

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université Mouloud Mammeri de Tizi Ouzou



Faculté de Génie Electrique et de l'Informatique

Département d'Electrotechnique

Mémoire de fin d'études

En vue de l'obtention du Diplôme d'Ingénieur d'Etat

en Electrotechnique

Option : Réseaux Electriques

Thème

**Evaluation de la Température dans une
Machine Soudeuse par Bossage
de Condenseur**

Proposé par : M^r BOUBRIK Amar (ENIEM)

Dirigé par : M^r ZAOUIA Mustapha

Etudié par :

Melle : SIDER Chabha

Melle : TEBAH Karima

Promotion 2010

Résumé

A l'heure actuelle, l'industrie mécanique est de plus en plus soumise à des exigences de réduction des coûts. Ainsi, le temps de mise sur le marché des produits est sujet à de fortes réductions durant ces dernières décennies. L'ENIEM signifie Entreprise Nationale des Industries Electroménagers, elle est leader de l'électroménager en Algérie car elle possède des capacités de production, et elle veille à améliorer la qualité de ses produits pour pouvoir faire concurrence au marché. Dans le cadre de notre travail, nous portons un intérêt particulier à l'unité froid afin d'apporter une contribution à l'évaluation de la température dans une machine soudeuse condenseur qui a pour rôle de souder les fils sur les tubes avec la technique du soudage par bossage pour obtenir à la fin des condenseurs des réfrigérateurs.

Mots clé

Transfert thermique, machine soudeuse condenseur, éléments finis.

A decorative scroll with a green and yellow gradient background. The scroll is adorned with floral patterns, including a large pink shell at the bottom left and a cluster of red and blue flowers on the right side. The text is centered on the scroll.

Remerciements

Sans ce travail modeste soit il- aura exigé des efforts qui nous permettrons néanmoins de couronner-In challah- nos études après le long cursus universitaire.

Ce qui ne nous empêche pas de remercier infiniment notre promoteur en l'occurrence Mr M .ZAOUIA, Maître-assistant classe-A- au Département Electrotechnique de l'Université Mouloud MAMMERY de TIZI OUZOU pour son immense contribution et son soutien indéfectible qu'il a apportés durant la période de préparation de ce travail.

Nous n'oublierons pas de faire part de toute notre gratitude à Mr OUBARECHE Akli (retraité ENIEM) et Mr CHEBALLA (directeur Unité Froid ENIEM Oued Aissi), ainsi que ses collaborateurs et le personnel ENIEM dont la sympathie et la disponibilité nous ont permis d'évaluer à l'aise au sein de leurs atelier.

Nous remercions Mr M. MEKIOUS pour la documentation qu'il nous a fournit.

Nous tenons enfin à remercier les enseignants qui ont contribué à notre formation, ainsi que les membres de jury qui nous feront l'honneur de juger notre travail.

Dédicaces

Dédicaces

Avec l'aide de dieu le tous puissant est enfin achevé ce travail, lequel

Je dédie à toutes les personnes qui me sont chères:

A mes très chers parents, je vous dis merci pour vos aides et encouragements depuis mon existence.

A mes frères et beaux frères

A mes sœurs et belle sœur

A mes nièces et neveu

A toute la famille SIDER

A ma binôme KARIMA et sa famille

A tous mes amis (es)

GHABHA



Dédicaces Dédicaces

En toute modestie je dédie ce travail de longue haleine à :

-La mémoire de mon défunt **Père** qui n'a lésiné sur aucun moyen pour notre épanouissement, je lui dis alors "Repose en paix, cher papa. J'ai atteint l'objectif grâce à ton soutien et tes sacrifices n'ont pas été vains".

-A ma **chère mère** qui a fait de notre réussite son souci permanent.

-A mon inoubliable grand-mère "Djida Malha" dont les incessants conseils m'ont permis d'affronter les rudes épreuves.

-A mes sœurs Djedjigua, Faiza et Sabrina pour m'avoir supportée durant les moments difficiles.

-A mes frères Rachid et Mheni pour toute leur compréhension à mon égard.

-A toutes mes tantes notamment Nora qui n'a pas cessé de s'inquiéter sur mon sort à partir de Montréal.

-A tous mes oncles maternels pour leur soutien moral.

-A Mr ARKOUB Salah dont tous les qualificatifs réunis ne pourront guère exprimer suffisamment sa contribution et son soutien.

-A mes petits cousins TERZI Ali, rayane et Dine pour m'avoir égayée durant des périodes de tension.

-A la famille ANNOUN surtout Billel.

-A ma binôme Chabha et sa famille.

-A mes voisins BEROUANE mouh-tahar, sa femme malika et leurs enfants.

-A mes copines : Mimi, Kahina et leurs familles.

-Aux collègues de mon père : Mr SACI, Mr BOUBRIK et Mr MAZANI pour leurs immenses contributions.

-A toutes celles et tous ceux qui me sont chers et que je ne puis nommer individuellement.

Karima.

Sommaire

Sommaire

Introduction générale.....	2
-----------------------------------	----------

Chapitre I

Généralités sur le soudage

I.1 Introduction.....	04
I.2 Définition du soudage.....	04
I.3 Description d'une opération de soudage.....	04
I.3.1 La zone fondue.....	04
I.3.2 La zone affectée thermiquement.....	05
I.3.3 La zone de liaison.....	05
I.3.4 La zone de base.....	05
I.4 Procédé dans lesquels le courant électrique traverse l'assemblage.....	05
I.4.1 Les procédés de soudage par résistance.....	05
I.4.1.1 Soudage par résistance avec expulsion du métal fondu.....	05
I.4.1.1.1 Soudage en bout par résistance.....	06
I.4.1.1.2 Soudage par étincelage.....	06
I.4.1.2 Soudage par résistance avec confinement du métal fondu.....	07
I.4.1.2.1 Le soudage par résistance par point.....	07
a. Description d'une machine à souder par point.....	08
b. Paramètre de soudage par points.....	08
c. Formation de la soudure.....	08
I.4.1.2.2 Le soudage par résistance à la molette.....	09
a. Description d'une machine à souder à la molette.....	10
b. Paramètres du soudage à la molette.....	10
c. Formation de la soudure.....	11
I.4.1.2.3 Le soudage par résistance par bossage.....	11
a. Description d'une machine à souder par bossages.....	12
b. Cycle de soudage par bossages.....	13
c. Formation de la soudure.....	13
d. Caractéristiques des soudures par bossages.....	15
e. Les avantages et les inconvénients du soudage par bossages.....	15
I.5 Conclusion.....	16

Chapitre II**les lois général de l'électromagnétisme**

II.1 Introduction.....	18
II.2 Rappels sur quelques grandeurs électriques et magnétiques.....	18
II.2.1 Champ et permittivité électriques.....	18
a. Champ électrique.....	18
b. Permittivité électrique.....	19
II.2.2 Champ et perméabilité magnétiques.....	19
a. Champ magnétique.....	19
b. Perméabilité magnétique.....	19
II.2.3 Courant et conducteur.....	19
II.2.4 Densité de courant.....	19
II.2.5 Densité de puissance.....	20
II.3 Quelques lois de magnétisme et d'électrostatique.....	20
II.3.1 Théorème de Gauss	20
II.3.2 Théorème d'Ampère.....	20
II.3.3 Lois de Biot et Savart.....	20
II.3.4 Lois d'induction.....	21
II.4 Equation de Maxwell.....	21
II.4.1 La première équation de Maxwell.....	21
II.4.2 La deuxième équation de Maxwell.....	22
II.4.3 La troisième équation de Maxwell.....	23
II.4.4 La quatrième équation de Maxwell.....	24
II.5 Relations constitutives du milieu et lois d'Ohm.....	25
II.5.1 Relations constitutives du milieu.....	25
II.5.1.a Cas linéaire.....	25
II.5.1.b Cas non linéaire.....	26
II.5.2 Lois d'Ohm.....	26
II.6 Equation de continuité.....	27
II.7 Condition d'interface.....	27
II.8 Condition aux limites	28

• Condition de Dirichlet.....	29
• Condition de Newman.....	29
• Conditions mixtes Dirichlet – Newman.....	29
• Condition de périodicité et d’anti-périodicité.....	29
II.9 Equations électromagnétiques.....	29
II.9.1 Hypothèses simplificatrices.....	29
II.9.2 Effet de peau.....	30
II.10 Conclusion.....	31

Chapitre III

Transferts thermiques

III.1 Introduction.....	32
III.2 Définition des grandeurs thermiques.....	32
III.3 Les transferts de chaleur.....	32
III.3.1 Evaluation thermique liée à un flux de chaleur.....	33
III.3.2 Régime thermique.....	33
III.4 Bilan thermique.....	34
III.4.1 Flux et densité de flux thermique.....	34
III.4.2 Production de l’énergie thermique.....	34
III.4.3 Equation du bilan thermique.....	34
III.5 Les modes de transfert de chaleur.....	35
III.5.1 Transfert de chaleur par conduction.....	35
III.5.2 Transfert de chaleur par convection.....	36
III.5.2 Transfert de chaleur par rayonnement.....	37
III.6 Les conditions aux limites	37
III.7 Conclusion.....	38

Chapitre IV Méthodes de résolutions des équations aux dérivées partielles

IV.1 Introduction.....	40
IV.2 Quelques méthodes de résolution des équations aux dérivées partielles.....	40
IV.2.1 Méthodes analytiques.....	40
IV.2.2 Méthodes numériques.....	41
IV.2.2.1 Méthodes des différences finis.....	41
IV.2.2.2 La méthode d'intégrale de frontière.....	41
IV.2.2.3 La méthode des éléments finis.....	41
IV.3 Principales étapes de résolution par la méthode des éléments finis.....	41
IV.4 Calcul de la fonction d'approximation.....	42
IV.4.1 Formulation intégrale.....	43
a. Formulation variationnelle.....	43
b. Formulation résidus-pondérés.....	44
IV.5 Avantages et inconvénients de la méthode des éléments finis.....	45
IV.6 Formulation éléments finis du modèle électromagnétique.....	45
IV.6.1 Modèle magnétostatique 2D.....	46
➤ Cas cartésien.....	46
IV.6.2 Modèle magnétodynamique 2D.....	48
➤ Cas cartésien.....	48
IV.7 Formulation éléments finis du modèle thermique.....	50
➤ Cas cartésien.....	50
IV.8 Définition du logiciel F.E.M.M.....	51
a. Preprocesseur.....	51
b. Solutionneur.....	51
c. Post processeur.....	51
IV.9 Les différentes étapes de réalisation de la structure à l'aide de F.E.M.M.....	52
IV.10 Conclusion.....	52

Chapitre V**Application**

V.1 Introduction.....	54
V.2 Présentation du système.....	54

V.2.1 Présentation des électrodes.....	54
V.2.2 Caractéristique principales de la machine soudeuse condenseur.....	55
V.3 présentation du condenseur.....	55
V.4 Les caractéristiques géométriques	55
V.5 Les caractéristiques physiques.....	57
V.6 Domaine de résolution et conditions aux limites associées	57
V.7 Maillage du domaine.....	58
V.8 Formes différentielles des équations associées aux différentes régions du dispositif.....	58
a. Cas sans contact	58
b. Cas avec contact	59
V.9 Etude du phénomène électromagnétique du dispositif.....	59
V.9.1 Résultat et interprétations.....	59
V.10 Etude du phénomène thermique dans le dispositif.....	64
V.11 Formes différentielles des équations associées aux différentes régions du dispositif....	65
V.12 Domaine de résolution et condition aux limites associées.....	66
V.13 maillage du domaine.....	66
V.14 Densité de puissance	67
V.15 Les caractéristiques thermiques.....	68
V.16 Variation de la température.....	69
V.17 Résultat et interprétation.....	70
V.18 Conclusion	79
Conclusion générale.....	80
Bibliographie.....	82

Introduction
Introduction
Générale
Générale

Introduction générale

A l'heure actuelle, l'industrie mécanique est de plus en plus soumise à des exigences de réduction des coûts. Ainsi, le temps de mise sur le marché des produits est sujet à de fortes réductions durant ces dernières décennies. L'ENIEM signifie Entreprise Nationale des Industries Electroménagers, elle est leader de l'électroménager en Algérie car elle possède des capacités de production, et elle veille à améliorer la qualité de ses produits pour pouvoir faire concurrence au marché. Dans le cadre de notre travail, nous portons un intérêt particulier à l'unité froid afin d'apporter une contribution à l'évaluation de la température dans une machine soudeuse condenseur qui a pour rôle de souder les fils sur les tubes avec la technique du soudage par bossage pour obtenir à la fin des condenseurs des réfrigérateurs.

Pour atteindre l'objectif fixé, nous organisons cette étude en cinq chapitres. Dans le premier chapitre, nous allons donner quelques généralités sur le soudage et une description d'une opération de soudage avec ses différentes phases. Une deuxième partie de ce chapitre illustre le procédé dans lequel le courant traverse l'assemblage qui est caractérisé par le soudage par résistance et nous distinguons deux types de ce dernier, le premier est le soudage par résistance avec expulsion du métal tel que le soudage en bout par résistance et le soudage par étincelage, le deuxième type de soudage est le soudage par résistance avec confinement du métal fondu, nous retrouvons dans ce dernier le soudage par résistance par point, le soudage par résistance à la molette, ainsi que le soudage par résistance par bossage, ce dernier se distingue du soudage par point ou à la molette en ce que la localisation du courant et de l'effort sur la zone de soudage n'est pas obtenue par les électrodes mais par la géométrie des pièces à souder, il est de plus, un procédé de soudage global, car il peut s'avérer plus économique.

Le deuxième chapitre commence par une présentation des lois de l'électromagnétisme qui englobent les équations de Maxwell, relation du milieu et relation de passage, ainsi qu'un bref rappel sur les différentes équations aux dérivées partielles et conditions aux limites.

Les phénomènes thermiques seront étudiés dans le troisième chapitre où nous aboutirons aux équations mathématiques qui caractérisent le comportement du phénomène de diffusion de chaleur au sein du dispositif.

Nous nous intéressons dans le chapitre quatre aux principales étapes de la mise en œuvre de la méthode des éléments finis et la discrétisation des équations aux dérivées partielles en équations algébriques.

Dans le cinquième chapitre, nous présenterons la technique adoptée pour étudier la variation de la température au sein de notre machine soudeuse condenseur, et nous conclurons notre travail par les constatations que nous apporterons à ce sujet.

Chapitre I
Chapitre I
Généralités sur le soudage
Généralités sur le soudage

I.1. Introduction

En dépit d'une utilisation bientôt séculaire, la méthode du soudage est largement employée quand il s'agit de bâtir des structures métalliques complexes. Par ailleurs, les techniques se sont désormais multipliées et la compréhension fine des mécanismes physiques associés au procédé est devenue un enjeu industriel de premier plan pour des secteurs entiers d'activités. Par le soudage, on entend toutes techniques permettant d'assurer la matière à assembler. Dans le cas des métaux, cette continuité est réalisée à l'échelle de l'édifice atomique. Il est donc nécessaire de faire intervenir une énergie d'activation pour réaliser rapidement la continuité recherchée. Cet apport d'énergie peut entraîner naturellement une déformation de la pièce autour du joint de soudage si celle-ci reste libre pendant l'assemblage ou/et peut conduire à l'apparition de contraintes résiduelles dans la pièce, qu'il faut être capable d'évaluer pour prédire le comportement en charge de la structure globale. L'étude des procédés de soudage apparaît actuellement comme un domaine de recherche à la fois ouvert et complexe, car il demande de mettre en commun des connaissances issues de domaines distincts de la physique et de la mécanique. Ainsi la description d'un des procédés les plus couramment utilisés en industrie est le soudage par bossage car il peut s'avérer plus économique [1].

I.2. Définition du soudage

Le soudage est une opération d'assemblage où la continuité métallique entre les pièces à assembler est assurée par la fusion globale ou de proche en proche de leurs bords. Ainsi après solidification, on obtient un joint homogène aux caractéristiques plus au moins proches de celles du métal de base ou un joint hétérogène dans le cas des métaux différents [1].

I.3. Description d'une opération de soudage

Cette opération peut être assimilée à une opération locale d'élaboration métallurgique et à celle du traitement thermique donnant une structure cristalline dépend à la fois de la composition chimique élaborée et du traitement thermique, la Fig.I.1. Représente le cordon de soudure. Ainsi réalisée, la soudure se décompose en plusieurs zones [1] :

I.3.1. La zone fondue

La zone fondue est nommée (ZF), c'est la zone où l'état liquide a été atteint et dans laquelle la composition chimique a été élaborée. La structure métallurgique obtenue après solidification, dépend du cycle de refroidissement.

1.3.2. La zone affectée thermiquement

La zone affectée thermiquement est nommée (ZAT) se trouvant en bordure de la zone fondue, de largeur variable, laquelle a été soumise à l'élévation de température sans être portée à la fusion. Le chauffage, la composition chimique et la vitesse de refroidissement de cette zone génèrent des modifications plus ou moins importantes de la structure métallurgique.

1.3.3. La zone de liaison

Cette zone, située à la frontière entre la zone fondue et la zone affectée thermiquement, elle correspond à la surface sur laquelle la solidification du métal fondu a commencé.

1.3.4. La zone de base

Au-delà de la zone affectée thermiquement, l'élévation de température est insuffisante pour engendrer une quelconque transformation structurale. Cette zone est aussi dite non affectée.

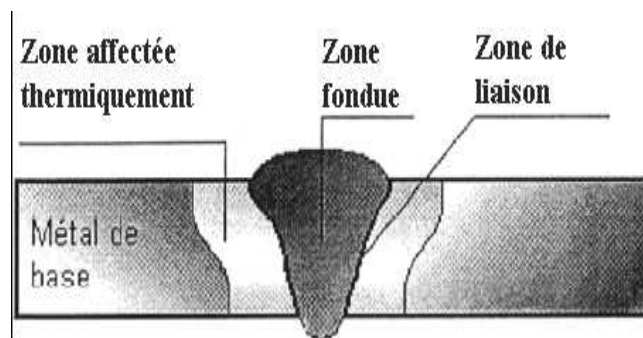


Fig I.1. Cordon de soudure

1.4. Procédé dans lesquels le courant électrique traverse l'assemblage

Le métal fondu apparaît à l'interface entre les deux pièces à assembler, par fusion locale de ces dernières, au droit du passage des lignes de courant. Ici, suivant l'évolution du métal fondu, il faut distinguer les procédés qui confinent celui-ci entre les pièces à assembler et les procédés qui, au contraire, l'expulsent [2].

1.4.1. Les procédés de soudage par résistance

Le soudage par résistance est un procédé par fusion qui utilise la chaleur produite par l'effet Joule d'un courant électrique de forte intensité traversant les pièces à assembler [3].

1.4.1.1. Soudage par résistance avec expulsion du métal fondu

Ces procédés à l'effet Joule une pression mécanique appliquée, de l'extérieur de l'assemblage perpendiculairement à celui-ci et sur toute sa surface, après la fusion. Cet effort

a pour objet d'éjecter le métal fondu et de permettre la création de la liaison par mise en contact intime des surfaces portées à la température du solidus ; un bourrelet se forme aux extrémités de l'assemblage, il doit être ensuite éliminé. Le métal fondu étant éjecté, le problème de sa protection ne se pose donc pas [2].

On distingue :

1.4.1.1.1. Le soudage en bout par résistance

L'effort est appliqué en deux temps [2] :

-Tout d'abord pour l'accostage à froid des pièces afin de permettre le passage du courant à travers les surfaces à assembler ;

-En suite, après passage du courant, pour chasser le métal fondu, s'il s'en est formé, et assurer la liaison.

La Fig.I.2. Représente l'assemblage bout à bout de fils.



FigI.2. Assemblage bout à bout de fils

1.4.1.1.2 ; Soudage par étincelage

Les pièces ne sont rapprochées qu'après mise sous tension de telle sorte que le courant ne passe tout d'abord que par les points de contact créés par les aspérités des surfaces ; en ces points la densité de courant est alors très élevée et, dès le début de fusion, la fraction liquide est expulsée sous forme de petites particules incandescentes, c'est l'étincelage. De proche en proche l'étincelage intéresse toute la surface ; une fois ce résultat acquis, la pression de contact est augmentée pour chasser le métal fondu et le courant est coupé. La FigI.3. Présente [2] :

- En haut : brut après soudage.
- En bas : cordon après arasage.



Fig.I.3. Soudage par étincelage.

I.4.1.2. Soudage par résistance avec confinement du métal fondu

Ce sont des procédés qui consistent à associer à l'effet Joule une pression mécanique appliquée de l'extérieur de l'assemblage, perpendiculairement à ce dernier et au droit de la zone où doit apparaître le métal fondu. Le confinement du métal fondu au sein du joint évite tout contact avec l'air ; ce qui écarte tout problème de protection. On peut distinguer aussi [2]:

I.4.1.2.1. Le soudage par résistance par point

Le soudage par points est un procédé d'assemblage discontinu, par recouvrement. Il s'applique à des assemblages en tôles d'acier doux, allié, inoxydable, d'aluminium, etc... La Fig.I.4. Représente un cycle complet du soudage par point qui comprend les phases suivantes :

- **L'accostage**

Les électrodes se rapprochent de la pièce à souder et se serre à l'endroit prévu pour le soudage sous un effort donné ;

- **Le soudage**

La fermeture du contacteur du circuit de puissance déclenche le passage du courant ;

- **Le forgeage**

C'est l'étape où les électrodes s'écartent et reviennent à l'état de repos.

