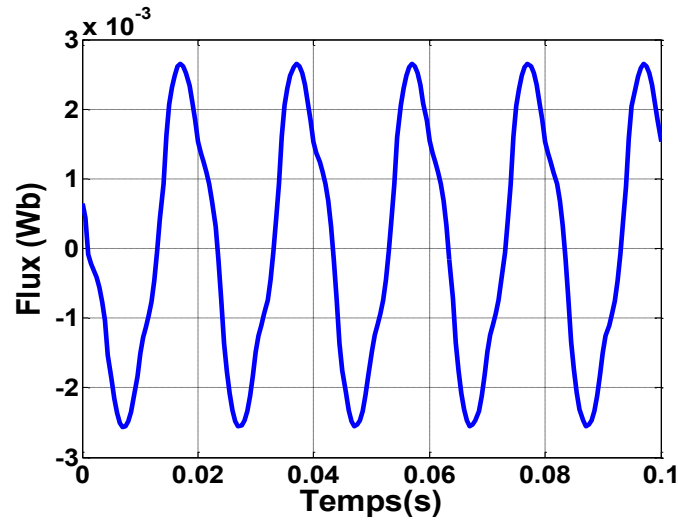


Fig. IV.25. Flux magnétique dans le noyau du transformateur triphasé asymétrique

2. Cas où $R_{ligne1} = R_{ligne2} = R_{ligne3}$ et $I_{GIC} = 10A$

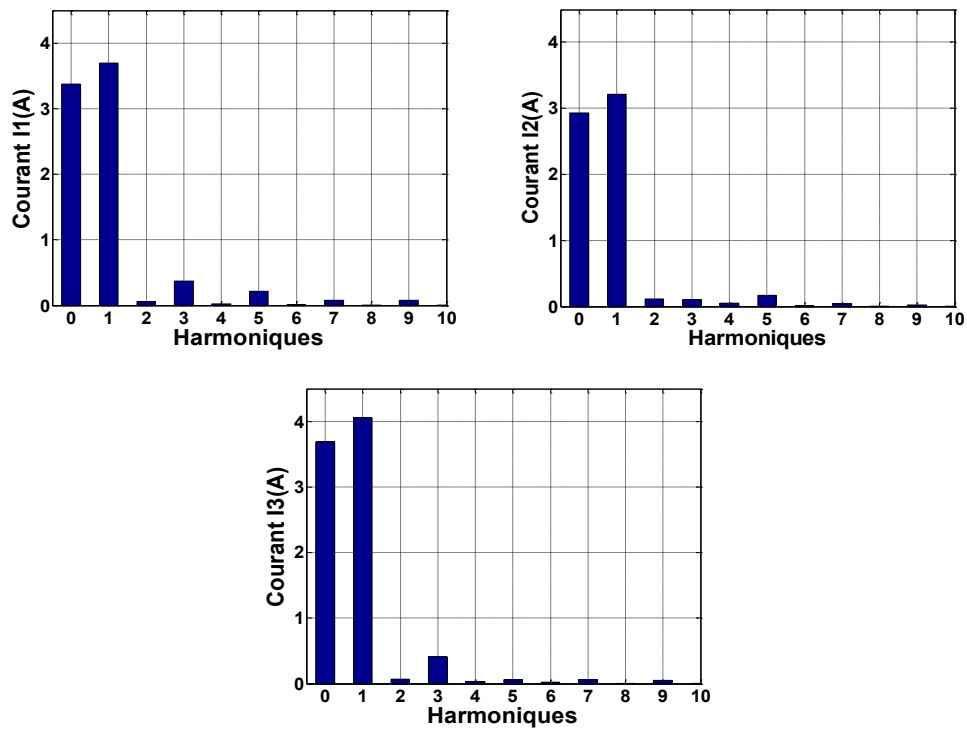


Fig. IV.26. Rang des harmoniques de courants

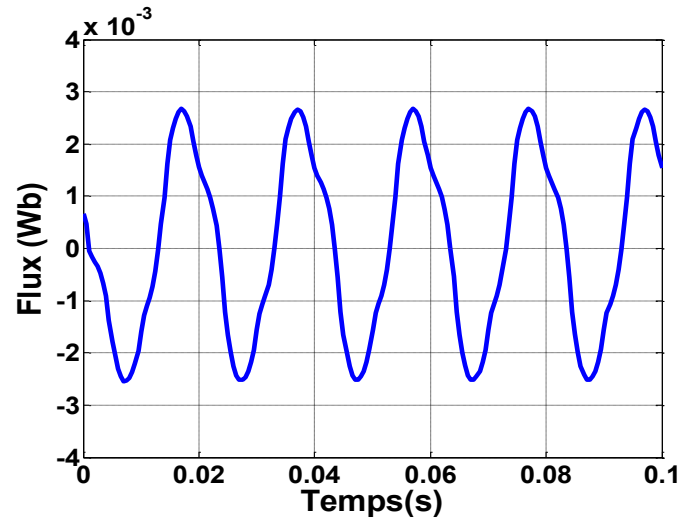


Fig. IV.27. Flux magnétique dans le noyau du transformateur triphasé asymétrique

3. Cas où $R_{ligne1} \neq R_{ligne2} \neq R_{ligne3}$ et $I_{GIC} = 5A$

Comme dans le cas des courants à vide, on remarque des figures. IV.28 et. IV.29 l'apparition des harmoniques pairs, une augmentation d'amplitude des harmoniques impairs et une légère déformation du flux magnétique.