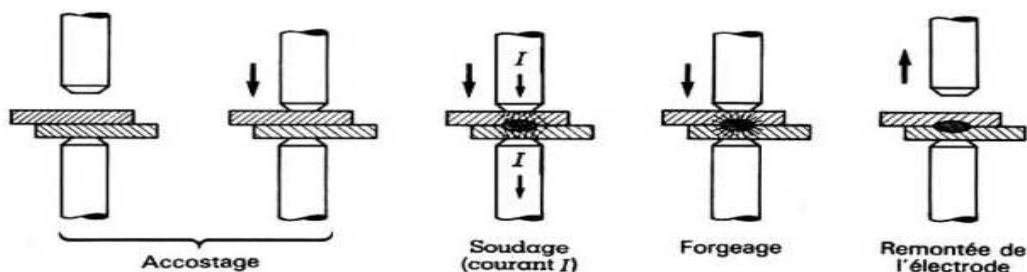


Fig.I.4.Cycle du soudage par point.

a. Description d'une machine à souder par points

La Fig.I.5. Représente une machine à souder par point fixe. On distingue les éléments suivants [2] :

- 1→ Une tête d'effort (ou de pression) fixée à l'extrémité du bras supérieur et généralement constituée par cylindre pneumatique actionné par une valve dont le rôle est de commander le déplacement de l'électrode supérieure et de lui appliquer l'effort ;
- 2→ Un bras inférieur supportant l'électrode inférieure ;
- 3→ Des conducteurs en cuivre, refroidis par l'eau, amenant les courants aux électrodes ;
- 4→ Un coffret qui fournit les temps du cycle de soudage.

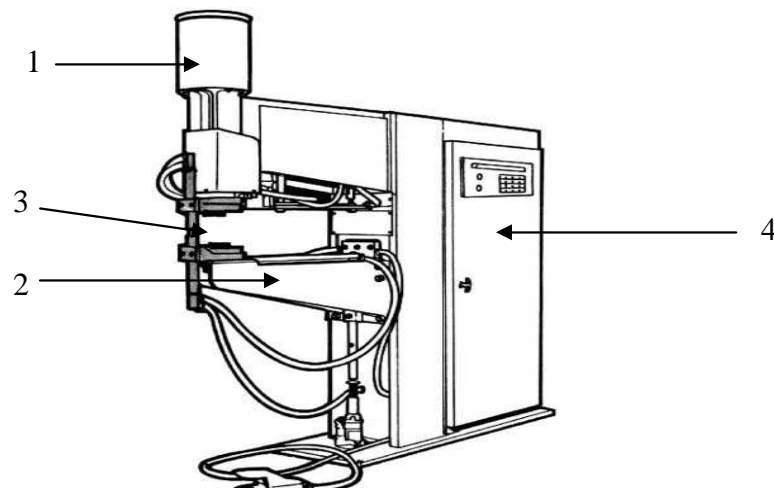


Fig.I.5. Machine à souder par points.

b. Paramètres du soudage par points

Les paramètres du soudage par points sont essentiellement [3] :

- le diamètre des électrodes ;
- l'effort de serrage et de forgeage ;
- l'intensité du courant ;
- la durée du passage du courant et celle du forgeage.

c. Formation de la soudure

Dès le serrage des électrodes, nécessaire à l'accostage des tôles, le contacteur primaire se ferme et le courant s'établit dans le circuit secondaire. Il traverse les pièces à souder et rencontre, entre les électrodes, un certain nombre de résistances électriques, les une localisées aux interfaces (R_1, R_2, R_3) résultent des phénomènes de contact et les autres réparties dans la matière (R_4, R_5) sont dues à la résistivité des matériaux. Par effet Joule, la température s'élève

dans la zone de soudage, en premiers lieu aux interfaces, où la résistivité d'abord prépondérante diminue ; ensuite dans la matière elle-même où la résistivité augmente avec la température. Au bout d'un certain temps, la fusion est atteinte au point central et progresse dans le plan de joint sous la forme d'un lingot formé en vase clos, qui atteint un diamètre comparable à celui des électrodes : le point de soudure. Le courant est alors interrompu. Le métal en fusion se refroidit, formant la liaison des deux tôles. Les électrodes restent serrées avec effet de forgeage jusqu'au refroidissement quasi complet. La Fig.I.6. Représente la formation de la soudure [3].

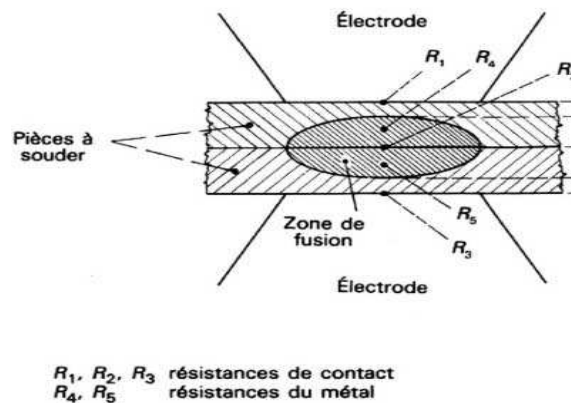


Fig.I.6. Formation de la soudure.

1.4.1.2.2. Le soudage par résistance à la molette

Le soudage à la molette diffère du soudage par points ce que les électrodes classiques sont ici remplacées par des disques en cuivre, ou molettes, qui par rotation permettent de faire des soudures par recouvrement, continues et étanches. La soudure se réalise de façon progressive et continue, associant serrage des tôles et passage du courant, sur toute la longueur du cordon à réaliser. La Fig.I.7. Représente le cycle du soudage à la molette, ce dernier comprend les phases suivantes [3] :

- **L'accostage**

Les deux molettes viennent serrer, pour les accoster et localiser le courant, les deux pièces à souder ;

- **Le soudage**

La fermeture du contacteur primaire déclenche le passage du courant et la rotation des molettes est engagée, créant une liaison continue ;

- **L'arrêt**

L'écartement des molettes en fin de cordon.

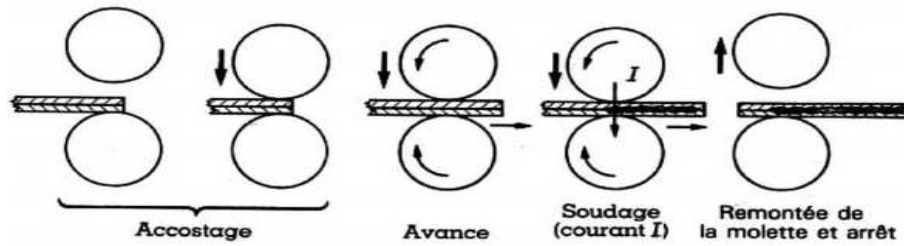


Fig.I.7. Cycle du soudage à la molette.

a. Description d'une machine à souder à la molette

La machine à souder utilisé dans le soudage à la molette est représenté par la Fig.I.8. Elle constituée des mêmes éléments qu'une machine à souder par points aux différences suivantes prés [3] :

- Elle comporte, aux extrémités des bras et la place des portes électrodes, des poupées à paliers conducteurs transmettant le courant des bras fixes aux molettes tournantes ;
- Leurs transformateur est instantanément et thermiquement plus puissant, afin de prendre en compte une dérivation importante du courant à l'arrière et de supporter le molette donnant lieu à un facteur de marche pouvant atteindre 50 à 100% en soudage par points ;
- Elle comporte un moteur d'entraînement des molettes qui sert également la plupart du temps à entraîner les pièces à souder.

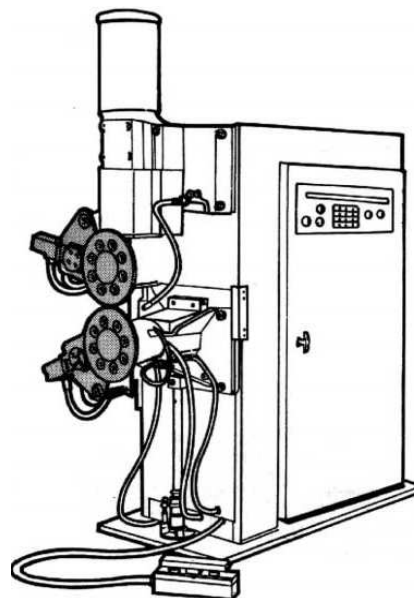


Fig.I.8.Machine à souder à la molette.

b. Paramètres du soudage à la molette

Les paramètres de soudage à la molette sont les suivant [3] :

- les dimensions des molettes : épaisseur, pourtour du diamètre ;
- le courant et la modulation associée ;
- la vitesse ;
- l'effort.

c. Formation de la soudure

Bien entendu, on retrouve au départ le rôle électrique des différentes résistances rencontrées par le courant lorsqu'il passe d'une molette à l'autre en traversant les tôles. Il faut ici tenir compte des effets dus au déplacement relatif molettes/pièces. On remarque que la surface de contact des électrodes, dont on a pu comprendre l'importance dans la détermination des dimensions de la zone fondue est donnée par les empreintes des molettes dues à l'effort de serrage réglé en conséquence, la (Fig.I.9.) montre la disposition des divers éléments lors du soudage [3] :

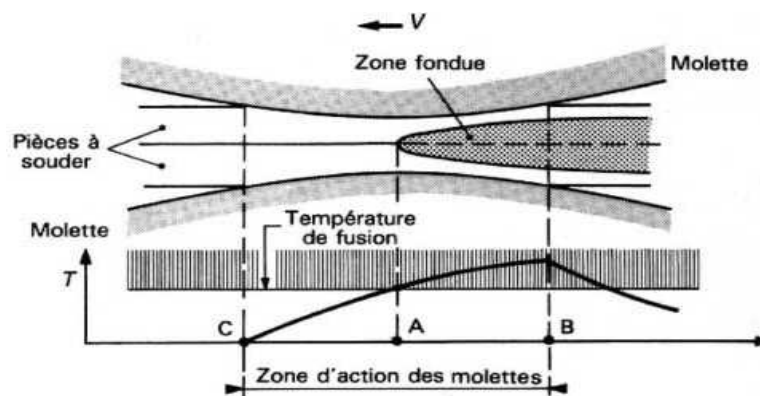


Fig.I.9.Disposition des divers éléments lors du soudage.

1.4.1.2.3. Le soudage par résistance par bossage

Ce procédé est également appelé soudage par protubérances ou soudage par projections. Il permet de réaliser des assemblages continus ou discontinus par superposition ; mais il se distingue du soudage par points ou à la molette en ce que la localisation du courant et de l'effort sur la zone de soudage n'est pas obtenue par les électrodes, mais par la géométrie des pièces à souder elles-mêmes. Il est, de plus, un procédé de soudage global. On a trois exemples typiques d'assemblages par bossages ou s'y ramenant [3] :

- Soudage de deux tôles à plat. L'une des tôles a reçu préalablement par emboutissage un certain nombre de bossages qui vont servir à localiser courant et effort ;

- Soudage d'une bride sur une plaque. Sur toute la périphérie ; la soudure est continue et étanche et s'effectue par la fusion du chanfrein prévu dans ce but ;
- Soudage de deux fils en croix. C'est le cas intéressant où les pièces ne doivent subir aucune préparation. La Fig.I.10. Représente les trois exemples typiques d'assemblage par bossages :

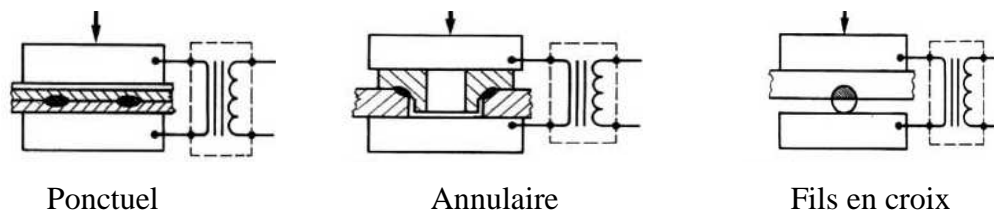


Fig.I.10. Assemblage par bossages.

Dans tous les cas, le courant est amené aux deux pièces à souder au moyen de blocs en cuivre qui servent également à appliquer l'effort de soudage. Ces blocs en cuivre ont des formes adaptées à celles des pièces ; largement dimensionnés, ils sont peu sollicités et peu affectés par l'usure. L'opération de soudage de deux pièces a un caractère global : un seul cycle de la machine suffit pour effectuer l'ensemble des soudures prévues pour l'assemblage des deux pièces positionnées et maintenues par les blocs en cuivre qui deviennent ainsi de véritables outillages de soudage. On retrouve dans ce cycle les mêmes phases précédemment examinées en soudage par points, on a [3] :

- **L'accostage**

Les deux outillages se serrent sur les pièces préalablement positionnées ;

- **Le soudage**

Le courant passe et s'accompagne de l'affaissement des bossages ;

- **Le forgeage**

Les outillages s'ouvrent.

- a. Description d'une machine à souder par bossages**

La machine à souder par bossages est similaire dans le principe à la machine à souder par points, elle ne comporte pas de marche à la volée. Il est cependant très facile de les équiper de dispositifs d'alimentation chargeant et déchargeant automatiquement les pièces, ce qui les ramène à ce fonctionnement, la Fig.I.11. Représente une machine à souder par bossages [3] :

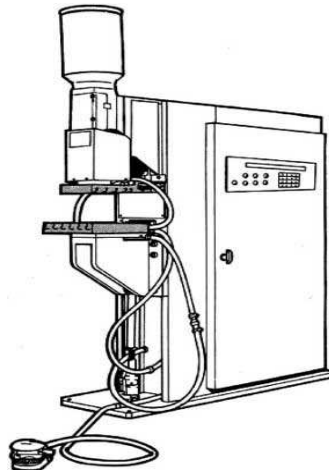


Fig.I.11. Machine à souder par bossages.

b. Cycle de soudage par bossages

Le cycle type du soudage par bossage est représenté sur la (Fig.I.12) qui comprend l'accostage et le soudage qui s'effectuent sous un effort limité pour ne pas écraser les bossages ; en fin de chauffe, par contre, il faut produire pour prévenir, lorsque la fusion se développe, toute expulsion du métal. On peut éventuellement effectuer un préchauffage pour égaliser les efforts entre plusieurs bossages [3].

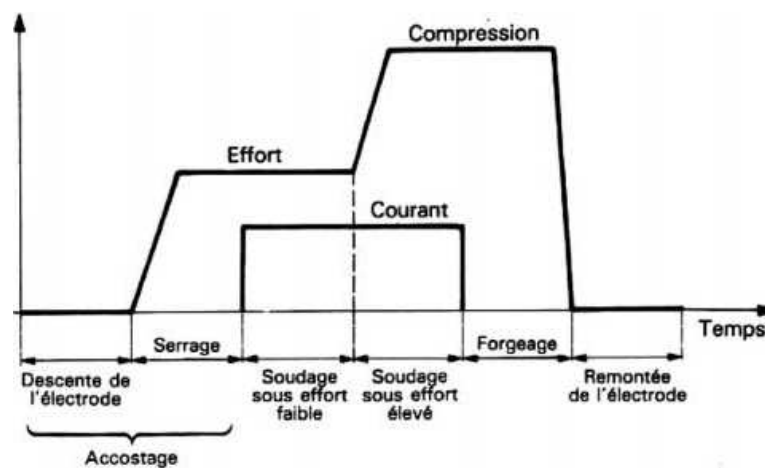


Fig.I.12. Cycle de soudage par bossage.

c. Formation de la soudure

La Fig.I.13. Représente un bossage créé sur une tôle plate, qui va permettre d'examiner les phénomènes généraux du procédé. Lorsque les pièces sont en place et serrées entre les outillages, dès la fermeture du contacteur primaire, le courant traverse le bossage suivant les lignes de courant représentées. Il rencontre les différentes résistances de contact et celle dues à la résistivité des matières à souder. Mais ici, les résistances de contact électrodes pièces

n'ont plus aucune importance, car la densité de courant y est si faible qu'il ne s'y crée plus de chaleur utile, et les outillages n'ont plus, pour la même raison, aucun rôle thermique pendant la formation de soudure. La température s'élève dans le bossage et la chaleur diffuse dans la tôle plate où, par suite de la dissymétrie, elle n'intéresse pas un volume aussi important. Très rapidement, sous l'effort, le bossage va s'écraser et les deux pièces vont ce rapprocher jusqu'au contact. Bien que les électrodes soient plates et très larges, on constate alors que tout se passe comme en soudage par points : apparition d'une zone fondue se développant transversalement et à cheval sur le plan de joint, en vase clos, pour finalement atteindre, si le courant est suffisant, un diamètre équivalent à celui du bossage d'origine. On arrête alors le passage du courant et l'on maintient l'effort pendant le refroidissement et la recristallisation qui l'accompagne. La coupe effectuée sur une telle soudure fait apparaître les mêmes aspects métallurgiques qu'un point de soudure. Des phénomènes identiques se développent dans tous les autres cas d'application, tels le chanfrein de la bride ou les fils en croix, et l'on y retrouve les mêmes effets quant à l'équilibre des températures et l'affaissement en cours de chauffe. On peut également éteindre le raisonnement au cas fréquent d'une plaque comportant plusieurs bossages soudés simultanément, car il est facile d'obtenir entre eux une excellente répartition du courant et de l'effort. C'est là un avantage du soudage par bossages. D'ailleurs, en contre partie, il serait difficile de les réaliser successivement à cause de l'affaissement qui produirait diverses déformations des pièces. C'est en quoi le procédé doit être considéré comme global [3].

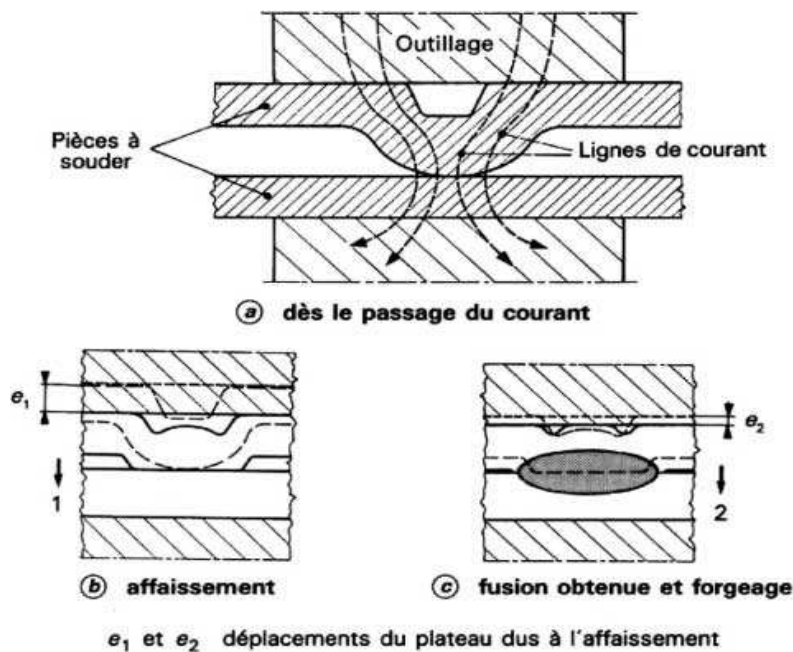


Fig.I.13.Soudage par bossages, formation de la soudure.

d. Caractéristiques des soudures par bossages

On a plus de liberté dans la mise en œuvre du soudage par bossages que dans le soudage par points. Les critères de positionnement et les critères dimensionnels relèvent de cas d'espèce et dépendent plus des conditions de réalisation des bossages que leurs soudage. L'expérimentation sur échantillon devient indispensable dans le cas extrême. Le soudage par bossages est le domaine des petits assemblages pouvant requérir des précisions mécaniques élevées que permettent de satisfaire les outillages de soudage. Le soudage des fils en croix constitue un domaine important de ce procédé. Il s'étend depuis des diamètres de quelques dixièmes de millimètres jusqu'à 20mm [3]. La Fig.I.14. Représente le soudage par bossages, des petits assemblages :

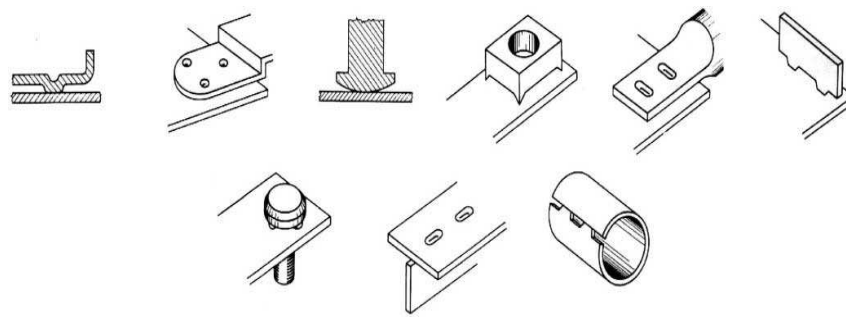


Fig.I.14. Assemblages typique.

e. Les avantages et les inconvénients du soudage par bossages

Le soudage par bossage a des avantages et des inconvénients [3].