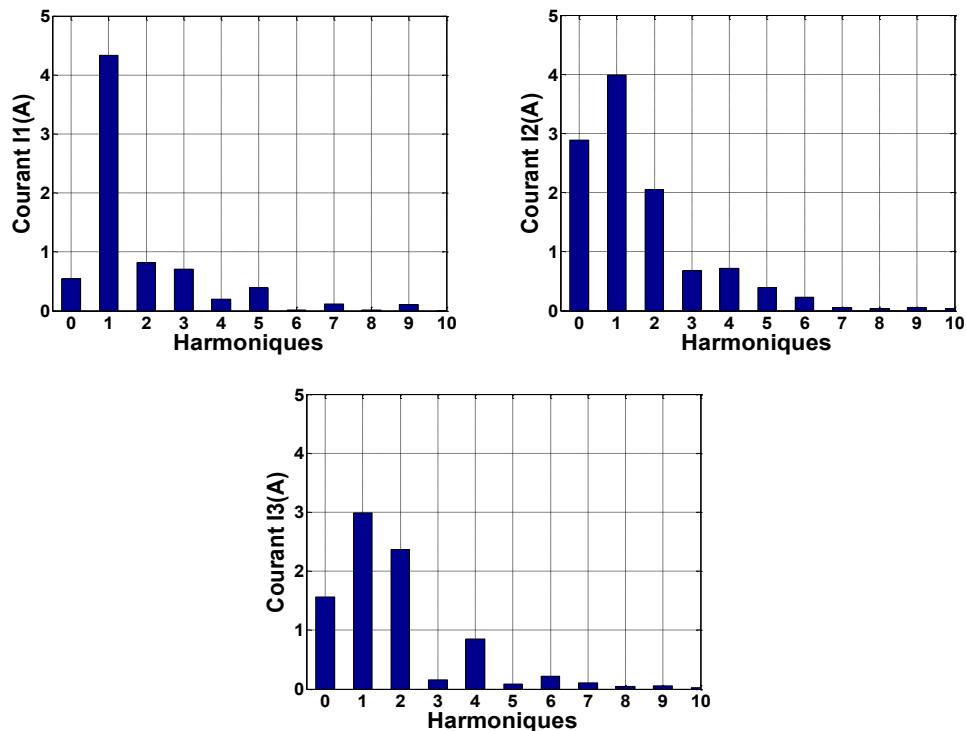


Fig. IV.28. Rang des harmoniques de courants

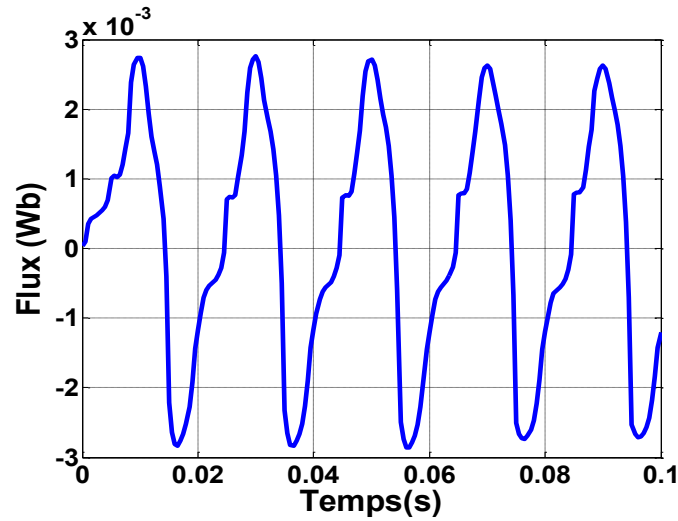


Fig. IV.29. Flux magnétique dans le noyau du transformateur triphasé asymétrique

4. Cas où $R_{\text{ligne1}} \neq R_{\text{ligne2}} \neq R_{\text{ligne3}}$ et $I_{GIC} = 10A$

On remarque également des figures. IV.30 et IV.31 l'augmentation des harmoniques pairs et une augmentation de l'amplitude des harmoniques impairs ainsi qu'une déformation du flux magnétique.

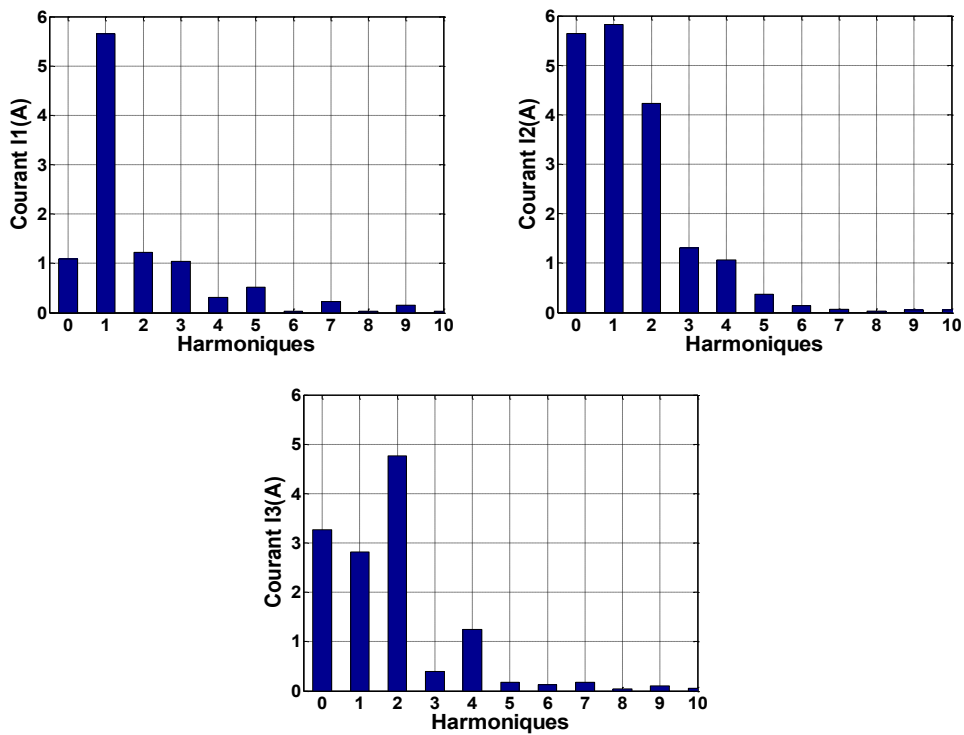


Fig. IV.30. Rang des harmoniques de courants

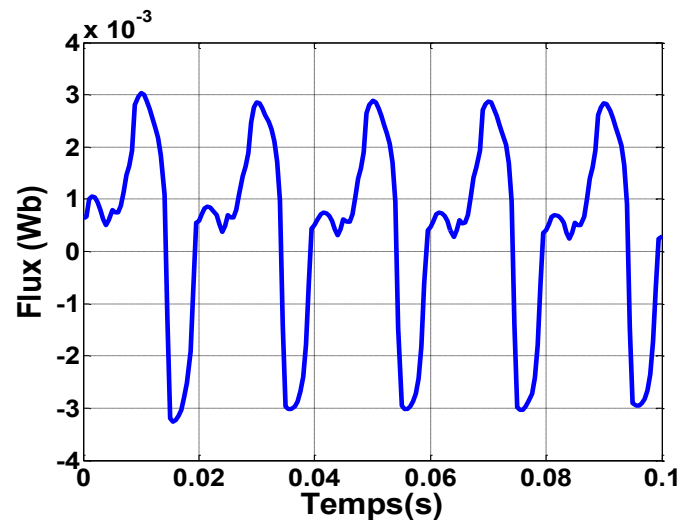


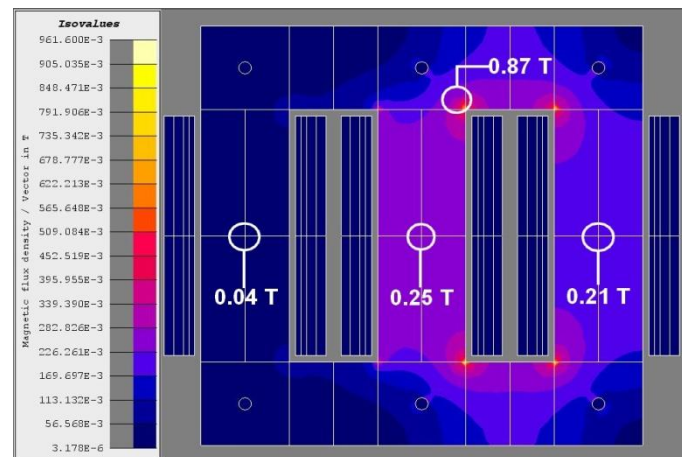
Fig. IV.31. Flux magnétique dans le noyau du transformateur triphasé asymétrique

IV.5. Comparaison des valeurs maximales de l'induction magnétique dans le cas des phases équilibrées et déséquilibrées

On représentera dans cette partie les cartes de l'induction moyenne afin de visualiser les valeurs de saturation maximale et les zones du transformateur concernées.

IV.5.1. A vide

1. Cas où $I_{GIC} = 0A$

Fig. IV.32. Carte de champ de l'induction moyenne dans le cas où $I_{GIC} = 0A$

$$R_{\text{ligne1}} = R_{\text{ligne2}} = R_{\text{ligne3}}$$

La valeur maximale de l'induction est de l'ordre de 0.87 T et est situé dans les zones proches des angles intérieurs des colonnes du transformateur.

2. Cas où $I_{GIC} = 5A$

Des figures IV.33 et IV.34 respectivement on conclue que lorsque les résistances de ligne sont égales $R_{\text{ligne1}} = R_{\text{ligne2}} = R_{\text{ligne3}}$ la valeur maximale de l'induction magnétique passe de 0.87 T pour une valeur de courant GIC nulle à une valeur de 1.05 T pour un courant GIC de 5A, (figure. IV.33).

Parallèlement, lorsque $R_{\text{ligne}1} \neq R_{\text{ligne}2} \neq R_{\text{ligne}3}$, elle passe de la valeur de 0.87 T à une valeur maximale de 1.9 T, et une partie du flux dans le noyau magnétique devient moindre et, cela est dû au déséquilibre des phases, (figure. IV.34), alors que l'induction magnétique devient plus élevée dans les zones où se trouvent les goujons de serrage et dans les zones proches des angles intérieurs des colonnes du transformateur.

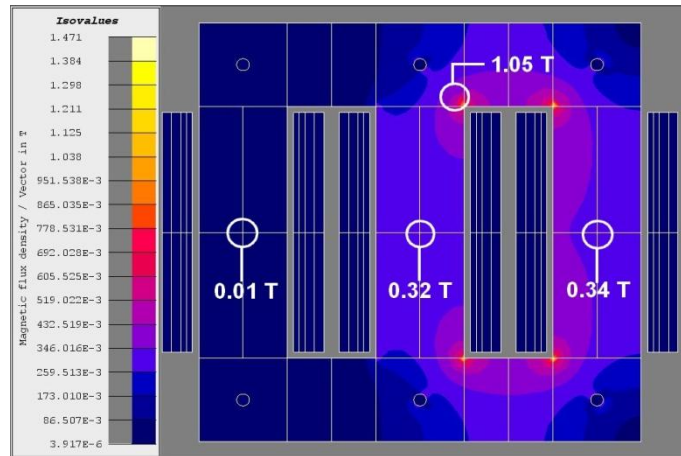


Fig. IV.33. Carte de champ de l'induction moyenne dans le cas où $I_{GIC} = 5A$

$$R_{\text{ligne}1} = R_{\text{ligne}2} = R_{\text{ligne}3}$$

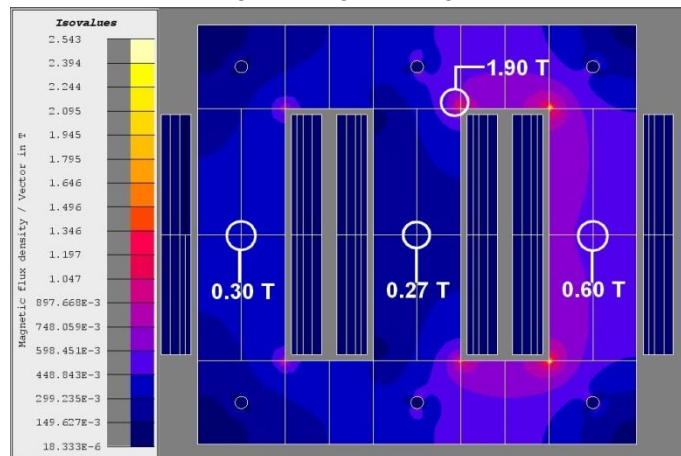


Fig. IV.34. Carte de champ de l'induction dans le cas où $I_{GIC} = 5A$

$$R_{\text{ligne}1} \neq R_{\text{ligne}2} \neq R_{\text{ligne}3}$$

3. Cas où $I_{GIC} = 10A$

Pour une valeur de courant GIC de 10A, nous avons relevé le même constat, à savoir que lorsque les résistances sont égales $R_{\text{ligne}1} = R_{\text{ligne}2} = R_{\text{ligne}3}$, la valeur maximale de la densité de flux magnétique est de l'ordre de 1.12 T (voir figure. IV.35) et lorsque les résistances sont inégales $R_{\text{ligne}1} \neq R_{\text{ligne}2} \neq R_{\text{ligne}3}$, elle passe à une valeur de 2.57 T. Les valeurs les plus élevées de densité de flux sont localisées dans les zones proches des angles intérieurs des colonnes du transformateur, et qu'une partie du flux dans le noyau magnétique disparaît et cela est dû au déséquilibre des phases, (figure. IV.36).

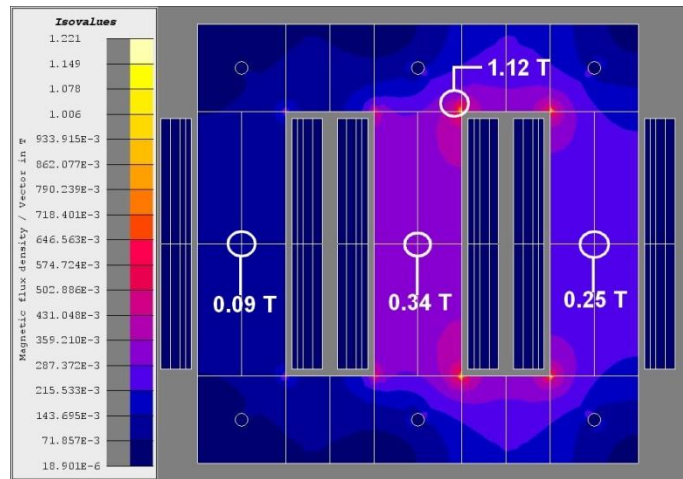


Fig. IV.35. Carte de champ de l'induction moyenne dans le cas où $I_{GIC} = 10A$

$$R_{\text{ligne } 1} = R_{\text{ligne } 2} = R_{\text{ligne } 3}$$

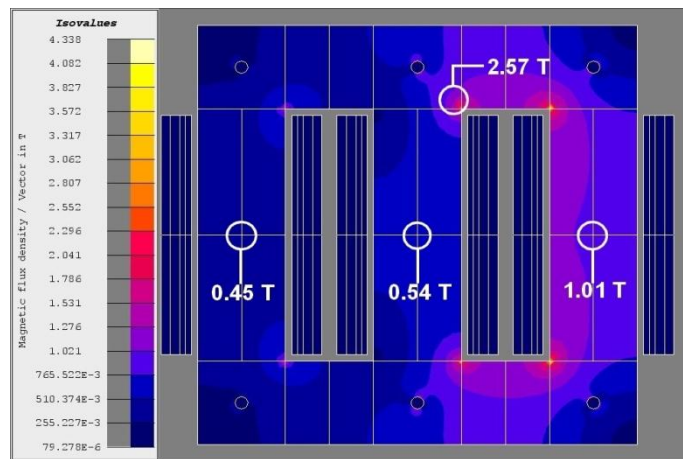


Fig. IV.36. Carte de champ de l'induction moyenne dans le cas où $I_{GIC} = 10A$

$$R_{\text{ligne } 1} \neq R_{\text{ligne } 2} \neq R_{\text{ligne } 3}$$

IV.5.2. En charge

1. Cas où $I_{GIC} = 5A$

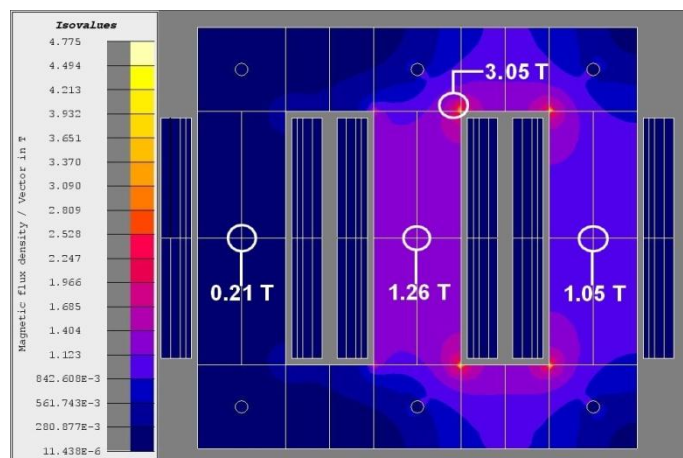


Fig. IV.37 Carte de champ de l'induction moyenne dans le cas où $I_{GIC} = 5A$

$$R_{\text{ligne } 1} = R_{\text{ligne } 2} = R_{\text{ligne } 3}$$

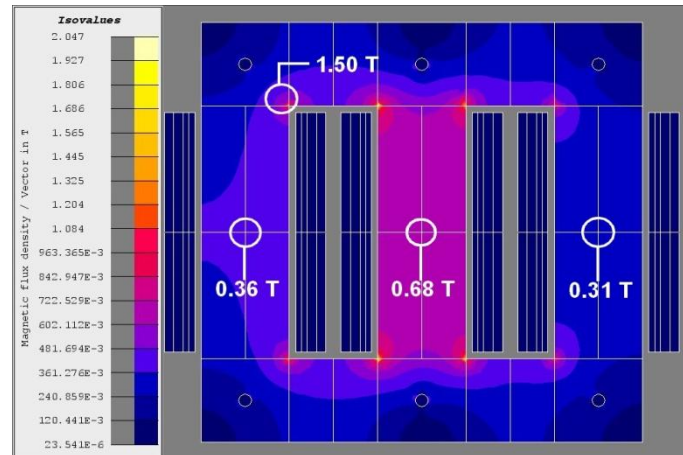


Fig. IV.38. Carte de champ de l'induction moyenne dans le cas où $I_{GIC} = 5A$

$$R_{\text{ligne}1} \neq R_{\text{ligne}2} \neq R_{\text{ligne}3}$$

Des figures IV.37 et IV.38, nous remarquons que la densité du flux magnétique maximale, lorsque $R_{\text{ligne}1} = R_{\text{ligne}2} = R_{\text{ligne}3}$, est de 3.05 T. Cette valeur devient égale à 1.50 T pour le cas déséquilibré et pour un même courant $I_{GIC} = 5A$. Aussi, la répartition de la densité du flux magnétique est modifiée, cette particularité est due au courant de charge qui influe sur la densité du flux magnétique.