Les avantages sont :

- meilleure fiabilité grâce au comportement des outillages qui ne sont pas sujets à usure ;
- possibilité d'obtenir des zones fondue de formes très diverses et, en particulier, de réaliser des soudures annulaires étanches ;
- facilité de réaliser des assemblages sur pièces massives ;
- possibilité de réaliser des soudures en " T", etc.

Les inconvénients sont :

- impossibilité, sauf dans des cas très limités, de souder des alliages légers, l'absence de fusion pâteuse ne permet pas l'écoulement progressif et donne lieu à une expulsion de métal ;
- difficulté d'équilibrer la fusion dans certains cas.

I.5. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons défini le soudage ainsi que les différentes zones d'une opération de soudage. Nous avons cité aussi un cas du soudage où le courant traverse l'assemblage c'est le soudage par résistance, on a deux cas de ce dernier, le premier cas c'est le soudage par résistance avec expulsion du métal fondu tel que le soudage en bout par résistance et le soudage par étincelage, le deuxième cas est le soudage par résistance avec confinement du métal fondu tel que le soudage par point, le soudage à la molette et le soudage par bossage, ce dernier est le domaine des petits assemblages pouvant requérir des précisions mécaniques élevées que permettent de satisfaire les outillages du soudage, nous avons cité, aussi les avantages et les inconvénients du dernier soudage.

Chapitre II

Chapitre II

Les lois générales de l'électromagnétisme

II.1.Introduction

L'électromagnétisme est l'étude des grandeurs électriques et magnétique lorsqu'elle sont variable dans le temps.

Le domaine de l'électromagnétisme se base sur un ensemble de quatre grandeurs vectorielles caractérisent le champ électromagnétique appelée « Equation de Maxwell » ou « Equations générales de l'électromagnétismes ». Ces théories forment les fondements de « la théorie de champs électromagnétiques » proposée par le physicien Britannique James Clerc Maxwell (1831-1879). Cette théorie constitue de son côté un jalon important dans le passage de la physique classique à la physique moderne. Les Equations de Maxwell définissent les propriétés locales des grandeurs vectorielles électriques entre le champ électrique \vec{E} , le champ d'induction \vec{D} , le champ magnétique \vec{B} et les densités de charge ρ et de courant \vec{J} . Elles se présentent sous deux formes : la forme intégrale (globale) ou la forme différentielle (locale).

II.2. Rappels sur quelques grandeurs électriques et magnétiques

II.2.1. champ et permittivité électriques

a. Champ électrique

On appelle « champ électrique » une région de l'espace où une charge est soumise à une force appelée force électrique. Cette dernière est caractérisée par un vecteur dont l'amplitude est défini par la relation de Coulomb suivante[7]:

$$\vec{F} = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon} \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{d^2} \cdot \vec{r} \quad (\text{II.1})$$

Avec :

q_1, q_2 : Deux charges dans l'espace.

d : Distance entre les deux charge.

ϵ : La permittivité électrique du milieu.

La direction d'une force associée à une charge ponctuelle est radiale. Donc q_1 influence sur

q_2 par un champ vectoriel appelée \vec{E} . est défini par la relation suivante :

$$\vec{E} = \frac{1}{q_2} \cdot \vec{F} \quad [\text{V/m}] \quad (\text{II.2})$$

b. Permittivité électrique

La permittivité électrique est la constante dimensionnelle spécifique du milieu ambiant. Elle intervient dans le calcul de la force d'interaction entre deux charges électrostatiques [10]. Dans le vide elle a pour valeur : $\epsilon_0 = 8.8546 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$.

$$\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r$$

Avec :

ϵ : Permittivité diélectrique absolue [F/m]

ϵ_r : Permittivité diélectrique relative du milieu [F/m]

II.2.2. champ et perméabilité magnétiques

a. Champ magnétique

Le champ magnétique est une grandeur physique engendrée par le déplacement de charge et par mouvements permanents des particules ou des molécules, crée un champ d'induction magnétique dans l'espace environnant lorsque le courant électrique passe dans un fil [7].

b. Perméabilité magnétique

La Perméabilité magnétique est la constante dimensionnelle spécifique du milieu ambiant intervenant dans le calcul de la force d'interaction entre deux courant. Dans le vide elle a pour valeur : $\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$.

$$\mu = \mu_0 \cdot \mu_r$$

Avec :

μ : Perméabilité magnétique absolue [H/m]

μ_r : Perméabilité magnétique relative du milieu [H/m]

II.2.3. courant et conducteur

L'ensemble des charges portées par ces électrons (courant) se déplace parallèlement aux parois du conducteur.

II.2.4. densité de courant

La densité de courant est une grandeur vectorielle, dont le sens et la direction est définie par le trajet des charges dans le conducteur, le courant est l'intégrale de surface de la densité de courant :

$$\vec{I} = \int_s \vec{J} \cdot d\vec{A} \quad (\text{II.3})$$

Elle est définie aussi comme étant le produit de la densité de charges par leur vitesse d'ensemble $\vec{V}(M)$ en un point M.

$$\vec{J}(M) = \rho \cdot \vec{V}(M)$$

Avec :

ρ : Densité de charge .

$\vec{V}(M)$: Vitesse d'ensemble de charges au point M.

II.2.5. densité de puissance :

Puissance traversant une unité de surface perpendiculaire à la direction de la propagation de l'onde.

$$P_t = \frac{P}{S} \quad [W/m^2] \quad (II .4)$$

II.3. Quelques lois de magnétisme et d'électrostatique

II.3.1. Théorème de Gauss

C'est le théorème essentiel aux multiples applications exprime le rapport qui existe entre le flux du champ électrique et la charge délimité par la même surface. Est donnée par la relation suivante [7]:

$$\oint_s \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad (II .5)$$

Elle montre que le flux du champ électrique sortant d'une surface fermée est égale au quotient par ϵ_0 de la somme algébrique des charge située à l'intérieur de cette surface.

II.3.2. Théorème d'Ampère

La circulation du champ magnétique sur un contour fermée quelconque est égale au flux du courant qui la traverse [8].

$$\oint_c \vec{H} \cdot d\vec{l} = I \quad (II .6)$$

I : est la somme algébrique des courants qui traversent la surface sur laquelle s'appuie le contour (c).

II.3.3. Loi de Biot et Savart

Selon la loi de Biot et savart, chaque conducteur parcouru par un courant crée une induction magnétique. Pour un élément Idl le champ crée en un point à la distance r est donnée par :

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \cdot I}{4\pi} \frac{d\vec{l} \wedge \vec{r}}{r^3} \quad (\text{II.7})$$

Avec :

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ est la perméabilité du vide.

\vec{r} : représente la normale au courant.

II.3.4. Loi d'induction

La loi d'induction précise que lorsqu'un circuit est soumis à une variation du flux d'induction ϕ qui le traverse, il est le siège d'une f.é.m induite :

$$e = - \frac{d\phi}{dt} \quad (\text{II.8})$$

La signification de signe « moins » traduit la loi de Lenz : ''les phénomènes induits s'opposent à l'effet qui leur donne naissance''.

II.4. Equations de Maxwell

Les équations de Maxwell servent essentiellement à décrire les phénomènes électromagnétiques en donnant les relations entre les grandeurs qui caractérisent le champ électromagnétique (\vec{E} , \vec{B} , \vec{D} et \vec{H}) [10].

II.4.1. La première équation de Maxwell

Il s'agit d'une loi qui exprime une généralisation du théorème de Gauss, qui relie le champ électrique \vec{E} en un point de l'espace à sa densité de charge volumique ρ

$$\text{(Dans le vide)} \quad \oiint \vec{E} \cdot \vec{ds} = \frac{\sum_{i=1}^n Q_i}{\epsilon_0} \quad (\text{II.9})$$

$$\oiint \vec{D} \cdot \vec{ds} = \sum_{i=1}^n Q_i \quad (\text{II.10})$$

Nous avons aussi :

$$\sum_{i=1}^n Q_i = \iiint_V \rho \cdot dv$$

D'après les deux dernières équations, on peut écrire

$$\oiint \vec{D} \cdot \vec{ds} = \iiint_V \rho \cdot dv \quad (\text{II.12})$$

L'application du théorème de la divergence à l'intégral au terme de gauche de l'expression

Nous aurons l'expression suivante :

$$\iiint_V \vec{\nabla} \cdot \vec{D} \cdot d\vec{v} = \iiint_V \rho \cdot d\vec{v} \quad (\text{II.13})$$

D'où :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (\text{II.14})$$

Avec :

\vec{D} : Vecteur déplacement électrique .

$\sum_{i=1}^n Q_i$: La Charge totale contenue dans un volume V [C].

d_v : Elément de volume. $[m^3]$

ρ : La densité de charge volumique $[C/m^3]$

\vec{ds} : Elément de surface $[m^2]$.

L'expression (II.14) montre que, dans un champ électrique, la divergence du vecteur déplacement est donnée par la densité de charge volumique [9].

II.4.2. La deuxième équation de Maxwell

C'est une équation qui exprime la loi d'induction de Faraday sous forme différentielle.

D'après la loi d'induction, nous avons :

$$e = -\frac{d\phi}{dt} = \oint_r \vec{E} \cdot \vec{dl} \quad (\text{II.15})$$

On sait que :

$$\phi = \iint_s \vec{B} \cdot \vec{ds} \quad (\text{II.16})$$

En remplaçant (II.16) dans (II.15), on aura :

$$e = -\frac{d}{dt} \left(\iint_s \vec{B} \cdot \vec{ds} \right) \quad (\text{II.17})$$

Cela nous permet d'écrire :

$$\iint_s -\frac{d\vec{B}}{dt} \cdot \vec{ds} = + \oint_r \vec{E} \cdot \vec{dl} \quad (\text{II.18})$$

L'application du théorème du rotationnel au terme de droite de l'expression (II.18), nous donne :

$$\oint_{\Gamma} \vec{E} \cdot d\vec{l} = \oiint_S \left(\vec{\nabla} \wedge \vec{E} \right) \cdot d\vec{s} \quad (\text{II.19})$$

D'après les deux expressions (II.18) et (II.19) on aura :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II.20})$$

Cette relation établit principalement l'interaction entre phénomènes électriques $\left(\vec{E} \right)$ et magnétiques $\left(\vec{B} \right)$ [9].

II.4.3. La troisième équation de Maxwell

C'est une loi qui exprime le principe de la conservation du flux magnétique.

Considérons la deuxième équation de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II.21})$$

On applique la divergence pour les deux membres de l'équation :

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\vec{\nabla} \wedge \vec{E} \right) = \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \quad (\text{II.22})$$

On sait que la divergence d'un rotationnel est nulle, d'où :

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\vec{\nabla} \wedge \vec{E} \right) = 0 \quad (\text{II.23})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) = 0 \quad (\text{II.24})$$

Cette expression nous donnera :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{B} \right) = 0$$

D'où :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{II .25})$$

Cette relation établit la conservation du flux d'induction magnétique, qui est à la base du concept de circuit magnétique : le flux magnétique à travers une surface fermée est toujours constant [9].

II.4.4. La quatrième équation de Maxwell

C'est une loi qui constitue le prolongement de la loi d'Ampère pour les champs dynamiques.

D'après le théorème d'Ampère on a :

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = I \quad (\text{II .26})$$

La forme locale du théorème d'Ampère :

$$I = \iint_S \vec{J} \cdot d\vec{s} \quad (\text{II .27})$$

Sachant que : $\vec{B} = \mu \cdot \vec{H}$

On appliquant le théorème du rotationnel, on aura

$$\oint_S \vec{H} \cdot d\vec{l} = \iint_S \left(\vec{\nabla} \wedge \vec{H} \right) \cdot d\vec{s} \quad (\text{II .28})$$

Les trois expressions (II.26), (II.27), (II.28), nous permettent d'écrire :

$$\iint_S \vec{J} \cdot d\vec{s} = \iint_S \left(\vec{\nabla} \wedge \vec{H} \right) \cdot d\vec{s} \quad (\text{II .29})$$

D'où :

$$\vec{J} = \vec{\nabla} \wedge \vec{H} \quad (\text{II .30})$$

Sachant que :

$$\vec{J} = \vec{J}_C + \vec{J}_D \quad (\text{II .31})$$

Avec :

$$\vec{J}_D = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{II .32})$$

Les expressions (II.30), (II.31), (II.32) nous donneront :

$$(\text{II .33})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

Avec :

$$\vec{J}_D : \text{Densité de courant de déplacement} \left[\text{A/m}^2 \right].$$

$$\vec{J}_C : \text{Densité de courant de conduction} \left[\text{A/m}^2 \right].$$

Cette expression établit la corrélation entre le champ magnétique et la densité de courant et la dérivée temporelle du déplacement électrique [9].

Récapitulations des équations de Maxwell :

	Sous forme locale	Sous forme intégrale
1 ^{ere} équation de Maxwell théorème de Gauss	$\text{div } \vec{D} = \rho$	$\int \vec{D} \cdot d\vec{s} = \phi$
2 ^{eme} équation de Maxwell Loi de Faraday	$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$	$\int \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_s \vec{B} \cdot d\vec{s}$
3 ^{eme} équation de Maxwell Flux magnétique conservatif	$\text{div } \vec{B} = 0$	$\int_s \vec{B} \cdot d\vec{s} = 0$
4 ^{eme} équation de Maxwell Théorème d'Ampère généralisé	$\text{rot } \vec{H} = \vec{J}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$	$\oint_c \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_s \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{s}$

II.5. Relations constitutives du milieu et lois d'Ohm

Les équations de Maxwell ne suffisent pas pour décrire les phénomènes électromagnétiques,

Alors il faut les associer aux relations suivantes :

II.5.1. Relations constitutives du milieu

II.5.1.a Cas linéaire

- Pour un milieu magnétique

La relation du milieu dans ce cas exprime le lien existant entre le champ magnétique \vec{H} et l'induction magnétique \vec{B} , à travers la perméabilité magnétique μ :

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (\text{II .34})$$

- **Pour un milieu diélectrique**

La relation du milieu dans ce cas exprime le lien existant entre l'induction électrique \vec{D} et le champ électrique \vec{E} à travers la permittivité électrique ε

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (\text{II .35})$$

II.5.1.b cas non linéaire

Dans le cas où le milieu considéré est à comportement non linéaire, les équations précédentes deviennent respectivement :

$$\vec{B} = \mu \left(\left\| \vec{H} \right\| \right) \cdot \vec{H} \quad (\text{II .36})$$

$$\vec{D} = \varepsilon \left(\left\| \vec{E} \right\| \right) \cdot \vec{E} \quad (\text{II .37})$$

II.5.2. Loi d'Ohm

La loi d'Ohm exprime la relation liant la densité de courant \vec{J} au champ électrique \vec{E} à travers la conductivité électrique σ [$\Omega \cdot m$]⁻¹. Cette loi est donnée par la relation suivante :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (\text{II .38})$$

- **Dans le cas d'un milieu conducteur avec source**

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} + \vec{J}_s \quad (\text{II .39})$$

Avec :

\vec{J}_s : Densité de courant de source donnée en [A/m^2].

\vec{E} : Champ électrique induit [V/m].

σ : Conductivité électrique.

- **Dans un milieu en mouvement**

$$\vec{J} = \sigma (\vec{E} + \vec{E}') \quad (\text{II .40})$$

- **Dans le cas d'un milieu avec source**

$$(\text{II .41})$$

$$\vec{J} = \sigma (\vec{E} + \vec{E}') + \vec{J}_s$$

Avec :

$$\vec{E}' = \vec{V} \wedge \vec{B}$$

\vec{E}' : Champ électromoteur

\vec{V} : Vitesse de déplacement du milieu conducteur en mouvement [m/s].

\vec{B} : Induction magnétique [T].

II.6. Equation de continuité

A fin de respecter le principe de la conservation de la charge électrique dans un milieu à propriétés électromagnétiques, nous exprimons l'équation de continuité à partir des équations (II.14) et (II.33) :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \Rightarrow \vec{\nabla} \left(\vec{\nabla} \wedge \vec{H} \right) = \vec{\nabla} \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \quad (\text{II.42})$$

Et comme : $\Rightarrow \vec{\nabla} \left(\vec{\nabla} \wedge \vec{H} \right) = 0$

Donc : $\vec{\nabla} \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = 0 \Rightarrow \vec{\nabla} \vec{J} + \frac{\partial \vec{\nabla} \vec{D}}{\partial t} = 0 \quad (\text{II.43})$

On introduit (II.14) dans (II.43) on aura :

$$\vec{\nabla} \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

L'expression (II.44) est appelée équation de continuité, elle exprime la conservation de la charge électrique.

II.7. Condition d'interface

Si les propriétés électriques et magnétiques de deux milieux voisins séparés par une surface, sont différentes nous définissons les conditions du passage en intégrant les équations de Maxwell entre deux points très proches de part et d'autre de cette surface.

Elles s'énoncent comme suit :

- **Conservation de la composante tangentielle du champ électrique**

$$\left(\vec{E}_1 - \vec{E}_2 \right) \wedge \vec{n} = 0$$

$$\Rightarrow \vec{E}_{t_1} = \vec{E}_{t_2}$$

- **Conservation de la composante normale de l'induction magnétique**

$$\left(\vec{B}_1 - \vec{B}_2 \right) \cdot \vec{n} = 0$$

$$\Rightarrow \vec{B}_{n_1} = \vec{B}_{n_2}$$

- **Discontinuité de la composante tangentielle du champ magnétique dans le cas d'existence des courants surfaciques**

$$\left(\vec{H}_1 - \vec{H}_2 \right) \cdot \vec{n} = \vec{K}$$

$$\Rightarrow \vec{H}_{t_1} - \vec{H}_{t_2} = \vec{K}$$

- **Discontinuité de la composante normale l'induction électrique si les charges surfaciques existent**

$$\left(\vec{D}_1 - \vec{D}_2 \right) \cdot \vec{n} = \sigma_s$$

$$\Rightarrow \vec{D}_{n_1} - \vec{D}_{n_2} = \sigma_s$$

- **Conservation de la composante normale de la densité de courant**

$$\vec{n} \cdot \left(\vec{J}_1 - \vec{J}_2 \right) = -\frac{\partial \rho_s}{\partial t} = 0$$

$$\Rightarrow \vec{J}_{n_1} = \vec{J}_{n_2}$$

\vec{n} : étant la normale à l'interface séparant les deux milieux

\vec{K} : Densité de courant portée par la surface de séparation.

σ_s : Densité de charge électrique portée par la surface.

II.8. Condition aux limites

La résolution des équations aux dérivées partielles passe d'abord par la connaissance des conditions aux limites, Il existe quatre types de conditions :

- **Condition de Dirichlet**

Cette condition nous renseigne sur la valeur exacte de l'inconnue sur la frontière du domaine de résolution.

Elle est donnée sous la forme suivante :

$$A = g_0$$

A : est la fonction inconnue

g_0 : est une constante

- **Condition de Neumann**

Cette condition nous informe sur la composante de l'inconnue sur la limite du domaine d'étude.

Elle est donnée sous la forme suivante :

$$\frac{\partial A}{\partial n} = g_0 = \text{constante}$$

- **Conditions mixtes Dirichlet – Neumann.**

Cette condition et aussi appelée condition de Cauchy ou Robin, son résultat c'est la combinaison de deux types de conditions aux limites Dirichlet et Neumann.

$$a \cdot A + b \cdot \frac{\partial A}{\partial n} = g$$

g : Valeur de l'inconnue sur la frontière

Elle est donnée sous la forme suivante :

a, b : Coefficient défini sur le domaine d'étude.

A : inconnue du problème.

- **Condition de périodicité et d'anti-périodicité**

Elles s'appellent aussi conditions cycliques ou anti-cycliques :

$$A \Big|_r = K \cdot A \Big|_{r+d\Gamma}$$

Avec :

$d\Gamma$: Période spatiale.

K = 1 ; cyclique

K = -1 ; anti-cyclique

II.9. Equations électromagnétiques

II.9.1 Hypothèses simplificatrices

L'étude d'un dispositif des conditions de travail auxquelles il est soumis. En effet dans notre présent travail de modélisation, on peut formuler les hypothèses simplificatrices suivantes :

1. le terme $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ qui correspond aux courant de déplacement est négligé devant le terme $\left(\vec{\sigma} \cdot \vec{E}\right)$ qui correspond aux courants de conduction car les fréquences de travail dans le secteur de l'électrotechnique sont inférieures aux radiofréquences qui sont de l'ordre : 10^{12} Hz.