2. Cas où $I_{GIC} = 10A$

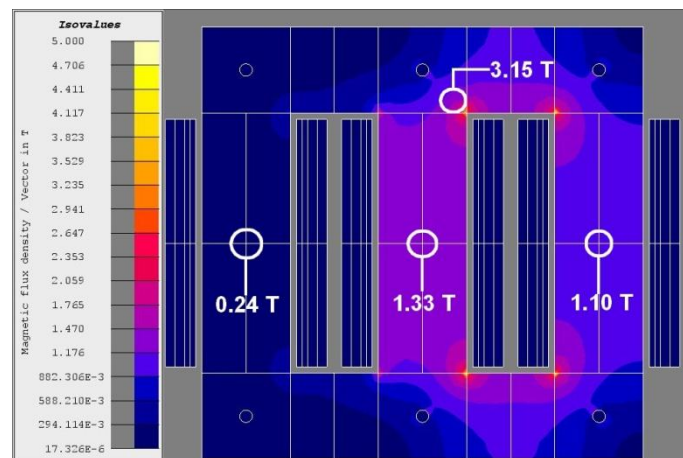


Fig. IV.39. Carte de champ de l'induction moyenne dans le cas où $I_{GIC} = 10A$

$$R_{\text{ligne}1} = R_{\text{ligne}2} = R_{\text{ligne}3}$$

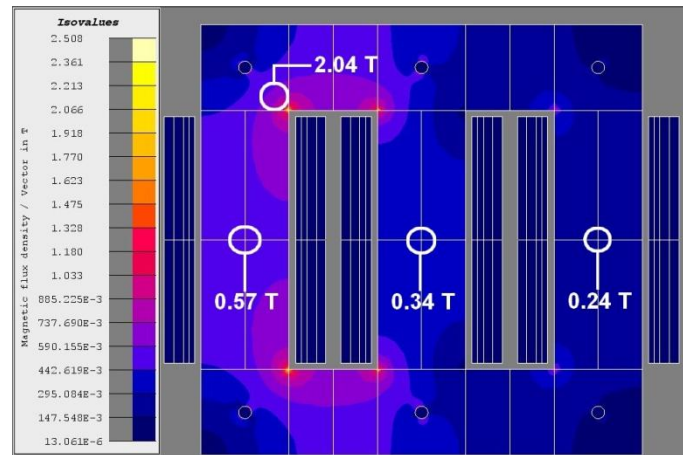


Fig. IV.40. Carte de champ de l'induction moyenne dans le cas où $I_{GIC} = 10A$

$$R_{ligne1} \neq R_{ligne2} \neq R_{ligne3}$$

Nous obtenons les mêmes résultats que précédemment pour le cas du courant $I_{GIC} = 10A$. Les figures. IV.39 et IV.40 montrent la diminution de la densité du flux magnétique maximale lorsqu'on passe du cas équilibré au cas déséquilibré et la répartition se trouve modifiée également par les courants de charge.

IV.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons relevé l'impact qu'ont les courants géomagnétiques induits sur le transformateur triphasé asymétrique. Une comparaison des résultats a été effectuée pour le transformateur fonctionnant à vide et en charge avec des phases équilibrées et des phases déséquilibrées. Deux amplitudes différentes du courant géomagnétique induit sont appliquées lors de ces tests.

La comparaison des résultats expérimentaux avec ceux du modèle DEM a été effectuée pour confirmer la validité du modèle élaboré. Elle a permis également de simuler le fonctionnement aussi bien à vide qu'en charge du transformateur soumis au courants GIC. En régime équilibré le transformateur triphasé asymétrique n'est pas très affecté par les courants GIC de même l'harmonique 2, caractéristique des phénomènes de courants induits géomagnétiques, n'apparaît pas dans les signaux de courant et le flux magnétique dans noyau du transformateur n'augmente que très légèrement. Ceci est dû au fait qu'il n'existe pas de chemin de retour du flux DC qui est forcé de circuler dans l'air, caractérisé par un chemin de flux magnétique de haute réluctance. Ainsi le flux magnétique passant devient faible. Néanmoins, dès que les phases sont déséquilibrées, alors nous constatons la présence d'harmoniques d'ordre pair dans les signaux de courant. Le transformateur peut être assujéti à des zones soumises à une grande densité du flux magnétique et par suite à des températures excessives.

Le flux magnétique obtenu grâce au modèle élément fini (EF) nous a permis de constater que la densité du flux magnétique augmente avec le courant géomagnétique induit et diminue dans des parties du transformateur lorsque les phases sont déséquilibrées, mettant ainsi en évidence

un léger changement de répartition de la densité du flux magnétique pour un transformateur fonctionnant à vide. Parallèlement pour un transformateur fonctionnant en charge, le déséquilibre des phases permet une diminution significative dans la densité du flux magnétique.

Conclusion générale et perspectives du sujet

Conclusion générale et perspectives

Le travail entrepris dans cette thèse concerne d'abord la modélisation de l'hystérésis magnétique dans le cas des noyaux des transformateurs monophasé et triphasé. Il nous a permis de mettre en évidence la difficulté qui existe d'une part, dans le choix du modèle approprié, et d'autre part, dans la nécessité de tenir compte de tous les paramètres physiques y compris ceux dont les valeurs sont très faibles comme celles du modèle de Jiles-Atherton. Ce modèle est décrit par une équation différentielle dans laquelle cinq paramètres doivent être déterminés avec précision. Ce modèle n'est pas très adapté dans le cas où on veut l'intégrer dans un modèle type élément fini. Toutefois son aspect phénoménologique de l'hystérésis nous a poussé à utiliser sa généralisation vectorielle. La prise en compte de son modèle inverse avec la nécessité d'avoir comme paramètre d'entrée non pas le champ magnétique mais l'induction magnétique nous a conduit à des résultats probants. Aussi, une comparaison de la généralisation du modèle classique de Jiles-Atherton a conduit à la mise en évidence que ces deux modèles donnent le même cycle d'hystérésis sous les mêmes contraintes de similitude des paramètres magnétiques et de la fréquence. Nous avons également décrit le modèle scalaire de Tellinen développé sous l'interface Matlab/Simulink qui ne nécessite que quelques paramètres pour modéliser le comportement hystérétique du transformateur. Ce modèle d'hystérésis est flexible parce que nous avons pu utiliser la variation de l'induction magnétique pour calculer la variation du champ magnétique et vice-versa.

L'élaboration des modèles de transformateur en basse fréquence a été effectuée pour représenter tous les phénomènes, avec prise en compte de l'hystérésis magnétique. A l'aide de ces modèles d'hystérésis développés au laboratoire nous nous sommes attelés à intégrer celui de Jiles-Atherton dans le modèle élément fini développé à l'aide du logiciel FLUX2D. Puis, nous avons introduit le modèle d'hystérésis de Tellinen dans celui dynamique électromagnétique développé sous Matlab/Simulink.

La validation a été effectuée, au sein du laboratoire de recherche en électrotechnique (LRE) de l'École Nationale polytechnique d'Alger, en comparant les résultats obtenus par ces modèles avec ceux expérimentaux notamment pour les courants primaires en régime permanent pour les transformateurs triphasés à noyau à trois colonnes appelés : transformateur triphasé asymétrique. Ces modèles ont servi pour l'étude des courants d'appels et des paramètres influents, à savoir : l'angle de démarrage ainsi que les résistances primaires des phases.

L'application du modèle FEM pour l'analyse de la ferroresonance pour les différents modes périodiques et non-périodiques constitue le point d'orgue de cette étude. Cependant, l'obtention du mode chaotique a été rendue grâce au modèle DEM, car en expérimentation les valeurs des tensions nécessaires sont parfois irréalistes. La distribution du flux magnétique dans le noyau du transformateur à l'aide du modèle FEM a été obtenue et a montré la comparaison des courants simulés du modèle DEM avec ceux issus de l'expérimentation.

La méthode hybride des deux modèles a aussi été appliquée dans le cas des courants induits géomagnétiques qui sont considérés comme des courants continus, circulant à travers

le neutre du transformateur. Nous avons comparé la validité du modèle DEM pour la modélisation de ces courants pour différents cas selon que l'on fasse varier l'intensité du courant GIC, avec un transformateur triphasé asymétrique fonctionnement à vide et en charge. Ce qui se produit en réalité le plus souvent en pratique. Nous avons conclu, grâce aux cartes du flux magnétique dans le modèle FEM, que la densité du flux augmente avec le courant induit géomagnétique et, diminue dans les parties du transformateur lorsque les phases sont déséquilibrées. Ce qui met en évidence un léger changement de répartition de la densité du flux magnétique pour un transformateur fonctionnant à vide. Parallèlement, pour un transformateur fonctionnant en charge, le déséquilibre des phases permet une diminution significative de la densité du flux magnétique.

En termes de perspectives à ce travail, nous prévoyons une étude plus approfondie des modèles électromagnétiques avec prise en compte des équipements de réseaux électriques telle qu'une comparaison des résultats obtenus avec le logiciel EMTP et le modèle DEM. Ce qui se traduit par des calculs "*a priori*" et "*a posteriori*" sur différents transformateurs et différentes structures de noyaux magnétiques.

Enfin, le phénomène d'hystérésis n'étant pas uniquement dépendant de la fréquence, il serait intéressant d'étudier la possibilité d'une prise en compte de l'influence de la température.

Références Bibliographiques

- [1] H. W. Dommel, "EMTP theory book," *Bonneville Power Administration.*, pp. 192–238 Aug. 1986
- [2] R. M. Bozorth, "Ferromagnetism," *IEEE Press.*, pp. 745–768, 1993.
- [3] M. A. S. Masoum, E. F. Fuchs, and D. J. Roesler, "Large signal nonlinear model of anisotropic transformers for nonsinusoidal operation-Part II.Magnetizing and core-loss currents," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 6,no. 1, pp. 1509–1516, Jan. 1991.
- [4] CIGRE Working Group WG C4.307, "Transformer Energization In Power Systems:A Study Guide," *CIGRE publication.*, pp. 31–68, Feb. 2014.
- [5] C. Charalambous, Z. Wang, M. Osborne and P. Jarman, "Validation of a power transformer model for Ferroresonance with system tests on a 400 kV circuit ," *Int. Conf. Power Systems Transients 2007 (IPST 2007)*,Lyon, France, 4 – 7 Jun 2007.
- [6] N. Chiesa, B. A. Mork, and H. K. Høidalen, "Transformer model forinrush current calculations: Simulations, measurements and sensitivity analysis," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 25, no. 4, pp. 2599–2608, Oct. 2010.
- [7] D. Mihai, A. Andrei. "Noise driven phenomena in hysteresis systems". *Ed. Springer*, vol.218, pp.1-3, 2014.
- [8] F.Preisach, F, "Über die magnetische nachwirfung", *Zeitschrift für Physik*, vol. 94, pp. 277-302, 1935.
- [9] D.W.P. Thomas, J. Paul, O. Ozgonenel, and C. Christopoulos, "Time-Domain Simulation of Nonlinear Transformers Displaying Hysteresis", *IEEE Transaction on Magnetics.*, vol. 42, no. 7, pp. 1820-1827, Jul. 2006.
- [10]D. Jiles and D. Atherton, "Ferromagnetic hysteresis," *IEEE Transaction on Magnetics*, vol. 19, no. 5, pp. 2183–2185, Sep. 1983.
- [11]F. Liorzou, B. Phelps, and D. L. Atherton, "Macroscopic models of magnetization" *IEEE Transaction on Magnetics*, vol. 36,no. 2, pp. 418–428, Mar. 2000.
- [12]J. Tellinen, "A Simple Scalar Model for Magnetic Hysteresis," *IEEE Transaction on Magnetics.*, vol. 34, no. 4, pp.2200-2206, Jul. 1998.
- [13] S.T. Liu, S.R. Huang, and H.W. Chen, "Using TACS functions within EMTP to set up current-transformer model based on the Jiles-Atherton theory of ferromagnetic hysteresis," *IEEE Transaction on Power Delivery.*, vol.22, no. 4, pp.2222-2227,Oct. 2007.
- [14]A. Rezaei-Zare, R. Iravani, M. Sanaye-Pasand, H. Mohseni and S. Farhangi, "An accurate hysteresis model for ferroresonance analysis of a transformer", *IEEE Transactions on Power Del.*, vol. 23, no. 3, pp.1448 - 1456, Jul. 2008.
- [15]R. M. Bozorth, "Ferromagnetism," *IEEE Press.*, pp. 423–475, 1993.
- [16] H. J. Williams, and W. Shockley W, "A simple domain structure in an iron crystal showing a direct correlation with the magnetization," *American Physical Society.*, vol. 75, no. 1, pp.178, Jan. 1949.
- [17] E. I. Amoiralis , M. A. Tsili, and A. G. Kladas, "Transformer design and optimization: A literature survey," *IEEE Transactions on Power Del.*, vol. 24, no. 4, pp.1999 -2024, Oct. 2009.
- [18] K. Chwastek, "Modelling of dynamic hysteresis loops using the Jiles–Atherton approach," *Mathematical and Computer Modeling of Dynamical Systems.*, vol. 15, no. 1, pp.95–105, Jan. 2009.
- [19]L. Dupré, and J.A.A Melkebeek, "Electromagnetic hysteresis modeling Material science to finite element analysis of devices," *International Compumag Society Newsletter.*, vol.10, no. 3, pp.4-15, 2003.
- [20]O. Maloberti, "Contribution à la modélisation de la dynamique d'aimantation dans les matériaux magnétiques doux caractérisation et simulation," Thèse de Doctorat, INP Grenoble, pp.38-48, Jul. 2007.
- [21]A. J. Moses, "Importance of rotational losses in rotating machines and transformers," *Journal of Materials Engineering and Performance.*, vol. 1, no. 2, pp. 235–244, Mar. 1992.
- [22]T. Marinucci, and V. Maglietta, "Identification of the Jiles-Atherton Parameters Using Commercial Software," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 19, no. 1, pp. 200–207, Jan. 2004.
- [23]M. Enokizono, K. Yuki, and S. Kanao, "Magnetic field analysis by finite element method taking rotational hysteresis into account", *IEEE Transaction on Magnetics.*, vol. 30, no. 5, pp. 3375–3378, Sep. 1994.
- [24]A. Basak, and C. R. G. Higgs, "Flux distribution in three-phase transformer cores with various T-joint geometries," *IEEE Transaction on Magnetics.*, vol. 18, no. 2, pp. 670–673, Mar. 1982.
- [25]A. J. Bergqvist, "A simple vector generalization of the Jiles-Atherton model of hysteresis," *IEEE Transaction on Magnetics.*, vol. 32, no. 5, pp. 4213–4215, Sep. 1996.
- [26]J. V. Leite, N. Sadowski, P. Kuo-Peng, N. J. Batistela, and J. P. A.Bastos, "Inverse Jiles-Atherton vector hysteresis model," *IEEE Transaction on Magnetics.*, vol. 40, no. 4, pp. 1769–1775, Apr. 2004.