2. le terme $\sigma \left(\vec{\nabla} \wedge \vec{B} \right)$ qui correspond aux courants de Laplace, est négligé dans les applications où la vitesse de déplacement des pièce mobiles est faible ou lorsque le champ magnétique et la vitesse de déplacement sont colinéaires.

3. la densité volumique de charge ρ est nulle.

En considère les hypothèses simplificatrices précédentes, les équations de Maxwell s'écrivent comme suit :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (\text{II .45})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II .46})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{II .47})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J}_c + \vec{J}_s \quad (\text{II .48})$$

II.9.2 Effet de peau

Lorsqu'un courant électrique varie dans le temps parcourt un conducteur, A haute et moyenne fréquence les courant induit circule uniquement sur une couche superficielle de la pièce, La présence de ces courant induits donne lieu au phénomène d'effet de peau, la profondeur de pénétration est la grandeur caractéristique de ce phénomène.

Elle est donnée par la relation suivante :

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi \cdot f \cdot \mu_0 \mu_r \cdot \sigma}} \quad (\text{II .49})$$

O'u :

F : fréquence de la source d'alimentation [Hz].

δ : Épaisseur de peau [m].

$\mu = \mu_0 \mu_r$: Perméabilité magnétique [H/m].

σ : Conductivité électrique [$\Omega \cdot m$]⁻¹.

Donc la profondeur de pénétration est inversement proportionnelle à la fréquence et aux propriétés du matériau.

II.10 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons fait une description de quelques lois fondamentales sur lesquelles se base l'électromagnétisme, suivie d'une exploitation de ces différentes lois pour faire l'étude de divers phénomènes électromagnétique.

Chapitre III
Chapitre III
Transferts thermiques
Transferts thermiques

III.1 Introduction

Au milieu des industries utilisant les dispositifs électromagnétiques, la chaleur constitue une forme d'énergie thermique créée par l'induction électromagnétique. Cependant insistons sur le fait que la chaleur, comme le travail, n'est pas une énergie mais un transfert d'énergie. Nous présentons dans ce chapitre, les trois processus par lesquels s'effectuent les transferts thermiques à savoir par conduction, par convection, et par rayonnement. Nous essayerons d'apporter plus loin d'ample explication par chacun de ces processus. Nous estimons utile de souligner la nécessité de la compréhension du comportement des phénomènes de diffusion de la chaleur et de la répartition de la température dans chacun de leurs composants, pour l'étude du dispositif électromagnétique et partant de là, des transferts thermiques [4], [5].

III.2 Définition des grandeurs thermiques

La température est une grandeur physique scalaire qui mesure le degré de la chaleur d'un corps ou d'un milieu; elle mesure l'agitation thermique microscopique de la matière. En tout point P d'un corps ou d'un milieu, on peut définir une température T (M, t) fonction scalaire des coordonnées du point P et du temps, si :

T (M, t) → régime thermique variable (champ de température variable).

T (M, t) → régime thermique permanent (champ de température variable).

Le lieu des points ayant à chaque instant la même température est appelé surface isotherme. En régime variable ces surfaces sont mobiles et déformable ; en régime permanent elles sont invariantes [5].

III.3 Les transferts de chaleur

Lorsque deux points dans l'espace (fluide) sont à des températures différentes ($T_1 > T_2$), il y a systématiquement transfert de chaleur de T_1 à T_2 (2^{ème} principe de la thermodynamique) de plus le flux de chaleur engendré est proportionnel à $(T_1 - T_2)$ et à la section de passage [6].

$$\phi = h \cdot S \cdot (T_1 - T_2) \quad (\text{III.1})$$

h : est un coefficient d'échange de chaleur.

Cette relation n'est valable qu'au premier ordre car h est le plus souvent fonction de la température.

On définit aussi la densité de flux φ

$$\varphi = \frac{\Phi}{S} \quad (\text{III.2})$$

Les modes de transfert thermique qui sont : la conduction, la convection et le rayonnement ; seront détaillés et présentés dans les prochaines sections [6].

III.3.1 Evaluation thermique liée à un flux de chaleur

On sait désormais qu'une quantité de chaleur ΔQ stockée dans un corps entraîne une variation de température ΔT de celui-ci suivant la relation [6]:

$$\Delta Q = \rho \cdot c_p \cdot \Delta T \quad (\text{III.3})$$

Une autre situation se présente lorsqu'un débit de chaleur (flux) s'accumule dans un système (S). Distinguons le cas du système (S) contenant une masse et celui du système (S) traversé par un fluide.

- Flux accumulé dans une masse présente dans le système (S) :

Le débit de chaleur stocké dans une masse « m », entraîne une élévation de la température de celle-ci, tel que :

$$\Delta \Phi = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = m \cdot c_p \cdot \frac{\Delta T}{\Delta t} \quad (\text{III.4})$$

Cette relation décrit un régime transitoire : élévation de la température d'une masse « m » accumulant un flux de chaleur $\Delta \Phi$

- Flux accumulé dans un débit massique traversant le système (S) :

Le système (S) échange de la chaleur avec le milieu environnant, et est parcouru par un débit q . En régime permanent (température invariante dans le temps), le bilan énergétique s'écrit :

$$\Delta \Phi = \Phi_2 - \Phi_1 \quad (\text{III.5})$$

$$\Phi_1 = q \cdot c_p \cdot T_1 \quad (\text{III.6})$$

$$\Phi_2 = q \cdot c_p \cdot T_2 \quad (\text{III.7})$$

Si $T_1 > T_2$: $\Delta \Phi$ est responsable de l'élévation de la température de (T_1 à T_2) :

$$\Delta \Phi = q \cdot c_p \cdot (T_1 - T_2) = q \cdot c_p \cdot \Delta T \quad (\text{III.8})$$

Cette relation décrit un régime permanent : élévation constante de (T_1 à T_2) de la température du fluide circulant avec un débit q à travers le système (S).

III.3.2 Régime thermique

Lorsque la température aux différents points d'un système est constante, c'est-à-dire indépendante du temps, on dit que le régime thermique est stationnaire. Par contre, si les

températures locales sont variables en fonction du temps, cela signifie que l'équilibre thermique n'est pas encore atteint. Le régime est alors qualifié de transitoire.

III.4 Bilan thermique

III.4.1 flux et densité de flux thermique

Afin de entraîner à chaque instant la puissance thermique Φ (ou flux thermique) échangé à travers une surface quelconque S , on considère une petite surface (ds) centrée sur un point M . Le flux thermique $d\Phi$ traversant cette surface élémentaire ds s'écrit [6]:

$$d\Phi = \varphi_M \cdot n_M \cdot ds \quad (\text{III.9})$$

n_M : La normale unitaire à la surface ds .

φ_M : Vecteur densité de flux thermique au point M .

Le produit scalaire $\varphi_M \cdot n_M$ est appelé densité de flux thermique élémentaire. Le flux thermique s'écrit selon l'expression :

$$d\Phi = \iint_S \varphi_M \cdot n_M \cdot ds \quad (\text{III.10})$$

III.4.2 Production de l'énergie thermique

L'énergie thermique d'un système peut trouver sa source dans les réactions chimiques de l'énergie mécanique (frottement) ou électrique (effet joule) et dans l'absorption du rayonnement électromagnétique. On caractérise ce phénomène en tout point A d'un système par la donnée d'une grandeur $p_{th}(A)$ appelée production volumique d'énergie thermique exprimée en $[W/m^2]$. La puissance produite à chaque instant dans un domaine D de volume V est obtenue par la sommation selon [6] :

$$P_{th} = \iiint_D p_{th}(A) \cdot dv \quad (\text{III.11})$$

III.4.3 Equation du bilan thermique

Un système qui produit de l'énergie thermique stocke une partie et en échange une autre, ce qui est traduit par la relation simple suivante [6] :

$$\text{Production} = \text{Stockage} + \text{Echange}$$

Qu'elle forme mathématique doit on associer à cette équation du bilan thermique ?

Considérons un domaine D continu, de volume V , limité par la surface S , et dont on note U l'énergie interne à instant considéré. De ce qui précède, on peut écrire :

$$\iiint_V \mathbf{P}_{th} \cdot d\mathbf{v} = \iiint_V \frac{du}{dt} + \iint_S \rho \cdot \mathbf{n} \cdot d\mathbf{s} \quad (\text{III.12})$$

La normale n étant orienté vers l'extérieur du domaine \mathbf{D} .

On peut écrire cette équation en fonction du champ de température à l'intérieur du domaine \mathbf{D} selon :

$$\iiint_V \mathbf{P}_{th} \cdot d\mathbf{v} = \iiint_V \rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \cdot d\mathbf{v} + \iint_S \rho \cdot \mathbf{n} \cdot d\mathbf{s} \quad (\text{III.13})$$

ρ : Masse volumique du système [$\text{Kg} \cdot \text{m}^{-3}$]

c_p : Chaleur massique [$\text{J} \cdot \text{Kg} \cdot ^\circ\text{K}^{-1}$]

Cette équation traduit le bilan global d'un système fini. En appliquant ce bilan à un domaine élémentaire, on obtient une équation aux dérivées partielles traduisant le bilan énergétique local. Cette dernière est une équation à la quelle doit satisfaire le champ de température, elle nécessite aussi la connaissance des conditions initiales et des conditions aux limites pour la résoudre.

III.5 les modes de transfert de chaleur

L'énergie cinétique des particules d'un matériau se transmet de différentes manières, selon le mode de transfert de chaleur suivante [4] :

III.5.1 Transfert de chaleur par conduction

La conduction thermique, qui s'effectue entre particules d'un milieu macroscopiquement immobile où règne un gradient de température. Elle s'applique aux solides, aux liquides et également aux gaz tant que ceux-ci peuvent être considérés comme immobiles (air emprisonné dans un double vitrage ou dans un matériau poreux...). La loi fondamentale de conduction thermique a été énoncée par Fourier en 1822 qui stipule que la chaleur se propage suivant des lignes de flux normales à des surfaces isothermes, des zones les plus chaudes vers les zones les plus froides ; la densité de flux de chaleur est proportionnelle [4], [5]:

- à l'opposé du gradient de température suivant la normale aux surfaces isothermes.
- à un coefficient λ appelée conductivité thermique, qui caractérise l'aptitude du milieu à se chauffer.

$$\vec{\varphi} = -\lambda \cdot \overrightarrow{\text{grad}T} \quad (\text{III.14})$$

$\vec{\varphi}$: Vecteur densité de flux thermique [W/m^2].

λ : conductivité thermique du milieu [$\text{W/m}^\circ\text{K}$].

T : température du milieu [$^\circ\text{K}$].

Soit un système aux frontières du quel les échanges sont purement conductifs.

L'équation de bilan thermique global s'écrit :

$$\iiint_{\text{v}} P_{\text{th}} \cdot d\text{v} = \iiint_{\text{v}} \rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \cdot d\text{v} - \iint_{\text{s}} \lambda \cdot \nabla T \cdot \mathbf{N} \cdot d\text{s} \quad (\text{III.15})$$

Le théorème d'ostrogradski nous permet de transformer l'expression (III .15) selon :

$$\iiint_{\text{v}} P_{\text{th}} \cdot d\text{v} = \iiint_{\text{v}} \rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \cdot d\text{v} - \iiint_{\text{v}} \nabla \cdot (\lambda \cdot \nabla T) \cdot d\text{v} \quad (\text{III.16})$$

On aboutit alors à l'équation du bilan local :

$$\rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} - \text{div}(\lambda \cdot \nabla(T)) = P_t \quad (\text{III.17})$$

C'est l'équation générale de propagation de chaleur par conduction dans un milieu soumis à une source de chaleur P_t .

III.5.2 Transfert de chaleur par convection

La convection thermique, qui désigne les échanges entre une paroi et un fluide en mouvement lorsque leurs températures sont différentes. Si le mouvement du fluide est entretenu par une source extérieure (vent, pompe...), la convection est dite " forcée ". Si le mouvement du fluide est produit par le champ de température (poussée d'Archimède), la convection est dite " libre" ou " naturelle". Ce mode de transfert est régit par la loi de Newton qui stipule que la quantité de chaleur évacuée à partir d'une surface d'un solide vers un fluide est exprimée par la relation suivante[4], [6] :

$$-\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial n} = \varphi = h(T_s - T_a) \quad (\text{III.18})$$

h : coefficient d'échange de chaleur par convection [$\text{W/m}^2\text{K}$].

T_s : Température du solide [$^\circ\text{K}$].

T_a : Température ambiante [$^\circ\text{K}$].

Le coefficient de transfert thermique par convection h , traduit l'aptitude du corps à transmettre de la chaleur vers le milieu extérieur, il dépend des paramètres suivants :

- Le type d'écoulement de chaleur.
- L'état de surface de pièce.
- La nature du transfert convectif, naturel ou forcé.

III.5.3 Transfert de chaleur par rayonnement

Le rayonnement thermique, qui correspond aux échanges de photons entre un système matériel et environnement. Tous les corps perdent de l'énergie par rayonnement et en gagnent par absorption du rayonnement ambiant. Ce mode de transfert, qui est par nature très différents des deux précédents (propagation sans support matériel, vitesse infinie), est régit par la relation suivante de Stephan-Boltzmann [4], [6] :

$$-\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial n} = \varphi = \sigma \varepsilon (T_s^4 - T_a^4) \quad (\text{III.19})$$

$\sigma \varepsilon$: Représente le coefficient d'échange radiatif.

σ : La constante de Stephane-Boltzmann, ($\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{K}^4$)

ε : Le facteur d'émissivité du corps.

T_s, T_a : Représentent les températures absolues de la surface rayonnement et du milieu ambiant.

- Transfert par convection et rayonnement :

$$\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial n} = \sigma \varepsilon [T_s^4 - T_a^4] + h (T_s - T_a) \quad (\text{III.20})$$

La relation (III.20) est la condition générale de transfert de chaleur avec le milieu ambiant.

III.6 Les conditions aux limites

Les conditions aux limites sur les surfaces du domaine de résolution de l'équation de conduction répondent généralement aux cas suivants [5]:

1. Température imposée (condition de Dirichlet) :

$$T|_s = T_0 \quad (\text{III.21})$$

La valeur de la température est imposée sur la surface du domaine de résolution S.

2. Flux imposé (condition de Newman)

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_s = \varphi_0 \quad (\text{III.22})$$

Le flux thermique est imposé sur la surface du domaine de résolution S.

-Si le corps est thermiquement isolé, le flux thermique est nul en tout point de l'espace (surface adiabatique).

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_s = 0 \quad (\text{III.23})$$

3. Transfert de chaleur avec le milieu ambiant :

- transfert par convection :

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_s = h(T_s - T_a) \quad (\text{III.24})$$

III.7 Conclusion

Après la définition du modèle thermique exprimé par l'équation du bilan thermique regroupant les différents modes de transfert de chaleur, nous avons ensuite donné les équations aux dérivées partielles régissant l'évolution de la température aussi bien dans l'espace que dans le temps. La détermination précise de la répartition de la température et de son évolution n'est donc possible qu'avec une résolution numérique de cette équation par la méthode des éléments finis qui fera l'objet du prochain chapitre.

Chapitre IV

Méthodes de résolutions des équations aux dérivées partielles

Méthodes de résolutions des équations aux dérivées partielles

IV.1. Introduction

La connaissance de la distribution du champ magnétique en tout point du domaine permet la détermination précise des grandeurs locales d'où une estimation précise des grandeurs caractéristiques telle que l'induction magnétique et la densité de puissance...etc

Dans ce chapitre, on se propose d'étudier de plus près l'une des méthodes les plus utilisées dans le domaine de la résolution numérique, en l'occurrence la méthode des éléments finis. C'est une méthode numérique pour la résolution d'équations aux dérivées partielles qui est construite à partir d'une formulation équivalente du problème à résoudre ; cette dernière est appelée formulation variationnelle du problème et nécessite le minimum de régularité de la solution. Elle consiste à remplacer des valeurs continues par des valeurs discrètes, régulièrement espacées. Elle est de portée générale, car elle s'applique à la majorité des problèmes physiques dont les phénomènes sont traduits par des équations aux dérivées partielles. Parmi ces problèmes, on peut citer les problèmes stationnaires et non stationnaires, linéaire et non linéaire, définis dans un domaine géométrique quelconque à une, deux ou trois dimensions. De plus elle s'adapte très bien aux milieux hétérogènes et aux domaines de formes complexes souvent rencontrés dans la pratique par l'ingénieur [13].

La méthode des éléments finis consiste à utiliser une approximation simple des variables inconnues pour transformer les équations aux dérivées partielles en équations algébriques. Elle fait appel aux trois domaines suivants:

- Sciences de l'ingénieur pour décrire les lois de la physique (équations aux dérivées partielles) ;
- Méthodes numériques pour construire et résoudre les équations algébriques ;
- Outils informatiques pour exécuter efficacement les calculs sur l'ordinateur.

IV.2. Quelques méthodes de résolution des équations aux dérivées partielles

IV.2.1. Méthodes analytiques

Le développement des solutions analytique commence à être d'un apport considérable aussi bien dans l'étude et la compréhension du comportement des dispositifs électromagnétiques que dans l'évaluation des grandeurs globales. Pour les modèles bidimensionnels, la solution analytique peut s'avérer très complexe même si pour les géométries simples, on peut trouver des solutions exactes à partir de la méthode de séparation des variables. Les méthodes analytiques, s'avèrent d'application très difficiles dès que la complexité de la géométrie s'accroît et que certains matériaux, dans des conditions de fonctionnement optimales, présentent des non linéarités physique, donc mathématiques , [14].

IV.2.2. Méthodes numériques

Ces méthodes numériques transforment les équations aux dérivées partielles (EDP) à des systèmes d'équations algébriques dont la solution fournit une approximation de l'inconnue en différents points situés aux nœuds du réseau géométrique correspondant à la discrétisation. Parmi ces méthodes, nous citons la méthode des différences finies, la méthode des intégrales de frontières et la méthode des éléments finis [14].

IV.2.2.1. Méthodes des différences finis

Les équations aux dérivées partielles de type elliptiques peuvent être résolues numériquement par la méthode des différences en leur associant les conditions aux limites de types : Dirichlet, Neumann ou mixte. Elle a l'avantage d'être l'expression simple et d'un calcul relativement rapide. Mais, elle reste toute fois limitée en terme de précision étant donné que le maillage repose sur des éléments carrés ou carré curviligne [13].

IV.2.2.2. La méthode d'intégrale de frontière

La méthode d'intégrale de frontière permet la représentation du domaine tout en limitant la discrétisation à la frontière. Elle ne s'applique que dans le cas où le milieu considéré est linéaire et lorsque les fréquences de travail sont très importantes, ce qui donne une profondeur de pénétration très faible vis-à-vis des autres dimensions géométriques du dispositif à étudier. Elle a l'avantage d'obtenir un système algébrique réduit et un temps de calcul relativement réduit. Elle présente aussi des inconvénients comme l'obtention d'un système algébrique non symétrique et des imprécisions dues à la considération des courants surfaciques. Elle ne résout que les problèmes linéaires.

IV.2.2.3. La méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis (MEF) est une technique numérique de recherche d'approximation de solution d'équations aux dérivées partielles. L'idée fondamentale de la MEF est subdiviser la région à étudier en petites sous régions appelées éléments finis constituant le maillage élément finis [11].

Dans cette méthode on cherche à exprimer une formulation intégrale basée sur l'une des deux approches suivantes [12] :

- La méthode variationnelle qui consiste à minimiser une fonctionnelle qui représente généralement, l'énergie du système étudié, cette méthode n'est donc applicable que si on connaît une fonctionnelle équivalente au problème différentiel que l'on veut résoudre.
- La méthode des résidus pondérés ou méthode projective qui consiste à minimiser le résidu induit par l'approximation de la fonction inconnue.

IV.3. Principales étapes de résolution par la méthode des éléments finis

Son principe consiste à remplacer un domaine entier par un nombre de sous domaines dans lesquelles la fonction inconnue est remplacée par des fonctions d'interpolations avec un nombre fini de coefficients inconnus. Enfin en appliquant la méthode de GALERKINE [13]. Et en remplaçant la fonction exacte par une fonction approchée dans la formulation éléments finis, on obtient un système algébrique.

La résolution d'un problème par éléments finis est illustrée par le organigramme suivant [15]:

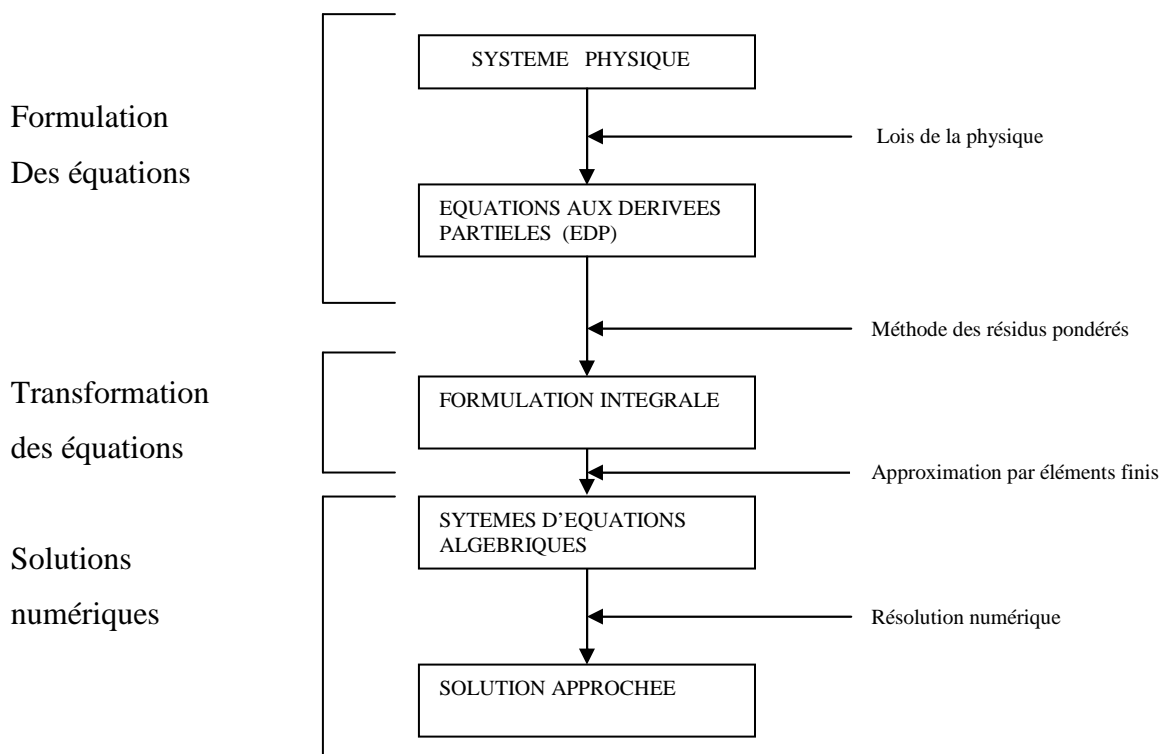


Fig. IV.1. Etapes de la mise en œuvre de la méthode des éléments finis

IV.4. Calcul de la fonction d'approximation

La fonction d'approximation consiste à chercher la meilleure approximation d'une fonction $U(x)$ du domaine Ω de manière à satisfaire au mieux les lois physiques auxquelles obéit. Cette approximation nécessite le passage par :

- Discrétisation du domaine Ω en sous domaines, de telle sorte que l'intersection entre deux sous domaines peut être soit un nœud, une arête ou une surface.
- Le domaine complet est constitué par la somme des sous domaines.
- Définition d'une fonction approchée sur le sous domaine (élément).
- La fonction doit être continue sur l'élément.

IV.4.1. Formulation intégrale

La formulation intégrale constitue une substitution d'équations aux dérivées partielles et de leurs conditions aux limites associées au phénomène à étudier [13].

Cette formulation peut être de deux types :

a. Formulation variationnelle

L'utilisation de la méthode variationnelle exige la connaissance au préalable de la fonctionnelle d'énergie du système à étudier, elle s'exprime par [10]:

$$F(A) = \int_{\Omega} L(A) \cdot d\Omega \quad (\text{IV.1})$$

Avec :

Ω : Domaine d'étude

A : Inconnue.

$L(A)$: Fonctionnelle qu'on construit à partir de la différence entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle du système à étudier.

Dans le cas d'un phénomène magnétostatique, L aura pour expression la formule suivante :

$$L(A) = \int_0^B v \cdot b \cdot db - JA \quad (\text{IV.2})$$

D'où la fonctionnelle d'énergie suivante :

$$F(A) = \int_{\Omega} \left[\int_0^B vb \cdot db - JA \right] \cdot d\Omega \quad (\text{IV.3})$$

Avec :

A : Potentiel vecteur magnétique.

b : Induction magnétique.

B : Module de l'induction magnétique.

J : Densité de courant.

V : Réductivité magnétique

La résolution du problème variationnel ainsi défini, revient à minimiser la fonctionnelle

$F(A)$ Par le principe de Rayleigh Ritz qui consiste à écrire :

$$\frac{dF(A)}{dA_i} = 0 \quad (\text{IV.4})$$

Ou :

$$\frac{dF(A)}{dA_1} = \frac{dF(A)}{dA_2} = \dots = \frac{dF(A)}{dA_n} = 0 \quad (\text{IV.5})$$

n : Nombre de nœud du domaine d'étude.

A_i : Inconnue au nœud (i) du domaine.

L'utilisation de la méthode des éléments finis consiste à poser :

$$F(A) = \sum_{e=1}^n F^e(A) \quad (\text{IV.6})$$

Et l'équation de minimisation sera :

$$\frac{\partial F(A)}{\partial A_j} = \sum_{e=1}^n \frac{F^e(A)}{A_i} = 0 \quad (\text{IV.7})$$

Cette équation doit être écrite pour tous les nœud (i) de la subdivision du domaine sachant que :

$$A^e = \sum_{j=1}^n \alpha_j^e A_j \quad (\text{IV.8})$$

F^e : Fonctionnelle d'énergie de l'élément(e).

A_j^e : Inconnue de l'élément (e) au nœud (j).

α_j^e : Fonction au nœud (j) de l'élément (e).

n : Nombre de subdivisions.

A^e : Fonction d'approximation de l'élément(e).

b. Formulation résidus-pondérés

La formulation résidus pondérés est aussi appelée « méthode projective ». Contrairement à la formulation variationnelle cette formulation ne nécessite pas la connaissance au préalable de la fonctionnelle d'énergie du système.

La formulation projective se base sur un théorème de l'espace de Hilbert qui stipule que seul le vecteur nul est orthogonal à tout vecteur de l'espace [10].

A l'aide de la fonction de pondération, on impose à l'intégrale du résidu de s'annuler en n points du domaine Ω .

$$W_i = \int_{\Omega} R_i \cdot \Psi_i \cdot d\Omega = 0 \quad (\text{IV.9})$$

Ψ_i : Fonction de projection ou de pondération

R_i : Résidu de l'approximation donnée par la formule suivante.

$$R_i = L(A) - f \quad (\text{IV.10})$$

Avec :

Ω : Domaine de résolution.

L : Opérateur différentiel.

f : Fonction définie sur le domaine Ω .

A : Fonction inconnue.

Les valeurs de A qui permettent d'annuler l'intégrale sont solution du système algébrique obtenu.

Le choix de pondération Ψ_i conduit à des méthodes différentes :

- ✓ Méthode de collocation par points.
- ✓ Méthode de collocation par sous domaines.
- ✓ Méthode des moments.
- ✓ Méthode de Galerkin.

La méthode la plus répandue est la méthode de Galerkin car elle utilise des fonctions de pondération ou de projection (Ψ_i) identiques aux fonctions de forme (α_i) dont la fonction devient relativement rapide.

Cette méthode s'applique indépendamment de la fonctionnelle d'énergie.

D'où :

$$\int_{\Omega} \alpha_i R_i d\Omega = 0 \quad (\text{IV.11})$$

Avec :

α_i : Fonction de pondération, elle est identique à la fonction d'approximation

$i = 1, 2, 3, \dots, n$

IV.5. Avantages et inconvénients de la méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis présente les avantages suivants

- adaptation aux géométries complexes.
- Prise en considération des non linéarités.
- Temps de résolution relativement avantageux.

Elle présente aussi les inconvénients suivants

- Mise en œuvre relativement difficile.
- Présence de singularités dans le domaine
- Prise en considération de domaine infini.

IV.6. Formulation éléments finis du modèle électromagnétique

IV.6.1 Modèle magnétostatique 2D

L'écriture de l'équation magnétostatique en terme de potentiel vecteur magnétique \vec{A} avec terme source est donnée comme suit:

$$\vec{\nabla} \wedge \left(\frac{\vec{\nabla} \wedge \vec{A}}{\mu} \right) = \vec{J}_s \quad (\text{IV.12})$$

► Cas cartésien

L'étude est en 2D, le potentiel vecteur ne comporte qu'une seule composante Parallèle à l'axe (OZ) ; la densité de courant ne comporte elle aussi qu'une seule composante dans la même direction que celle de \vec{A} , d'ou :

$$\vec{A} = (0, 0, A_z), \text{ et } \vec{J}_s = (0, 0, J_{sz})$$

L'équation magnétostatique dans ce cas est donnée par l'expression suivante :

$$-\left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \right] = J_z \quad (\text{IV.13})$$

En utilisant la méthode projective de Galerkin, la formulation intégrale de l'équation précédente sera :

$$\iint_{\Omega} \alpha_i \left[\left(\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \right) + J_z \right] \cdot dx dy = 0 \quad (\text{IV.14})$$

Avec : α_i est la fonction de projection.

L'équation (IV.14) peut être réécrite comme suit :

$$\iint_{\Omega} \alpha_i \left[-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \right] \cdot dx dy = \iint_{\Omega} \alpha_i \cdot J_z \cdot dx dy \quad (\text{IV.15})$$

L'application du théorème de Green au premier terme de l'expression (IV.15), nous permet d'écrire :

$$\begin{aligned} \iint_{\Omega} \alpha_i \left[-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \right] \cdot dx dy = \\ -\iint_{\Omega} \frac{1}{\mu} \cdot \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial \alpha_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \cdot dx dy + \int_{\Gamma} \frac{1}{\mu} \cdot \left(\frac{\partial A_z}{\partial x} \cdot \cos(n, x) + \frac{\partial A_z}{\partial y} \cdot \cos(n, y) \right) \alpha_i \cdot d\Gamma \end{aligned} \quad (\text{IV.16})$$

Avec :

$\cos(n, x)$ et $\cos(n, y)$ sont les cosinus directeurs au point considéré de la frontière Γ .

$d\Gamma$: Période spatiale (suivant le contour Γ).

L'équation (IV.16) devient :

$$\iint_{\Omega} \frac{1}{\mu} \cdot \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial \alpha_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \cdot dx dy - \int_{\Gamma} \frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial n} \alpha_i \cdot d\Gamma = \iint_{\Omega} \alpha_i \cdot J_z \cdot dx \cdot dy \quad (\text{IV.17})$$

En appliquant les conditions aux limites de Dirichlet ou Newman homogène, on aura :

$$\int_{\Gamma} \frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial n} \cdot \alpha_i \cdot d\Gamma = 0$$

L'équation (IV.17) devient :

$$\iint_{\Omega} \frac{1}{\mu} \cdot \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial \alpha_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \cdot dx dy = \iint_{\Omega} \alpha_i \cdot J_z \cdot dx dy \quad (\text{IV.18})$$

Ou bien :

$$\iint_{\Omega} \frac{1}{\mu} \cdot \left(\bar{\nabla} \cdot \alpha_i \right) \cdot \left(\bar{\nabla} \cdot A_z \right) \cdot dx dy = \iint_{\Omega} \alpha_i \cdot J_z \cdot dx dy \quad (\text{IV.19})$$

En remplaçant dans l'expression (IV.19) la fonction inconnue A_z telle que :

$$A_z = \sum_{j=1}^N \alpha_j \cdot A_j$$

On aura :

$$\sum_{j=1}^N \left[\iint_{\Omega} \frac{1}{\mu} \cdot \left(\bar{\nabla} \cdot \alpha_i \right) \cdot \left(\bar{\nabla} \cdot \alpha_j \right) \cdot dx dy \right] \cdot A_j = \iint_{\Omega} \alpha_i \cdot J_z \cdot dx dy \quad (\text{IV.20})$$

Avec :

N : Nombre de nœud du domaine.

i, j : Nombres entiers naturels, variant de 1 à N .

α_j : Fonction de forme associée au nœud 'j' du domaine.

En écrivant l'équation (IV.20) pour tous les nœuds du domaine on aboutit à un système matriciel de la forme suivante :

$$[M] \cdot [A] = [K]$$

Avec :

$$M_{ij} = \iint_{\Omega} \frac{1}{\mu} \cdot \left(\bar{\nabla} \alpha_i \right) \cdot \left(\bar{\nabla} \alpha_j \right) \cdot dx dy$$

$$K_i = \iint_{\Omega} \alpha_i \cdot J_z \cdot dx dy$$

[A] = Vecteur des inconnues du domaine d'étude.

IV.6.2. Modèle magnétodynamique 2D

L'équation magnétodynamique obtenue à partir des équations de Maxwell, en présence de la source s'écrit comme suit :

$$\vec{\nabla} \wedge \frac{\vec{\nabla} \wedge \vec{A}}{\mu} + \sigma \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{J}_s \quad (IV.21)$$

Si la perméabilité magnétique μ est indépendante du champ magnétique et que la conductivité électrique σ ne dépend pas de la température, alors le modèle ainsi défini est linéaire. En considérant le régime harmonique, celle-ci s'écrit :

$$\vec{\nabla} \wedge \frac{1}{\mu} \left(\vec{\nabla} \wedge \vec{A} \right) + j \cdot \sigma \cdot \omega \cdot \vec{A} = \vec{J}_z \quad (IV.22)$$

➤ Cas cartésien

En coordonnées cartésiennes, l'équation (IV.22) s'écrit :

$$-\left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \right] + j \cdot \sigma \cdot \omega \cdot A = J_z \quad (IV.23)$$

En formulation intégrale, l'équation (IV.23) s'écrit :

$$\iint_{\Omega} \alpha_i \left[-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) + j \cdot \sigma \cdot \omega \cdot A_z - J_z \right] \cdot dx dy = 0 \quad (IV.24)$$

Cette formulation implique :

$$\begin{aligned} & \iint_{\Omega} \alpha_i \left[-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \right] \cdot dx dy + j \cdot \omega \cdot \iint_{\Omega} \alpha_i \cdot \sigma \cdot A_z \cdot dx dy \\ & = \iint_{\Omega} \alpha_i \cdot J_z \cdot dx dy \end{aligned} \quad (IV.25)$$

En appliquant le théorème de Green, on peut écrire :

$$\begin{aligned} & \iint_{\Omega} \alpha_i \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \right) \cdot dx dy = - \iint_{\Omega} \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial \alpha_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \cdot dx dy \\ & + \int_{\Gamma} \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial A_z}{\partial x} \alpha_i \cdot \cos(n, x) + \frac{\partial A_z}{\partial y} \alpha_i \cdot \cos(n, y) \right) \cdot d\Gamma \\ & = \iint_{\Omega} \frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \alpha_i \cdot \vec{\nabla} A_z \cdot dx dy + \int_{\Gamma} \frac{1}{\mu} \cdot \alpha_i \cdot \frac{\partial A_z}{\partial n} \cdot d\Gamma \end{aligned} \quad (IV.26)$$

On remplace (IV.26) dans (IV.25), on obtient :

$$\begin{aligned} & \iint_{\Omega} \frac{1}{\mu} \bar{\nabla} \alpha_i \cdot \bar{\nabla} A_z \cdot dx dy - \int_{\Gamma} \frac{1}{\mu} \cdot \alpha_i \cdot \frac{\partial A}{\partial n} \cdot d\Gamma + j\omega \iint_{\Omega} \alpha_i \cdot \sigma \cdot A_z \cdot dx dy \\ & = \iint_{\Omega} \alpha_i \cdot J_z \cdot dx dy \end{aligned} \quad (IV.27)$$

Si on considère les conditions aux limites de types Dirichlet ou Newman homogène, le terme sur la frontière s'annule :

$$\int_{\Gamma} \frac{1}{\mu} \alpha_i \cdot \frac{\partial A}{\partial n} \cdot d\Gamma = 0$$

L'expression (IV.23) peut s'écrire :

$$\iint_{\Omega} \frac{1}{\mu} \bar{\nabla} \alpha_i \cdot \bar{\nabla} A_z \cdot dx dy + j\omega \iint_{\Omega} \alpha_i \cdot \sigma \cdot A_z \cdot dx dy = \iint_{\Omega} \alpha_i \cdot J_z \cdot dx dy \quad (IV.28)$$

On suppose la forme discrétisée suivante :

$$A_z = \sum_{j=1}^N \alpha_j \cdot A_j$$

En remplaçant A_z par sa valeur, l'expression (IV.34) s'écrit :

$$\sum_{j=1}^N \left[\iint_{\Omega} \frac{1}{\mu} \bar{\nabla} \alpha_i \cdot \bar{\nabla} \alpha_j \cdot dx dy \right] \cdot A_j + j\omega \cdot \sum_{j=1}^N \left[\iint_{\Omega} \alpha_i \cdot \sigma \cdot \alpha_j \cdot dx dy \right] = \iint_{\Omega} \alpha_i \cdot J_z \cdot dx dy \quad (IV.29)$$

L'écriture de l'équation (IV.29) pour tous les nœuds du domaine, nous permet d'aboutir au système matriciel à résoudre suivant :

$$[M] \cdot [A] + j\omega \cdot [L] \cdot [A] = [K]$$

Avec :

$$M_{ij} = \iint_{\Omega} \frac{1}{\mu} \cdot \bar{\nabla} \alpha_i \cdot \bar{\nabla} \alpha_j \cdot dx dy$$

$$L_{ij} = \iint_{\Omega} \sigma \cdot \alpha_i \cdot \alpha_j \cdot dx dy$$

$$K_i = \iint_{\Omega} \alpha_i \cdot J_z \cdot dx dy$$

$$\bar{A} = A_r + jA_j$$

A_j : Est la partie imaginaire de \bar{A}

A_r : Est la partie réelle de \bar{A}

IV.7. Formulation éléments finis du modèle thermique

➤ Cas cartésien

La température ne dépend que de deux variables d'espace x et y dans le système de coordonnées cartésiennes et du temps.

$$\rho \cdot C_p \frac{\partial T}{\partial t} - \lambda \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) - \lambda \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) = P_t \quad (\text{IV.30})$$

En régime permanent, on considère le terme $\frac{\partial T}{\partial t}$ comme étant nul.

L'équation (IV.30) devient :

$$-\lambda \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) - \lambda \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) = P_t \quad (\text{IV.31})$$

En utilisant la méthode projective de Galerkin, la formulation intégrale de l'équation précédente sera :

$$-\iint_{\Omega} \alpha_i \cdot \lambda \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) \right] dx dy - \iint_{\Omega} \alpha_i P_t \cdot dx dy = 0 \quad (\text{IV.32})$$

Avec une intégration par partie de l'équation (IV.32) on aboutit à la formulation suivante :

$$\iint_{\Omega} \lambda \cdot \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial \alpha_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \right) dx dy - \left[\int \alpha_i \cdot \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \cdot dx + \int \alpha_i \cdot \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \cdot dy \right] = \iint_{\Omega} \alpha_i \cdot P_t \cdot dx dy \quad (\text{IV.33})$$

Les termes d'intégrales linéiques s'expriment comme suit :

$$\int \alpha_i \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \cdot dx + \int \alpha_i \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \cdot dy = \int \lambda \cdot \alpha_i \cdot \frac{\partial T}{\partial n} \cdot d\Gamma \quad (\text{IV.34})$$

$\int \lambda \cdot \alpha_i \cdot \frac{\partial T}{\partial n} \cdot d\Gamma$: exprime les conditions aux limites de type Neumann de l'équation (IV.34)

sur la frontière Γ du domaine Ω . Pour tenir compte du transfert de chaleur par convection, l'expression (IV.34) peut se mettre sous une forme introduisant le coefficient de convection en utilisant l'équation suivante :

$$-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right) = h(T - T_a)$$

L'intégral linéique s'écrit comme suit :

$$\int \lambda \cdot \alpha_i \cdot \frac{\partial T}{\partial n} \cdot d\Gamma = \int h \cdot (T - T_a) \cdot d\Gamma \quad (\text{IV.35})$$

Sachant que la température est approximée sur chaque nœud par la fonction d'approximation de la forme :

$$T(x, y) = \sum_{j=1}^N \alpha_j(x, y) \cdot T_j \quad (\text{IV.36})$$

En introduisant (IV.36) et (IV.35) dans (IV.33), on obtient la forme discrète suivante :

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^N \iint_{\Omega} \lambda \left[\left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial x} \frac{\partial \alpha_j}{\partial x} + \frac{\partial \alpha_i}{\partial y} \frac{\partial \alpha_j}{\partial y} \right) dx dy \right] \{T_j\} + \int_{\Gamma} h \cdot \alpha_i \cdot \alpha_j \cdot \{T_j\} d\Gamma \\ & = \int_{\Gamma} h \cdot \alpha_i \cdot \alpha_j \cdot (T_a) d\Gamma + \iint_{\Omega} \alpha_i \cdot P_t \cdot dx dy \end{aligned} \quad (\text{IV.37})$$

On aboutit au système matriciel suivant :

$$[M] \cdot [T] + [L] \cdot [T] = [K] \cdot [F]$$

Avec :

$$M_{ij} = \iint_{\Omega} \lambda \cdot \bar{\nabla} \alpha_i \cdot \bar{\nabla} \alpha_j \cdot dx dy$$

$$L_{ij} = \int_{\Gamma} h \cdot \alpha_i \cdot \alpha_j \cdot d\Gamma$$

$$K_{ij} = \int_{\Gamma} h \cdot \alpha_i \cdot \alpha_j \cdot (T_a) d\Gamma$$

$$F_i = \iint_{\Omega} \alpha_i \cdot P_t \cdot dx \cdot dy$$

IV.8. Définition du logiciel F .E.M.M

Le logiciel F .E.M.M (Finit Element Magnetics Method), H.F.P (Heat Flow Problem) permet de résoudre des problèmes de magnétostatique, électromagnétisme et thermique de basses fréquences, il s'applique à des problèmes 2D en coordonnées cartésiennes ou axisymétrique. FEMM est divisé en trois parties [13]:

a. Preprocesseur (femme.Exe)

C'est un programme permettant de définir la géométrie de la structure à étudier et d'affecter les propriétés des matériaux dans chaque région et les conditions aux limites choisies, ainsi que le type de problème à résoudre (Plan, axisymétrique).

b. Solutionneur (fkerne.exe)

Le solutionneur prend en considération le problème complètement défini et résout les équations de Maxwell appropriées pour obtenir les résultats recherchés. Dans notre travail on s'intéresse au potentiel vecteur magnétique qui est donné directement sous forme de

courbe, la densité de perte joule sous forme de résultats numériques à travers tous le domaine d'étude.

c. Post processeur (femmview.exe)

C'est une interface graphique qui permet de traiter les résultats fournis par le solveur dans les différentes régions, le programme permet aussi à l'utilisateur d'inspecter le champ dans n'importe quel point de la structure.