- [27] J. V. Leite, A. Benabou, N. Sadowski, and M. V. Ferreira da Luz, "Finite element three-phase transformer modeling taking into account a vector hysteresis model", *IEEE Transaction on Magnetics.*, vol. 45, no. 3, pp. 1716–1719, Mar. 2009.
- [28] *Methods of measurement of the magnetic properties of electrical steel strip and sheet by means of an Epstein frame*, IEC Standard Publication 60404-2 Ed. 3.1, Jun. 2008.
- [29] E. F. Fuchs, and Y. You, "Measurement of λ -i characteristics of asymmetric three-phase transformers and their applications," *IEEE Transaction on Power Deliv.*, vol. 17, no. 4, pp. 983-990, Oct. 2002.
- [30] E. F. Fuchs, and Y. You, "Closure on Measurement of – Characteristics of Asymmetric Three-Phase Transformers and Their Applications," *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 18, no. 2, pp. 642-643, Apr. 2003.
- [31] D.C. Jiles, and D.L. Atherton, "Theory of ferromagnetic hysteresis," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.*, vol. 61, pp.48–60, 1986.
- [32] N. Sadowski, N. J. Batistela, J. P. A. Bastos, and M. Lajoie-Mazenc, "An inverse Jiles-Atherton model to take into account hysteresis in time stepping finite element calculations," *IEEE Transaction on Magnetics.*, vol. 38, pp. 797–800, Mar. 2002.
- [33] S. Dennetière, J. Mahseredjian, M. Martinez, M. Rioual, and A. Xémard, "On the implementation of a hysteretic reactor model in EMTP," *5th Int. Conf. Power Systems Transients*, Sep 28-Oct 2. 2003.
- [34] C. P. Steinmetz, "Theory and Calculation of Alternating Current Phenomena," *ELECTRICAL WORLD AND ENGINEER.*, pp. 181–236, 1900.
- [35] E. C. Cherry, "The duality between interlinked electric and magnetic circuits and the formation of transformer equivalent circuits," *Proceedings of the Physical Society.*, vol. 62, pp. 101–111, Feb. 1949.
- [36] G. R. Slemon, "Equivalent circuits for transformers and machines including nonlinear effects" *Proc. of IEE., Part. C*, vol. 100, pp. 129–143, Oct. 1953.
- [37] F. de León, A. Farazmand, and P. Joseph, "Comparing the T and Equivalent Circuits for the Calculation of Transformer Inrush currents," *IEEE Transactions on Power Delivery*, vol. 27, no. 4, pp. 2390-2398, Oct. 2012.
- [38] S. Jazebi, A. Farazmand, B. P. Murali, and F. de León, "A Comparative Study on and Equivalent Models for the Analysis of transformer ferroresonance," *IEEE Transactions on Power Delivery*, vol. 28, no. 1, Jan. 2013.
- [39] **F. Aboura**, A. S. Touhami, A. I. Zama, R. Tahmi, and O. Touhami, "Fast and very fast electromagnetic transients of three-phase three limb transformers: Theoretical approach and experiments," *Intl Aegean Conference on Electrical Machines & Power Electronics (ACEMP)*, Turkey, pp. 611-616, 2-4 Sep. 2015.
- [40] J. A. Martinez, and B. A. Mork, "Transformer modeling for low- and mid-frequency transients—A review," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 20, pp. 1625–1632, Apr. 2005.
- [41] W. S. Meyer, and T. H. Liu, "ATP Rule Book," *Canadian/American EMTP Users Group*, 1996.
- [42] C. M. Arturi, "Transient simulation of a three phase five limb step-up transformer following an out-of-phase synchronization," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 6, no. 1, pp. 196–207, Jan. 1991.
- [43] F. De Leon, and A. Semlyen, "Complete transformer model for electromagnetic transients," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 9, no. 1, pp. 231–239, Jan. 1994.
- [44] B. A. Mork, F. Gonzales, D. Ishchenko, D. L. Stuehm, and J. Mitra, "Hybrid transformer model for transient simulation-part I: Development and parameters," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 22, no. 1, pp. 248–255, Jan. 2007.
- [45] B. A. Mork, F. Gonzales, D. Ishchenko, D. L. Stuehm, and J. Mitra, "Hybrid transformer model for transient simulation-part II: Laboratory measurements and benchmarking," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 22, no. 1, pp. 256–262, Jan. 2007.
- [46] F. De Leon, and J. A. Martinez, "Dual three-winding transformer equivalent circuit matching leakage measurements," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 24, no. 1, pp. 160–168, Jan. 2009.
- [47] D. N. Ewart, "Digital computer simulation model of a steel core transformer," *IEEE Trans. Power Delivery.*, vol. 1, no. 3, pp. 174–183, Jul. 1986.
- [48] C. Hatziantoniou, G. D. Galanos, and J. Miliadis-Argitis, "An incremental transformer model for the study of harmonic overvoltages in weak ac/dc systems," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 3, pp. 1111–1121, Jul. 1988.

- [49] N. Rajakovic, and A. Semlyen, "Investigation of the inrush phenomenon quasi-stationary approach in the harmonic domain," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 4, no. 4, pp. 2114–2120, Oct. 1989.
- [50] X. S. Chen, and P. Neudorfer, "Digital model for transient studies of a three-phase five legged transformer," *IEE Proceedings- Generation, Transmission and Distribution.*, vol. 139, pp. 351–358, Jul. 1992.
- [51] D. Dolinar, J. Pihler, and B. Grear, "Dynamic model of a three-phase power transformer," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 8, no. 4, pp. 1811–1819, Oct. 1993.
- [52] R. Yacamini, and H. Bronzeado, "Transformer inrush calculations using a coupled electromagnetic model," *IEE Proceedings- Generation, Transmission and Distribution.*, vol. 141, pp. 429–498, Nov. 1994.
- [53] N. D. Hatziaargyriou, J. M. Prousalidis, and B. C. Papadias, "Generalized transformer model based on the analysis of its magnetic core circuit," *IEE Proceedings- Generation, Transmission and Distribution.*, vol. 140, pp. 269–278, Jul. 1993.
- [54] J. Arrillaga, W. Enright, N. R. Watson, and A. R. Wood, "Improved simulation of HVDC converter transformers in electromagnetic transient programs," *IEE Proceedings- Generation, Transmission and Distribution.*, vol. 144, pp. 100–106, Mar. 1997.
- [55] S. G. Abdulsalam, W. Xu, and V. Dinavahi, "Modeling and simulation of three-phase transformers for inrush current studies," *IEE Proceedings - Generation, Transmission and Distribution.*, vol. 152, pp. 328–333, May. 2005.
- [56] M. Dolinar, D. Dolinar, G. Stumberger, B. Polajzer, and J. Ritonja, "A three-phase core-type transformer iron core model with included magnetic cross saturation," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 42, no. 10, pp. 2849–2851, Oct. 2006.
- [57] J. Takehara, M. Kitagawa, T. Nakata, and N. Takahashi, "Finite element analysis of inrush currents in three-phase transformers," *IEEE Transactions on Magnetics.*, vol. 23, no. 5, pp. 2647–2649, Sep. 1987.
- [58] P. S. Georgilakis, "Spotlight on Modern Transformer Design," *Springer.*, pp. 41–42, 2009.
- [59] L. L. Grigsby, "Electric Power Engineering Handbook," *CRC Press LLC.*, pp. 82–113, 2001.
- [60] N. Chiesa, "Power Transformer Modeling for Inrush Current Calculation," PhD dissertation Norwegian University of Science and Technology, Apr. 2010.
- [61] Amoiralis. E. I, Tsili. M. A, Kladas. A. G, "Transformer Design and Optimization: A Literature Survey," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 24, no. 4, pp. 1999 - 2024, Oct. 2009.
- [62] B.A. Mork, F. Gonzalez, and D. Ishchenko, "Parameter estimation and advancements in transformer models for EMTP simulations. Task MTU-6: Parameter estimation," Bonneville Power Administration, Portland, USA, 23 Dec. 2003.
- [63] W.L.A. Neves, and H.W. Dommel, "On modeling iron core nonlinearities," *IEEE Trans. Power System.*, vol. 8, no. 2, pp. 417–425, May. 1993.
- [64] "Technical information. The toroidal core transformer," Disponible sur : <http://www.noratel.com>, pp. 20-21, (Consulté le 09/01/2015).
- [65] J. A. Martinez, and B. A. Mork, "Transformer modeling for low and mid frequency transients-A review," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 20, no. 2, pp. 1625–1632, Apr. 2005.
- [66] S. D. Cho, "Parameter estimation for transformer modeling," Ph.D. dissertation, Michigan Technological University, Dec. 2002.
- [67] J. V. Leite, A. Benabou, and N. Sadowski, "Transformer inrush currents taking into account vector hysteresis," *IEEE Transactions On Magnetics.*, vol. 46, no. 8, pp. 3237–3240, Aug. 2010.
- [68] CEDRAT, "User's Guide, volume 3:Physical applications," *CEDRAT*, pp. 79-90, Nov. 2012.
- [69] G. Chang, C. Hatziaioniu, W. Xu, P. Ribeiro, R. Burch, W. M. Grady, M. Halpin, Y. Liu, S. Ranade, D. Ruthman, N. Watson, T. Ortmeier, J. Wikston, A. Medina, A. Testa, R. Gardinier, V. Dinavahi, F. Acram, and P. Lehn, "Modeling devices with nonlinear voltage-current characteristics for harmonic studies," *IEEE Transactions on Power Delivery.*, vol. 19, no. 4, pp. 1802-1811, Oct. 2004.