Deux programmes additionnels sont appelés pour accomplir des tâches spécialisées, qui sont les suivantes :

- **Triangle. Exe**

C'est un programme qui décompose la région d'étude en un grand nombre de triangles, une partie essentielle du processus de la MEF.

- **Femplot.exe**

C'est un petit programme employé pour tracer les diverses courbes.

IV.9. Les différents étapes de réalisation de la structure à l'aide de FEMM

La construction d'une structure pour l'étude se fait dans la partie preprocesseur et se compose de quatre tâches essentielles [13].

- Représenter les points extrêmes des lignes qui composent la structure.
- Relier les points extrêmes avec des segments de lignes.
- Ajouter l'étiquette « bloc label » pour chaque région dans le modèle, puis leur affecter des matériaux dont on connaît les propriétés (sélectionner dans la bibliothèque des matériaux ou bien les définir soit même).
- Définir les conditions aux limites (types dirichlet) et l'imposer aux contours concernés

IV.10. Conclusion

Nous avons donné dans ce chapitre un aperçu sur la méthode des éléments finis avec ces différentes étapes de sa mise en œuvre. Nous avons aussi illustrées les équations aux dérivées partielles régissant l'évolution de la température dans l'espace et de phénomène électromagnétique, En fin, nous avons présenté l'outil de calcul FEMM, HFP mettant en œuvre la méthode théorique. Cette méthode et cette procédure de calcul seront appliquées, dans la suite de notre travail pour la résolution des équations électromagnétiques et thermiques associées à chaque région du système à étudier.

Chapitre V
Chapitre V
Application
Application

V.1. Introduction

Après avoir établi la partie théorique, nous nous intéressons à la deuxième partie qui représente les applications et l'interprétation des résultats.

L'application se repose sur l'étude d'une partie de la machine soudeuse condenseur qui comporte des électrodes (supérieure et inférieure), condenseur (fils et tube). L'étude consiste en l'évaluation de la variation de l'induction et de la température en fonction de la distance dans le cas sans défaut et avec défaut de notre dispositif.

V.2. Présentation du système de soudage

Il s'agit d'une machine soudeuse condenseur, qui a pour rôle de souder le condenseur d'un réfrigérateur. La Fig.V.1. Présente la machine soudeuse condenseur. Nous nous sommes basé sur la partie où s'effectue le soudage.



Fig.V.1. Machine soudeuse condenseur

V.2.1. Présentation des électrodes

Les électrodes sont des pièces en cuivre ou alliage de cuivre qui sont emmanchées dans des porte-électrodes fixés à l'extrémité de la machine à souder qui viennent en contact avec les pièces. Elles ont un rôle électrique, mécanique et thermique. Elles sont définies par leur dimension et leur forme en fonction des épaisseurs à souder. La Fig.V.2. Présente l'électrode inférieure et l'électrode supérieure.



Electrode inférieure



Electrode supérieure

Fig.V.2.Electrode inférieure et électrode supérieure.

Pro fondeur : 20mm

- **Tube :**

Diamètre : 4.76mm

- **Fil :**

Diamètre : 1.16mm

Nous avons considéré un quart du dispositif, car c'est le même phénomène qui se répète le long de ce dernier, la simplification est comme suit :

- Les électrodes supérieure et inférieure ont les formes rectangulaires.
- les fils inférieurs et supérieurs sous formes de carrés.
- le tube sous formes de rectangle.

La Fig.V.1.Représente la géométrie du dispositif considérée.

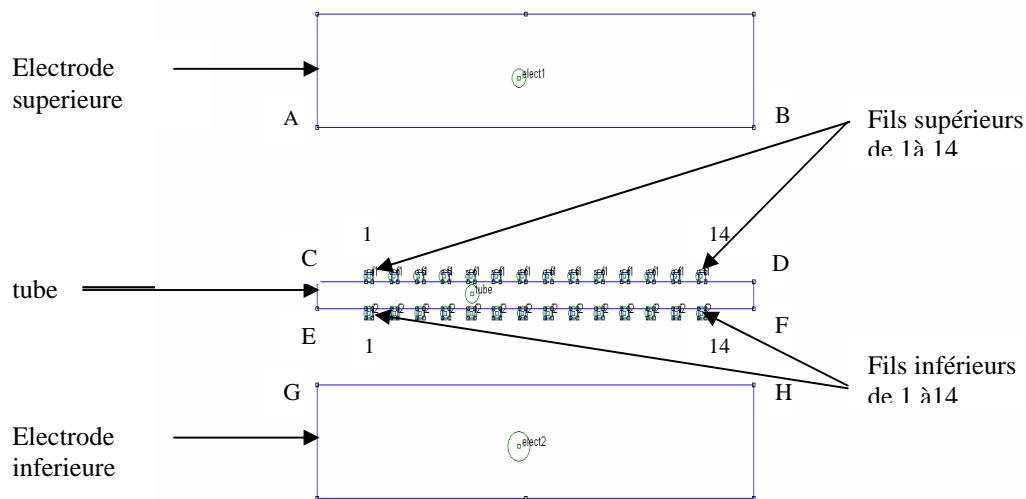


Fig.V.1. Géométrie du dispositif étudié

Les dimensions de notre dispositif après simplification sont comme suit :

- **Electrodes (supérieure, inférieure)**

Longueur : 104mm

Largeur : 20mm

Pro fondeur : 20mm

- **Tube :**

Longueur : 104mm

Largeur : 4.76mm

Pro fondeur : 20mm

- **Fil :**

Largeur : 1.16mm

Pro fondeur : 20mm

V.5. Les caractéristiques physiques

Les propriétés physiques des différents matériaux du système considéré sont :

a. L'air

- Perméabilité relative $\mu_{\text{air}} = 1$
- Conductivité électrique $\sigma_{\text{air}} = 0$

b. Le cuivre (les deux électrodes et les fils)

- Perméabilité relative $\mu_{\text{Cu}} = 1$
- Conductivité électrique $\sigma_{\text{cu}} = 59 \text{ [MS/m]}$

c. L'acier (tube)

- Perméabilité relative $\mu_{\text{acier}} = 50$
- Conductivité électrique $\sigma_{\text{acier}} = 1 \text{ [MS/m]}$

V.6. Domaine de résolution et conditions aux limites associées

Le domaine de résolution ainsi que les conditions aux limites associées sont tel que représentées par la Fig.V.3.

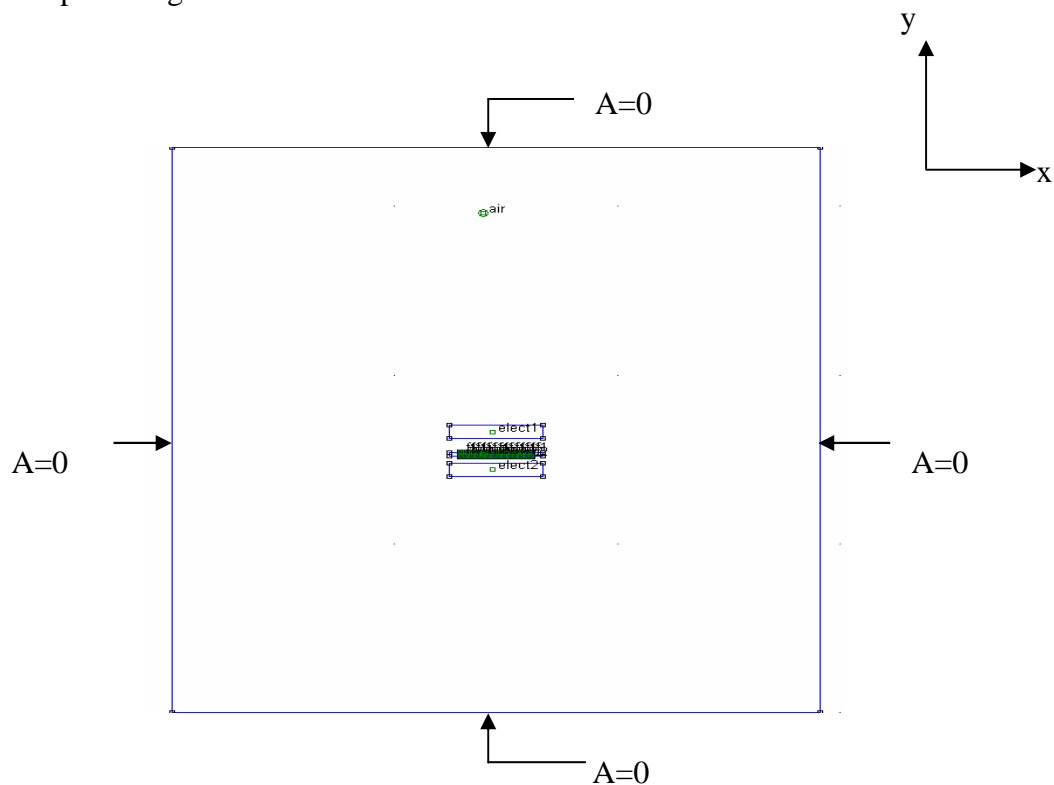


Fig.V.3. Domaine de résolution et condition aux limites associées

V.7. Maillage du domaine

La figure suivante montre le maillage éléments finis utilisé

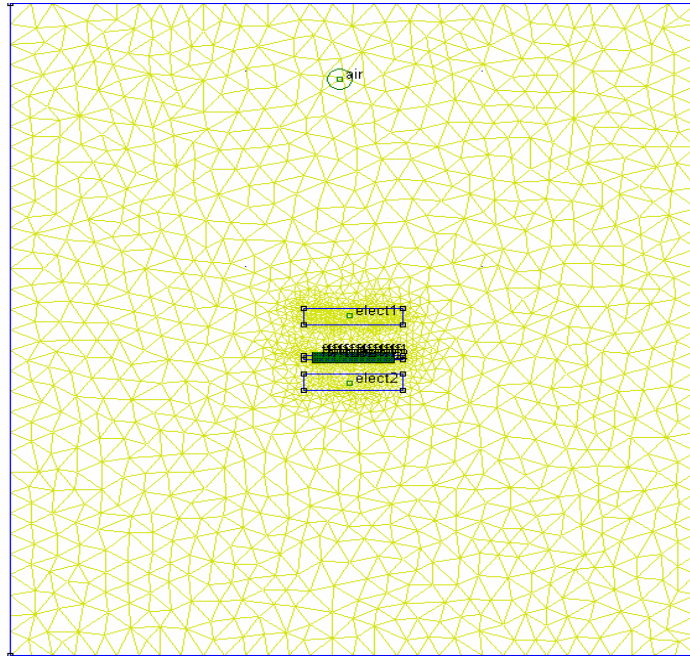


Fig.V.4 : représentation du maillage du domaine d'étude

V.8. Formes différentielles des équations associées aux différentes régions du dispositif

a. Cas sans contact

Dans le cas sans contact nous avons alimentés l'électrode supérieure. La densité de courant est de $J_{sz} = 28.84 \text{ MA/m}^2$

- Au niveau de l'électrode supérieure

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu_{\text{Cu}}} \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu_{\text{Cu}}} \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) + j \cdot \sigma_{\text{Cu}} \cdot \omega \cdot A_z = J_{sz} \quad (\text{V.1})$$

- Au niveau des fils

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu_{\text{Cu}}} \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu_{\text{Cu}}} \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) + j \cdot \sigma_{\text{Cu}} \cdot \omega \cdot A_z = 0 \quad (\text{V.2})$$

- Au niveau de tube

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu_{\text{acier}}} \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu_{\text{acier}}} \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) + j \cdot \sigma_{\text{acier}} \cdot \omega \cdot A_z = 0 \quad (\text{V.3})$$

- Au niveau de l'électrode inférieure

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu_{\text{Cu}}} \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu_{\text{Cu}}} \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) + j \cdot \sigma_{\text{Cu}} \cdot \omega \cdot A_z = 0 \quad (\text{V.4})$$

b. Cas avec contact

Dans le cas de contact nous avons alimentés l'électrode supérieure et inférieure. La densité est de courant $J_{sz} = 28.84 \text{ MA/m}^2$

- Au niveau des électrodes supérieure et inférieure

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu_{\text{Cu}}} \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu_{\text{Cu}}} \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) + j \cdot \sigma_{\text{Cu}} \cdot \omega \cdot A_z = J_{sz} \quad (\text{V.5})$$

- Au niveau des fils

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu_{\text{Cu}}} \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu_{\text{Cu}}} \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) + j \cdot \sigma_{\text{Cu}} \cdot \omega \cdot A_z = 0 \quad (\text{V.6})$$

- Au niveau de tube

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu_{\text{acier}}} \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu_{\text{acier}}} \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) + j \cdot \sigma_{\text{acier}} \cdot \omega \cdot A_z = 0 \quad (\text{V.7})$$

A_z : Potentiel vecteur magnétique suivant la composantes z.

J_{sz} : Densité de courant de source suivant la composantes z.

V.9. Etude du phénomène électromagnétique du dispositif

La résolution numérique par éléments finis des équations électromagnétiques précédentes, avec les conditions aux limites de type Dirichlet imposé sur tout le contour du domaine d'étude nous a conduit à la connaissance de la distribution du champ magnétique dans toute la structure.

V.9.1 Résultats et interprétations

La Fig.V.5.et Fig.V.6 représentent la répartition du potentiel vecteur magnétique dans la position sans contact et la position avec contact respectivement :

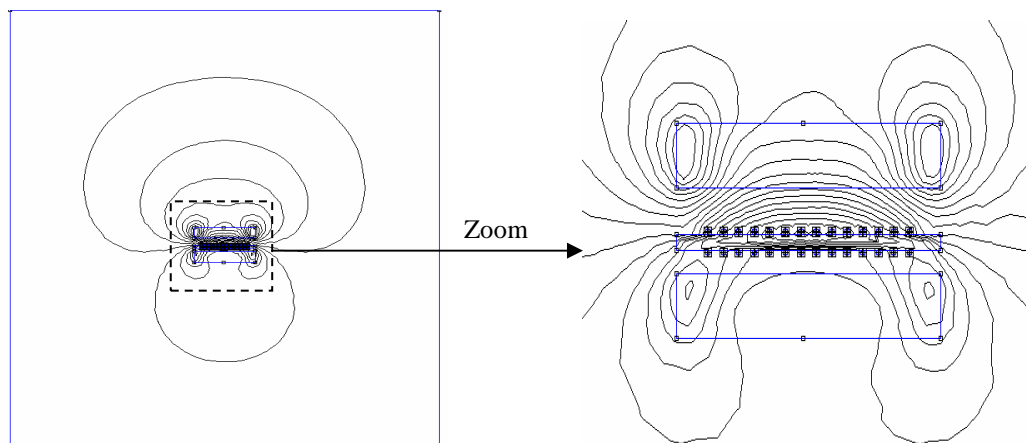


Fig.V.5. Isovaleurs du potentiel vecteur magnétique en position sans contact

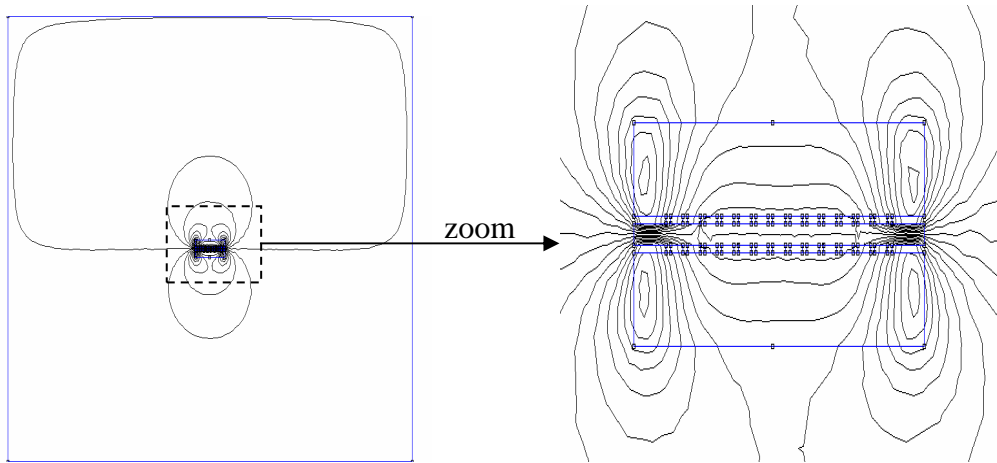


Fig .V.6. Isovaleurs du potentiel vecteur magnétique en position avec contact

La Fig.V.7.et Fig.V.8. Représentent la répartition du potentiel vecteur magnétique dans la position sans contact et la position avec contact dans le cas de défaut.