- [70] **F. Aboura**, and O. Touhami, “Integration of the hysteresis in models of asymmetric three-phase transformer: finite-element and dynamic electromagnetic models,” *IET Electric Power Applications.*, vol. 10, no. 7, pp. 614–622, Aug. 2016
- [71] Y. Liu, and Z. Wang, “Modeling of harmonic sources: magnetic core saturation,” *IEEE General Meeting Harmonics and Power Quality Panel Section*, Denver, pp. 1-7, Jun. 2004.
- [72] M. Jamali, M. Mirzaie, and S. A. Gholamian, “Calculation and Analysis of Transformer Inrush Current Based on Parameters of Transformer and Operating Conditions,” *Electronics and Electrical Engineering.*, no. 109, pp. 17-20, 2011.
- [73] **F. Aboura**, A. S. Touhami, A. I. Zama, R. Tahmi and O. Touhami O, “Modeling of single-phase core type transformer,” *IEEE International Conference on Electrical Machines (ICEM).*, Berlin , pp. 2252-2256, 2-5 Sep 2014.
- [74] G. Bertagnolli, “Short-Circuit Duty of Power Transformers, *Third Revised Edition.ABB*, pp. 209-213, Jun. 2006.
- [75] T. R. Specht, “Transformer magnetizing inrush current,” *Transaction of the American Institute of Electrical Engineers.*, vol. 70, no. 1, pp. 323–328, Jul. 1951.
- [76] J. F. Holcomb, “Distribution transformer magnetizing inrush current,” *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers.*, vol. 80, no. 3, pp. 697–702, Apr. 1961.
- [77] M. Lambert, M. Martínez-Duró, J. Mahseredjian, F. de León, and F. Sirois, “Transformer Leakage Flux Models for Electromagnetic Transients: Critical Review and Validation of a New Model,” *IEEE Transaction On Power Delivery*, vol. 29, no. 5, pp. 2180-2188, Oct. 2014.
- [78] P. Boucherot, “Existence de deux régimes en ferorésonance,” *Revue Générale d’Électricité*, vol. 8, no. 24, pp. 827–828, Déc. 1920.
- [79] R. Rudenberg, “Transient Performance of Electric Power Systems,” *McGraw-Hill Book Company*, chap. 48 1950.
- [80] C. Hayashi, C, “*Nonlinear Oscillations in Physical Systems*,” *McGraw-Hill Book Company*, pp. 99-283, 1964.
- [81] D. R. Smith, S. R. Swanson, and J. D. Borst, J. D, “Overvoltages with remotely-switched cable-fed grounded wye-wye transformers,” *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems.*, vol. 94, no. 5, pp. 1843–1853, Sep. 1975.
- [82] C. M. Arturi, “Transient simulation and analysis of a five- limb generator step-up transformer following an out-of- phase synchronization,” *IEEE Trans. Power Delivery*, vol. 6, no. 1, pp. 196–207, Jan. 1991.
- [83] B. Mork, “Ferroresonance and chaos - observation and simulation of ferroresonance in a five-legged core distribution transformer,” Ph.D. dissertation, North Dakota State University, 1992.
- [84] A. Rezaei-Zare, H. Mohseni, M. Sanaye-Pasand, S. Farhangi and R. Iravani, “Performance of various magnetic core models in comparison with the laboratory test results of a ferorésonance test on a 33 kV voltage transformer,” *International Conference on Power Systems Transients (IPST’07)*, France, 4-7 Jun 2007.
- [85] M. Rioual, J. C Kieny, J. Mahseredjian, “Ferroresonance dans les réseaux Definition, description et classification,” *Technique de l’ingénieur*, D92, août 2009
- [86] C. A. Charalambous, R. Zhang, and Z. D. Wang, “Simulating thermal conditions around core bolts when transformer is experiencing ferorésonance,” *International Conference on. Power Systems Transients (IPST’11)*, Netherlands, 14 – 17 Jun 2011.
- [87] C. A. Charalambous, Z. D. Wang, P. Jarman, and J. P. Sturgess, J.P, “Frequency domain analysis of a power transformer experiencing sustained ferorésonance,” *IET Generation, Transmission & Distribution.*, vol. 5, no. 6, pp. 640 – 649, Jun. 2011.

- [88] C. A. Charalambous, Z. D. Wang, J. P. Sturgess, and P. Jarman, "Finite element techniques of a power transformer under ferrorésonance- a time domain approach," *IET Electric Power Applications.*, vol. 8, no. 6, pp. 221 – 231, Jul. 2014.
- [89] Y. Li, W. Shi, and F. LI, "Novel analytical solution to fundamental ferrorésonance – Part I: power frequency excitation characteristic," *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 21, no. 2, pp. 788–793, Apr. 2006.
- [90] T. Nakata, N. Takahashi, Y. Kawase, and K. Fujiwara, "Control of flux distributions in transformer cores," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.*, vol. 41, no. 1–3, pp. 421-423, Feb. 1984.
- [91] C. Kieny, and A. Sbai, "Ferroresonance study using Galerkin Method with Pseudo-Arclength Continuation Method," *IEEE Transactions on Power Delivery.*, vol. 6, no. 4, Oct 1991.
- [92] F. Ben Amar, and R. Dhifaoui, "Bifurcation Lines Calculations of Period-1 Ferroresonance," *Proceedings of the 6th International Conference on Power Systems (WSAES)*, Portugal, pp. 46-53, 22-24 Sep. 2006.
- [93] F. Ben Amar, and R. Dhifaoui, "Study of the periodic ferroresonance in the electrical power networks by bifurcation diagrams," *Electrical Power and Energy Systems.*, vol. 33, no. 1, pp. 61-85, 2011.
- [94] F. Aboura, A. S. Touhami, A. I. Zama, R. Tahmi, and O. Touhami, "Dynamical modeling and analysis of asymmetric unbalanced three-phase transformers," *Intl Aegean Conference on Electrical Machines & Power Electronics (ACEMP)*, Turkey, pp. 623 - 629, 2-4 Sep. 2015.
- [95] F. Ben Amar, and R. Dhifaoui, "Etude paramétrique de la ferrorésonance fondamentale à l'aide des méthodes de bifurcation," *International conference on sciences and techniques of automatic control(STA)*., Tunisia, 19–21 Dec. 2005.
- [96] M. Rioual, and C. Sicre C, "Energization of a no-load transform for power restoration Purposes: Impact of the sensitivity to parameters," *In: International Conference on Power Systems Transients (IPST'01)*, Brazil, 24-28 Jun 2001.
- [97] M. Rioual, J. C Kieny, J. Mahseredjian, "Ferroresonance dans les réseaux Modélisation et applications aux typologies de circuit," *Technique de l'ingénieur*, D92, août 2009.
- [98] K. Yamamura, "Simple Algorithms for Tracing Solution Curves," *IEEE Transactions Circuit and Systems I: Fundamental Theory and Applications*, vol. 40, no. 8, pp. 537-541, Aug. 1993.
- [99] A.E.A. Araujo, A.C. Soudack, and J. R. Marti, "Ferroresonance in power systems: chaotic behavior," *IEE Proceedings C - Generation, Transmission and Distribution*, vol. 140, no. 3, pp. 237-240, May. 1993.
- [100] B. A. Mork and D. L. Stuehm, "Application of nonlinear dynamics and chaos to ferroresonance in distribution systems," *IEEE Transactions on Power Delivery.*, vol. 9, no. 2, pp. 1009-1017, Apr. 1994.
- [101] R. Yacamini, and A. Abu-Nasser, "Numerical calculation of inrush current in single-phase transformers," *IEE Electric Power Applications.*, vol. 128, no. 6, pp. 327-334, Nov. 1981.
- [102] P. S. Moses, M. A. S. Masoum, and H. A. Toliyat, H.A, "Impacts of Hysteresis and Magnetic Couplings on the Stability Domain of Ferroresonance in Asymmetric Three-Phase Three-Leg Transformers," *IEEE Transactions on Energy Conversion.*, vol. 26, no. 2, pp. 581- 592, Jun. 2011.
- [103] W. Sima, M. Yang, Q. Yang, T. Yuan, and M. Zou, "Simulation and experiment on a flexible control method for ferroresonance.," *IET Generation, Transmission & Distribution.*, vol. 8, no. 10, pp. 1744-1753, Oct. 2014.
- [104] "IEEE Guide for Establishing Power Transformer Capability while under Geomagnetic Disturbances," *IEEE Std C57.163™-2015*, *IEEE Power and Energy Society*, Published 26 October 2015 by Transformers Committee, pp.1-50, Jul. 2015.
- [105] V. D. Albertson, J. M. Thorson, R. E. Clayton, and S. C. Tripathy, "Solar-induced-currents in power systems: Cause and effects.," *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems.*, vol. PAS-92, no. 2, pp. 471–477, Mar. 1973.
- [106] E. E. Bernabeu, "Single-Phase Transformer Harmonics Produced during Geomagnetic Disturbances: Theory, Modeling, and Monitoring.," *IEEE Transactions on Power Delivery.*, vol. 30, no. 3, pp. 1323-1330, Jun 2015.

- [107] V. D. Albertson, "Geomagnetic disturbance causes and power system effects.," *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems.*, vol. PAS-93, no. 4, pp. 1031-1044, Jul. 1974.
- [108] J. G. Kappenman, and V. D. Albertson, "Bracing for the geomagnetic storms.," *IEEE Spectrum.*, vol. 27, no. 3, pp. 27-33, Mar. 1990.
- [109] J. G. Kappenman, V. D. Albertson, and N. Mohan N, "Current transform and relay performance in the presence of geomagnetically induced currents.," *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems.*, vol. PAS-100, no. 3, pp. 1078-1088, Mar. 1981.
- [110] I. A. Erinmez, J. G. Kappenman, and W. A. Radasky WA, "Management of the geomagnetically induced current risks on the national grid company's electric power transmission system.," *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.*, vol. 64, no. 5-6, pp. 743-756, Apr. 2002.
- [111] X. Dong, Y. Liu, and J. G. Kappenman, "Comparative analysis of exciting current harmonics and reactive power consumption from GIC saturated transformers.," *IEEE Power Engineering Society Winter Meeting.*, USA., vol. 1, pp. 318-322, 28 Jan-1 Feb 2001.
- [112] M. A.S. Masoum, and P. S. Moses, "Impact of balanced and unbalanced direct current bias on harmonic distortion generated by asymmetric three-phase three-leg transformers.," *IET Electric Power Applications.*, vol. 4, no. 7, pp. 507-515, Oct. 2010.
- [113] A. A. Fardoun, E. F. Fuchs, and M. A. S. Masoum, "Experimental Analysis of a DC Bucking Motor Blocking Geomagnetically Induced Currents.," *IEEE Transactions on Power Delivery.*, vol. 9, no. 1, pp.88-99, Jan 1994.
- [114] D. H. Boteler and R. J. Pirjola, "Modeling geomagnetically induced currents produced by realistic and uniform electric fields.," *IEEE Transactions on Power Delivery.*, vol. 13, no. 4, pp. 1303-1308, Oct. 1998.
- [115] M. Kazerooni, H. Zhu, and T. J. Overbye, T.J, "Dynamic modeling and filtering in geomagnetically induced current validation.," *North American Power Symposium (NAPS)*, USA, pp.1-6, 7-9 Sep. 2014.
- [116] B. Zhang, L. Liu, Y. Liu, M. McVey, and R. M. Gardner, "Effect of geomagnetically induced current on the loss of transformer tank.," *IET Electric Power Applications.*, vol. 4, no. 5, pp. 373-379, May. 2010.
- [117] W. Chandrasena, P. G. McLaren, U. D. Annakkage, and R. P. Jayasinghe, "An improved low-frequency transformer model for use in GIC studies.," *IEEE Transactions on Power Delivery.*, vol. 19, no. 2, pp. 643-651, Apr. 2004.
- [118] R. Nishiura, S. Yamashita, and K. Sato, "Simulation Analysis of Geomagnetically Induced Currents (GIC) Effects on Shell-Form Transformers.," *IEEE Power Engineering Society General Meeting* .,Canada, pp. 1-5, 21-25 Jul. 2013.
- [119] L. Marti, "Effects of Series Compensation Capacitors on Geomagnetically Induced Currents.," *IEEE Transactions on Power Delivery.*, vol. 29, no. 4, pp.2032-2033, Jun. 2014.
- [120] P. R. price, "Geo magnetically induced current effects on transformers.," *IEEE Transactions on Power Delivery.*, vol. 17, no. 4, pp. 1002-1008, Oct. 2002.
- [121] H. Zhu, and T. J. Overbye, "Blocking Device Placement for Mitigating the Effects of Geomagnetically Induced Currents.," *IEEE Transactions on Power Systems.*, vol. 30, no. 4, pp. 2081-2089, Sep. 2014.
- [122] S. Lu, and Y.Liu, "FEM analysis of DC saturation to assess transformer susceptibility to geomagnetically induced currents.," *IEEE Transactions on Power Delivery.*, vol. 8, no. 3, pp. 1367-1376, Jul. 1983.
- [123] N. Takasu, T. Oshi, F. Miyawaki, S. Saito and Y. Fujiwara, "An experimental analysis of DC excitation of transformers by geomagnetically induced currents.," *IEEE Transactions on Power Delivery.*, vol. 9, no. 2, pp. 1173-1182, Apr. 1994.
- [124] R. Girgis and K. Vedante, "Effects of GIC on power transformers and power systems.," *IEEE Power Engineering Society Transmission and Distribution Conference and Exposition (T&D)* .,USA, pp. 1-8, 7-10 May. 2012.