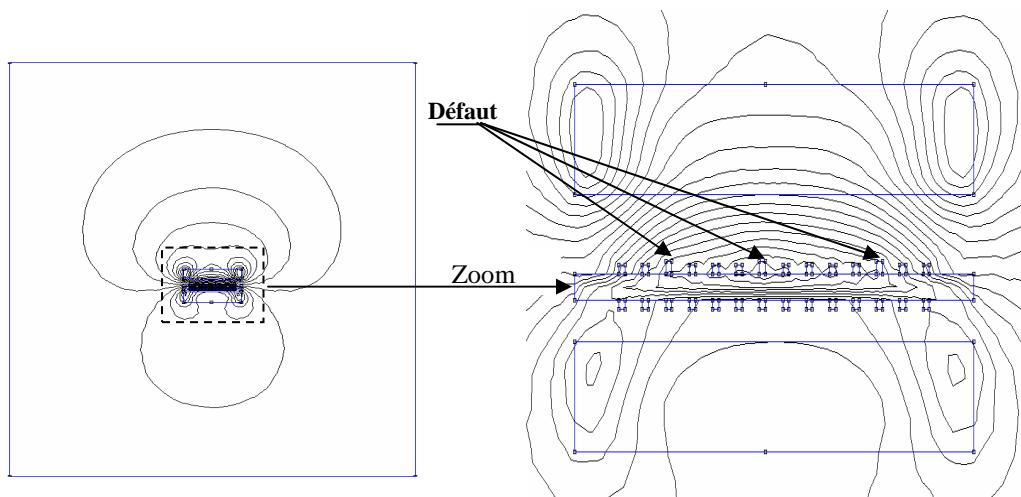


Fig.V.7. Isovaleurs du potentiel vecteur magnétique en position sans contact avec défaut

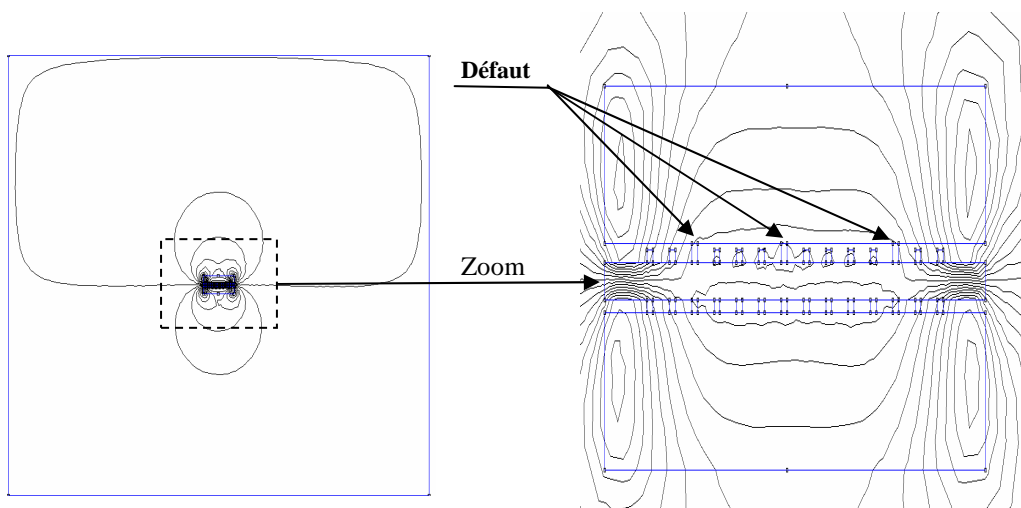


Fig.V.8. Isovaleurs du potentiel vecteur magnétique en position avec contact avec défaut

Les figures suivantes représentent les allures des inductions magnétiques suivant les segments AB, CD, EF et GH de la position sans contact:

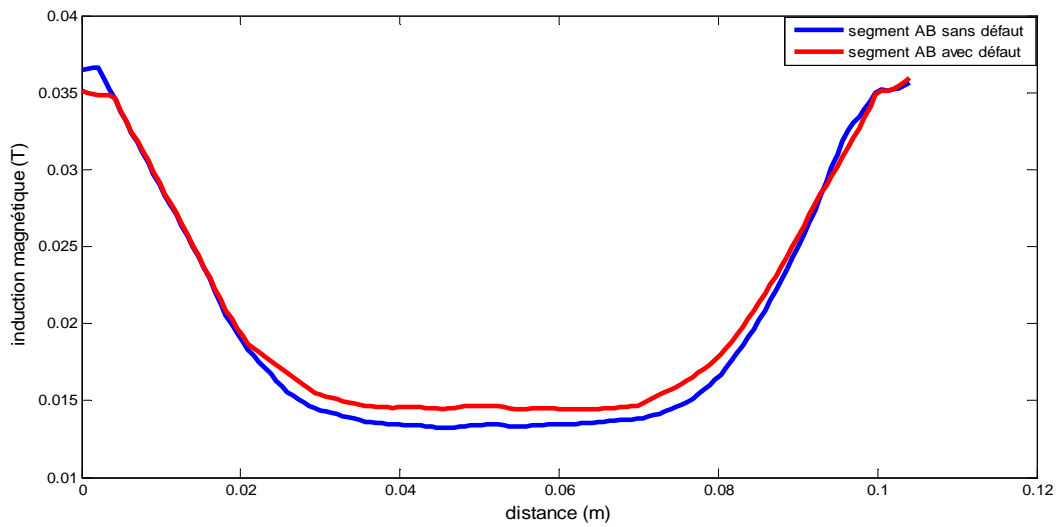


Fig.V.9. Induction magnétique du segment AB sans contact

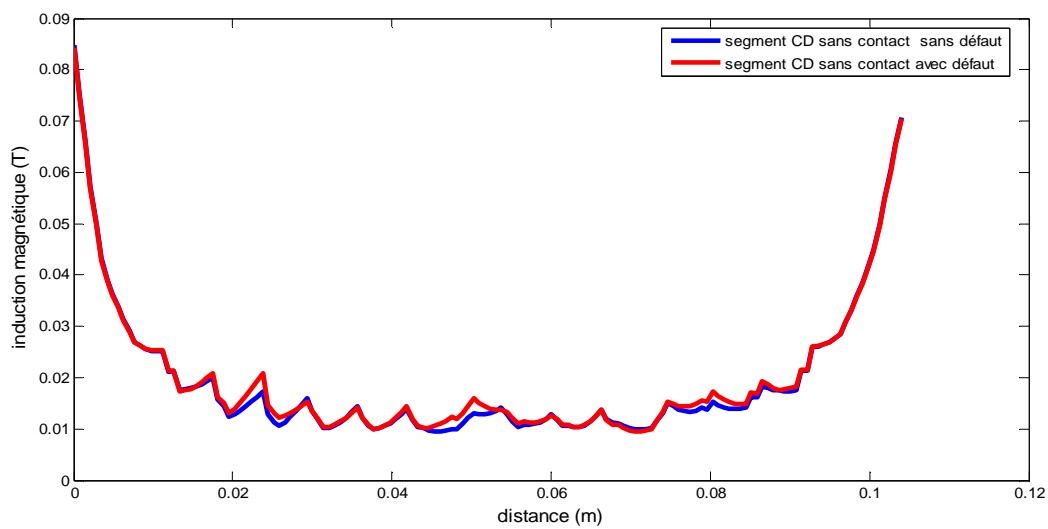


Fig.V.10. Induction magnétique du segment CD

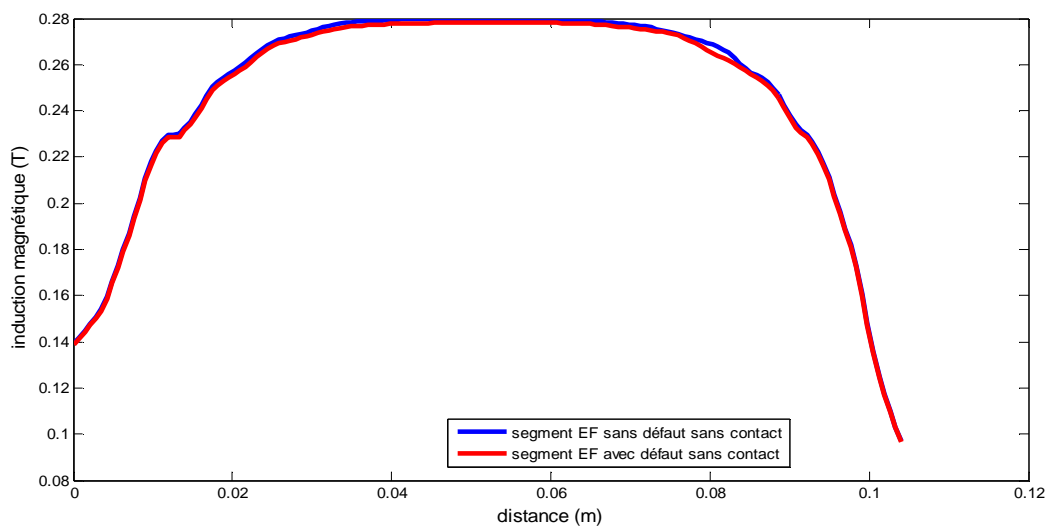


Fig.V.11. Induction magnétique du segment EF

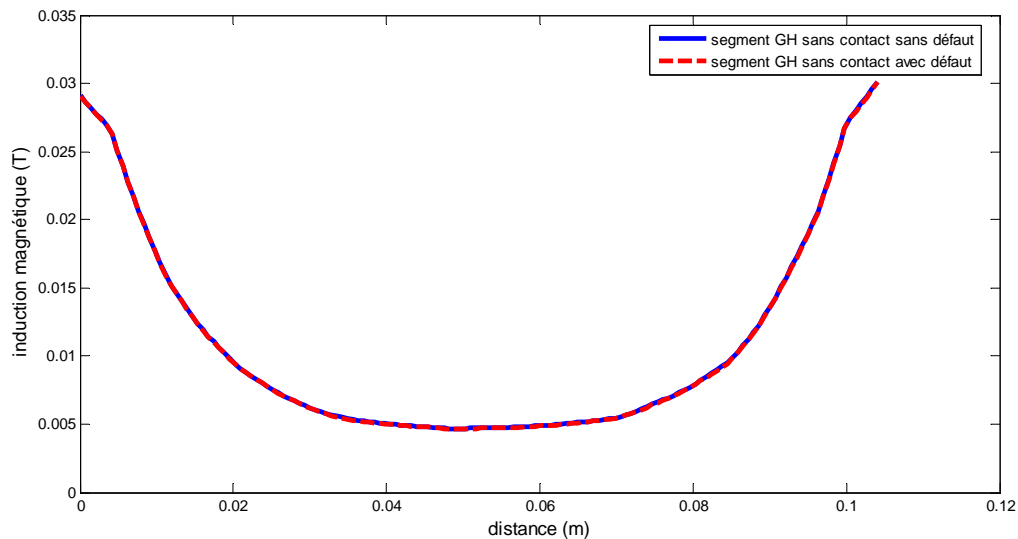


Fig.V.12. Induction magnétique du segment GH

La Fig.V.9. Montre la différence de la valeur de l'induction magnétique dans le cas sans défaut et avec défaut, dans le premier cas la valeur de l'induction aux extrémités est maximale, elle est de valeur de 0.0037T, puis en s'éloignant des extrémités et en se rapprochant des fils, la valeur de l'induction diminue jusqu'à atteindre une valeur minimale qui est de 0.013T. Par contre dans le deuxième cas la valeur maximale est aux extrémités et elle est de valeur de 0.035T, et la valeur minimale est au niveau des fils elle est de 0.015T. Nous remarquons aux extrémités la valeur de l'induction dans le cas sans défaut est supérieur à celle avec défaut, mais au niveau des fils la valeur minimale dans le cas sans défaut est supérieur à celle du défaut.

Fig.V.10. Représente une concordance des deux allures de l'induction pour les deux cas sans défaut et avec défaut, mais au niveau des fils qui ont le défaut nous remarquons une augmentation de l'induction magnétique.

Dans la Fig.V.11. Il y a une concordance des deux allures de l'induction dans les deux cas sans défaut et avec défaut. Nous remarquons que la valeur de l'induction est minimale aux extrémités et maximale au niveau des fils.

Nous remarquons dans la Fig.V.12.la concordance de la valeur de l'induction le long du segment avec défaut et sans défaut.

Les figures suivantes représentent les allures des inductions magnétiques suivant les segments AB, CD, EF et GH de la position avec contact :

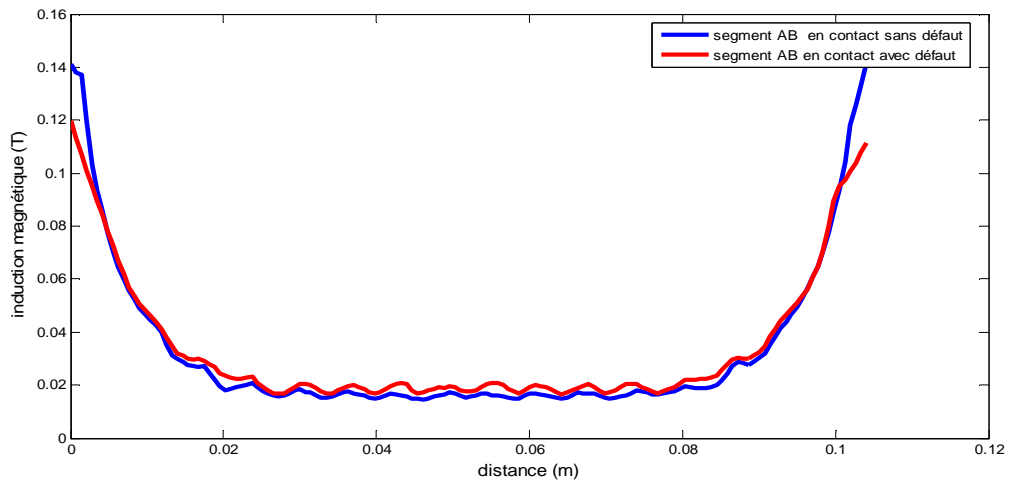


Fig.V.13. Induction magnétique du segment AB en contact

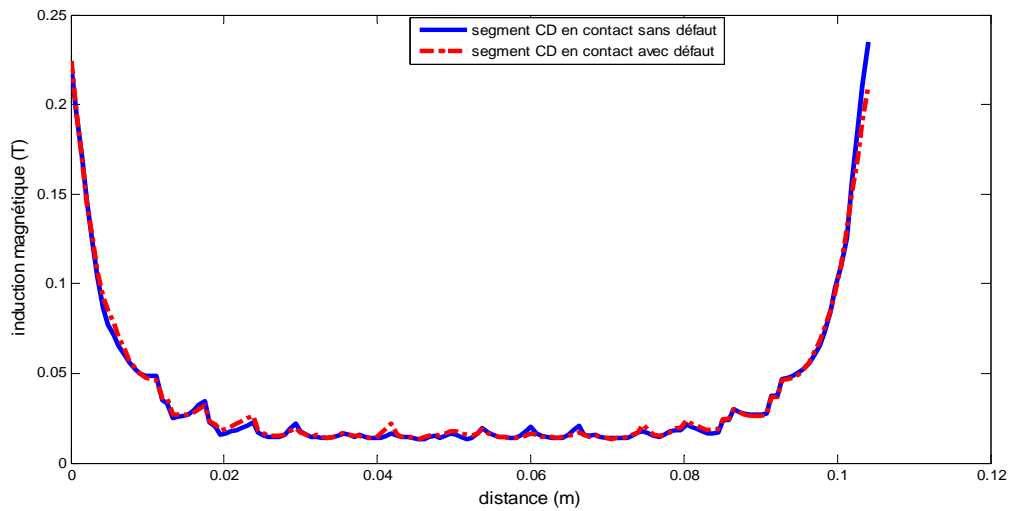


Fig.V.14. Induction magnétique du segment CD en contact

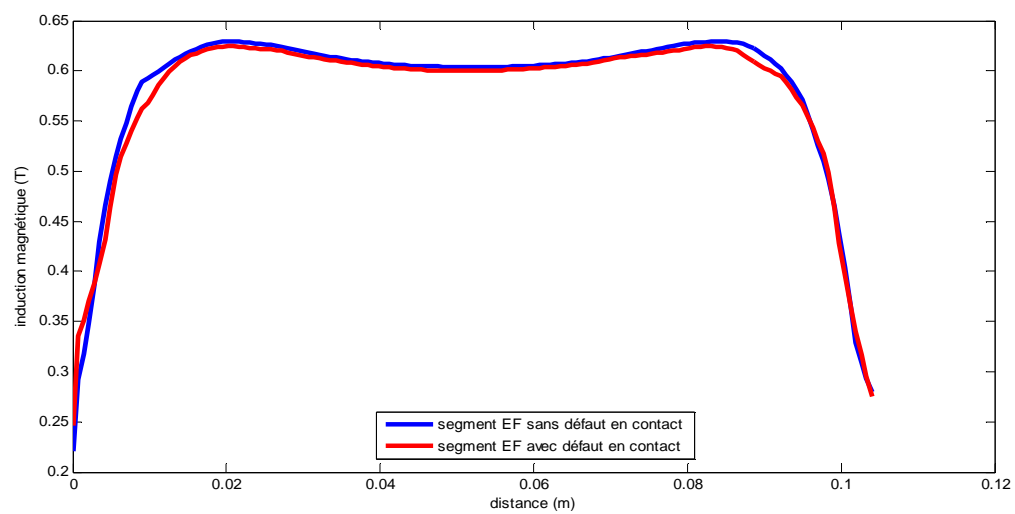


Fig.V.15. Induction magnétique du segment EF en contact

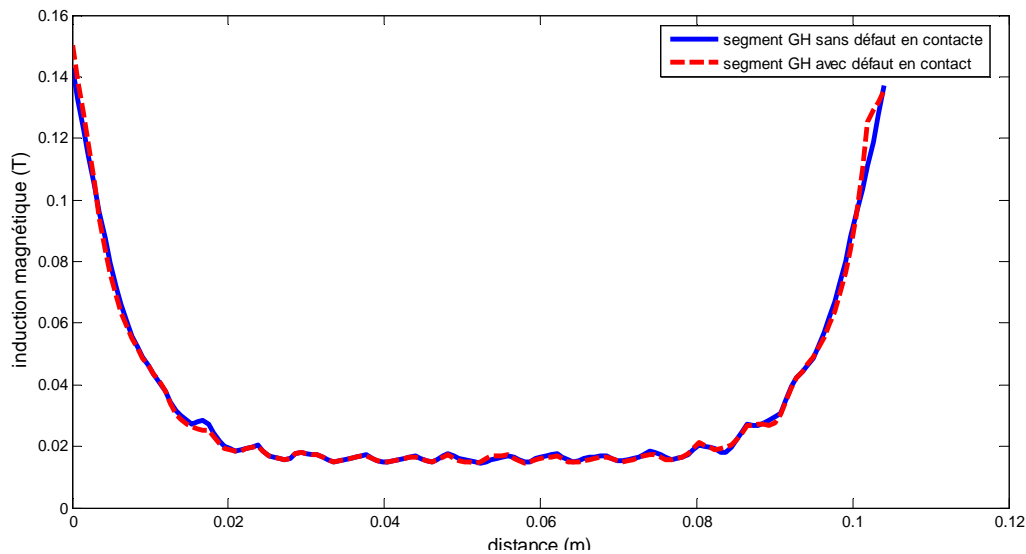


Fig.V.16. Induction magnétique du segment GH en contact

Fig.V.13. En comparons les deux courbes nous constatons que la valeur de l'induction est maximale aux extrémités, mais celle de sans défaut est supérieur à celle de défaut, par contre nous remarquons une variation de l'induction au niveau des fils mais cette dernière est supérieur dans le cas de défaut.

Dans la Fig.V.14. Il y a une concordance des deux allures dans les deux cas sans défaut et avec défaut.

Fig.V.15. Montre une symétrie de l'allure de l'induction dans le cas sans défaut et avec défaut, nous remarquons aux extrémités l'induction est minimale puis elle augmente pour atteindre une valeur maximale aux extrémités des fils avec une légère différence entre les deux cas.

Nous remarquons dans la Fig.V.16. Une concordance des deux allures de l'induction le long du segment, car au niveau des fils inférieur nous n'avons pas de défaut.

V.10. Etude du phénomène thermique dans le dispositif

Après le développement des modèles électromagnétique et thermique, il reste à coupler les deux phénomènes.

Le terme de couplage entre l'équation électromagnétique et l'équation thermique est la densité de puissance.

L'équation électromagnétique fournit donc à l'équation thermique la densité de puissance générée par effet joule due aux courants induits.

V.11 Formes différentielles des équations associées aux différentes régions du dispositif

- Au niveau de l'électrode supérieure

$$-\lambda_{e_1} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) - \lambda_{e_1} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) = P_{t_1} \quad (\text{V.8})$$

- Au niveau de l'électrode inférieure

$$-\lambda_{e_2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) - \lambda_{e_2} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) = P_{t_2} \quad (\text{V.9})$$

- Au niveau des fils

$$-\lambda_f \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) - \lambda_f \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) = P_{t_{\text{fils}}} \quad (\text{V.10})$$

- Au niveau de tube

$$-\lambda_t \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) - \lambda_t \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) = P_{t_{\text{tube}}} \quad (\text{V.11})$$

Avec :

P_{t_1} : Densité de puissance dans l'électrode supérieure.

P_{t_2} : Densité de puissance dans l'électrode inférieure.

$P_{t_{\text{fils}}}$: Densité de puissance dans les fils.

$P_{t_{\text{tube}}}$: Densité de puissance dans le tube.

λ_{e_1} : Conductivité thermique de l'électrode supérieure.

λ_{e_2} : Conductivité thermique de l'électrode inférieure.

λ_f : Conductivité thermique des fils.

λ_t : Conductivité thermique de tube

V.12. Domaine de résolutions et conditions aux limites associées

Le domaine de résolution ainsi que les conditions aux limites associées, avec $T_a=293K$ représentées par la figure suivante :

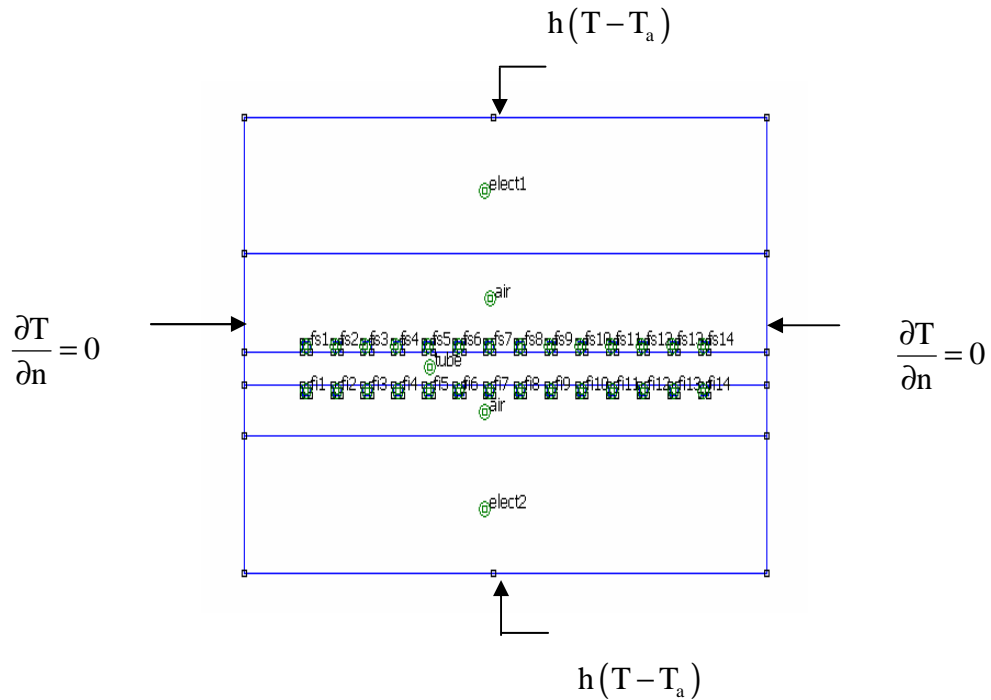


Fig.V.17. Domaine de résolution et condition aux limites associées

V.13. Maillage du domaine

La figure suivante montre le maillage éléments finis utilisé

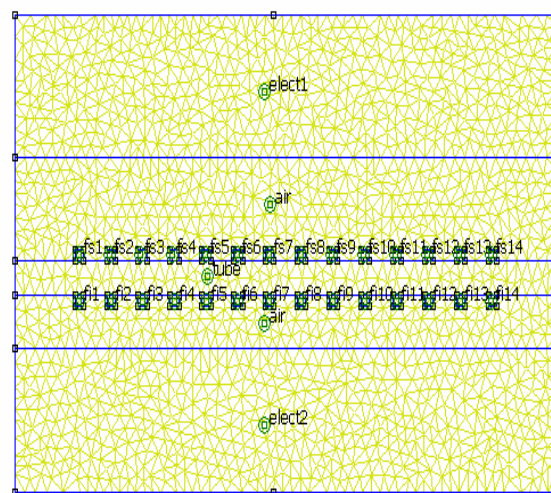


Fig.V.18 : représentation du maillage du domaine d'étude

V.14. Densité de puissance

La densité de puissance est injecté dans les différents cas sont donnée par le tableau suivant:

Tableau.V.1. Donne les valeurs de la densité de puissance injectée dans les deux électrodes et le tube.

Unité : W /m ³	Sans contact		En contact	
	Sans défaut	Avec défaut	Sans défaut	Avec défaut
Electrode supérieure	52331.73	53485.577	1.54*10 ⁵	1.536*10 ⁵
Electrode inférieure	15240.38	15240.38	1.615*10 ⁵	1.534*10 ⁵
tube	30000	29734.34	6.4*10 ⁴	3.182*10 ⁴

Tableau.V.2. Donne les valeurs de la densité de puissance injectée dans les fils supérieures.

Fils supérieures	Sans contact		En contact	
	Sans défaut	Avec défaut	Sans défaut	Avec défaut
F1	44.14*10 ⁵	43.85*10 ⁵	61.5*10 ⁵	58.39*10 ⁵
F2	49.8*10 ⁵	49.24*10 ⁵	66.2*10 ⁵	63.67*10 ⁵
F3	53.25*10 ⁵	52.73*10 ⁵	65.6*10 ⁵	64.19*10 ⁵
F4	55.07*10 ⁵	54.37*10 ⁵	63.6*10 ⁵	62.3*10 ⁵
F5	55.86*10 ⁵	55.31*10 ⁵	62.3*10 ⁵	60.94*10 ⁵
F6	56.26*10 ⁵	55.31*10 ⁵	61.3*10 ⁵	59.96*10 ⁵
F7	56.44*10 ⁵	56.04*10 ⁵	60.9*10 ⁵	59.89*10 ⁵
F8	56.25*10 ⁵	55.88*10 ⁵	60.9*10 ⁵	59.76*10 ⁵
F9	56.38*10 ⁵	55.76*10 ⁵	61.3*10 ⁵	60.16*10 ⁵
F10	55.86*10 ⁵	55.35*10 ⁵	62.3*10 ⁵	61.13*10 ⁵
F11	54.88*10 ⁵	54.41*10 ⁵	63.6*10 ⁵	62.3*10 ⁵
F12	53.125*10 ⁵	52.71*10 ⁵	65.6*10 ⁵	64.32*10 ⁵
F13	49.61*10 ⁵	49.14*10 ⁵	66.2*10 ⁵	63.87*10 ⁵
F14	43.94*10 ⁵	43.63*10 ⁵	61.3*10 ⁵	58.39*10 ⁵

Tableau.V.3. Donne les valeurs de la densité de puissance injectée dans les fils inférieures.

Fils inférieures	Sans contact		En contact	
	Sans défaut	Avec défaut	Sans défaut	Avec défaut
F1	693.36*10 ²	690.96*10 ²	61.52*10 ⁵	61.52*10 ⁵
F2	333.98*10 ²	333.55*10 ²	66.21*10 ⁵	66.21*10 ⁵
F3	189.25*10 ²	189.33*10 ²	65.62*10 ⁵	65.62*10 ⁵
F4	129.88*10 ²	129.31*10 ²	63.67*10 ⁵	63.67*10 ⁵
F5	107.42*10 ²	106.66*10 ²	62.11*10 ⁵	62.3*10 ⁵
F6	100.97*10 ²	100.02*10 ²	61.3*10 ⁵	61.33*10 ⁵
F7	99.6*10 ²	98.83*10 ²	60.94*10 ⁵	60.94*10 ⁵
F8	99.6*10 ²	98.89*10 ²	60.94*10 ⁵	60.94*10 ⁵
F9	100.78*10 ²	99.84*10 ²	61.3*10 ⁵	61.33*10 ⁵
F10	107.81*10 ²	106.96*10 ²	62.3*10 ⁵	62.3*10 ⁵
F11	130.47*10 ²	130.08*10 ²	63.67*10 ⁵	63.87*10 ⁵
F12	190.625*10 ²	190.19*10 ²	65.62*10 ⁵	65.63*10 ⁵
F13	335.94*10 ²	335.84*10 ²	66.01*10 ⁵	66.21*10 ⁵
F14	695.31*10 ²	693.44*10 ²	61.52*10 ⁵	61.52*10 ⁵

V.15. Les caractéristiques thermiques du dispositif

Les caractéristiques thermiques des différents matériaux du système considéré sont comme suit :

a. L'air

- Conductivité thermique $\lambda_{\text{air}} = 0.0234 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$

b. Le cuivre (les deux électrodes et les fils)

- Conductivité thermique $\lambda_{\text{cu}} = 401 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$

c. L'acier (tube)

- Conductivité thermique $\lambda_{\text{acier}} = 44.1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$

Dans le cas sans contact nous avons injectés les conductivités réelles de chaque matériaux par contre dans le cas en contact nous avons injecté la conductivité thermique équivalente (λ_{eq}) dans les trois matériaux. Elle est calculée comme suit :

$$\frac{\sum_{i=1}^n e_i}{\lambda_{eq}} = \sum_{i=1}^n \frac{e_i}{\lambda_i} \tag{V.12}$$

e_i : Distance de chaque matériau.

λ_i : Conductivité thermique de chaque matériau.

- Dans le cas sans défaut $\lambda_{eq} = 0.474 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
- Dans le cas de défaut $\lambda_{eq} = 0.451 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$

V.16. Variation de la température

La Fig.V.19.1.et Fig.V.19.2. Représentent La répartition de la température dans le dispositif dans le cas de la position sans contact sans défaut et avec défaut.

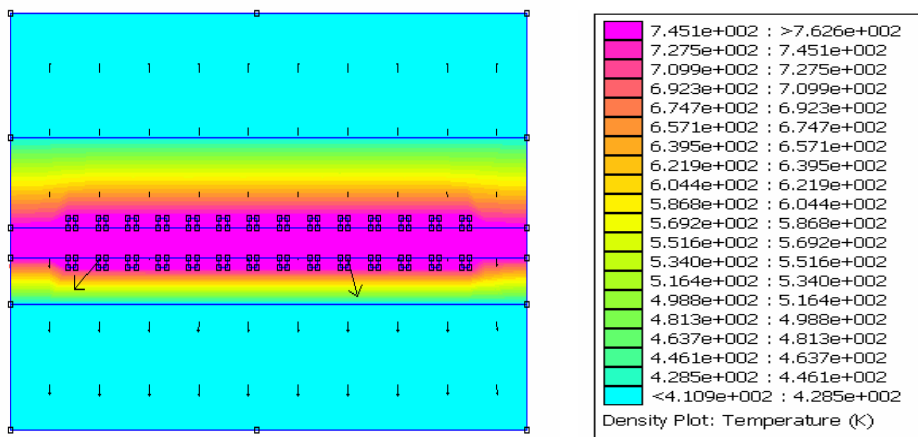


Fig.V.19.1. Répartition de la Température sans contact sans défaut, h=14

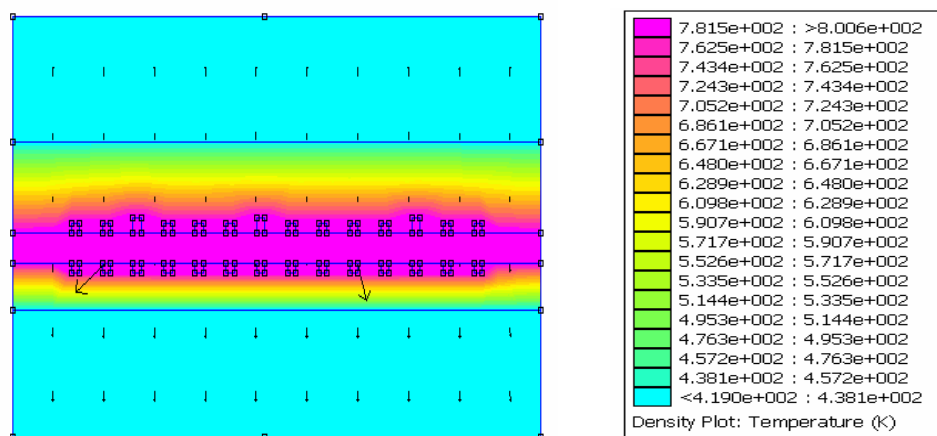


Fig.V.19.2. Répartition de la Température sans contact avec défaut, h=14

V.17. Résultat et interprétation

La Fig.V.20.1.et Fig.V.20.2. Représentent la variation de la température en fonction la position suivant le segment (AB) dans le cas sans contact sans défaut et avec défaut respectivement.

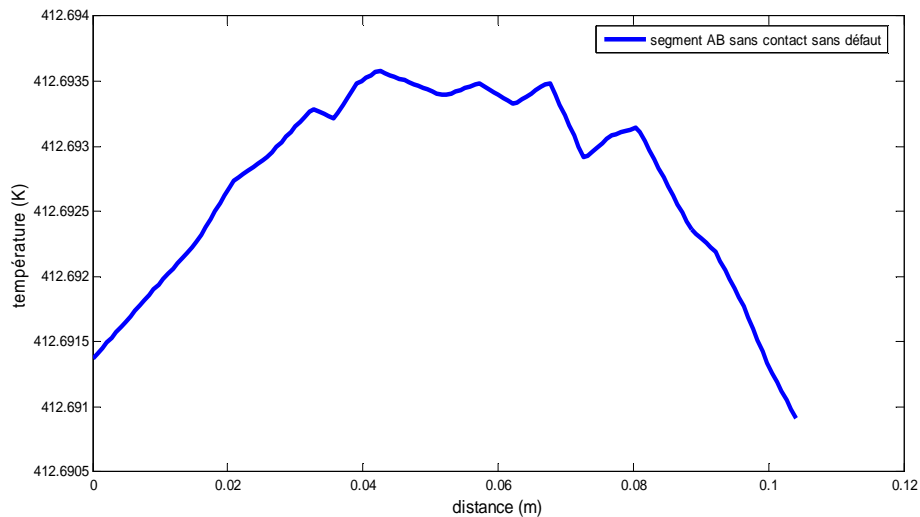


Fig.V.20.1. Température en fonction de la position suivant le Segment AB sans contact et sans défaut

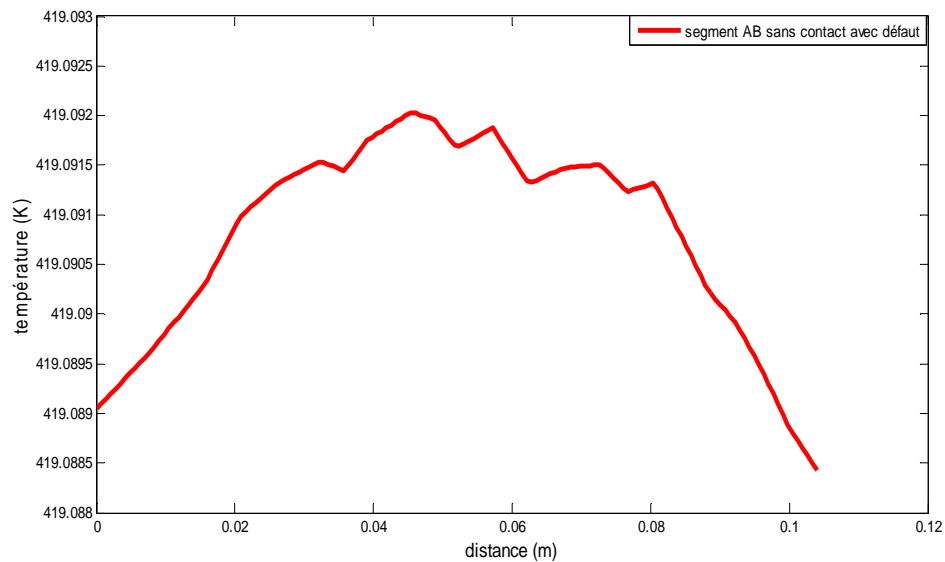


Fig.V.20.2. Température en fonction de la position suivant le Segment AB sans contact et avec défaut

La Fig.V.21.1.et Fig.V.21.2. Représentent la variation de la température en fonction la position suivant le segment (CD) dans le cas sans contact sans défaut et avec défaut respectivement.

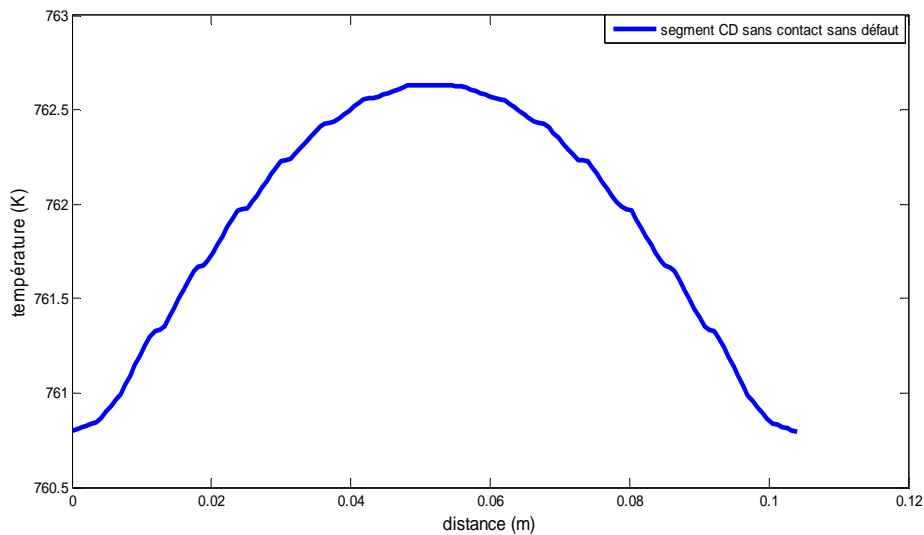


Fig.V.21.1 Température en fonction de la position suivant le Segment CD sans contact et sans défaut

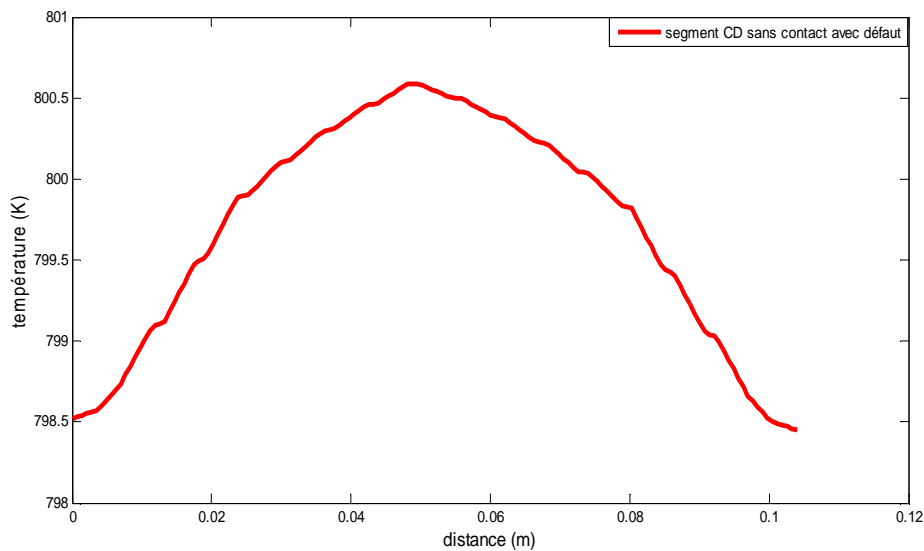


Fig.V.21.2. Température en fonction de la position suivant le Segment CD sans contact et avec défaut

La Fig.V.22.1.et Fig.V.22.2. Représentent la variation de la température en fonction la position suivant le segment (EF) dans le cas sans contact sans défaut et avec défaut respectivement.

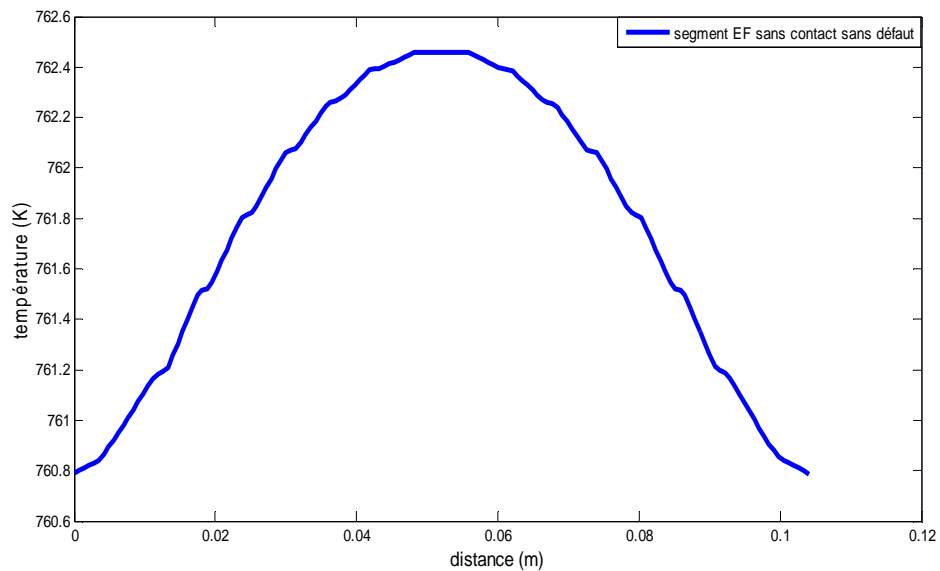


Fig.V.22.1 Température en fonction de la position suivant le Segment CD sans contact et sans défaut

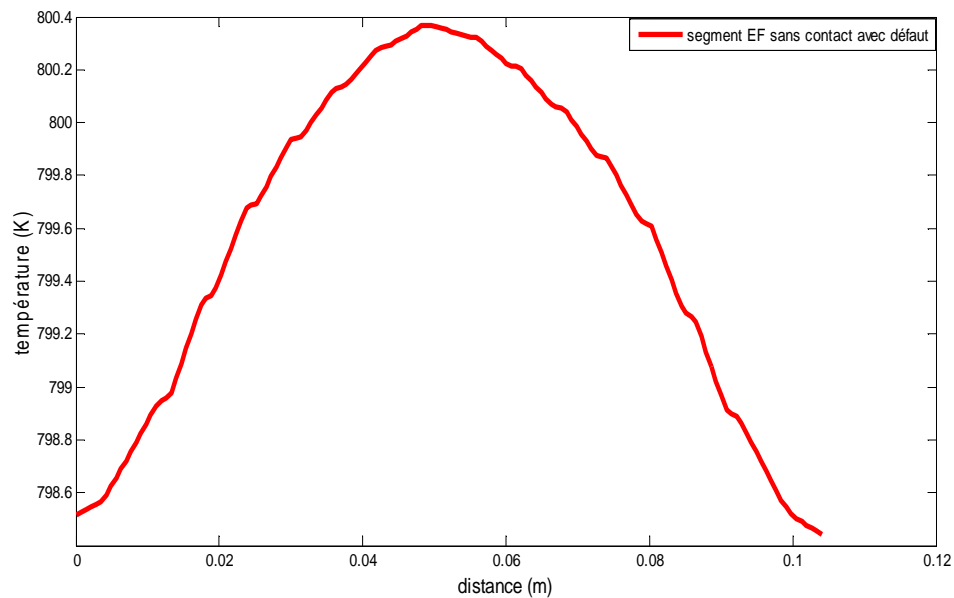


Fig.V.22.2. Température en fonction de la position suivant le Segment CD sans contact et avec défaut

La Fig.V.23.1.et Fig.V.23.2. Représentent la variation de la température en fonction la position suivant le segment (GH) dans le cas sans contact sans défaut et avec défaut respectivement.

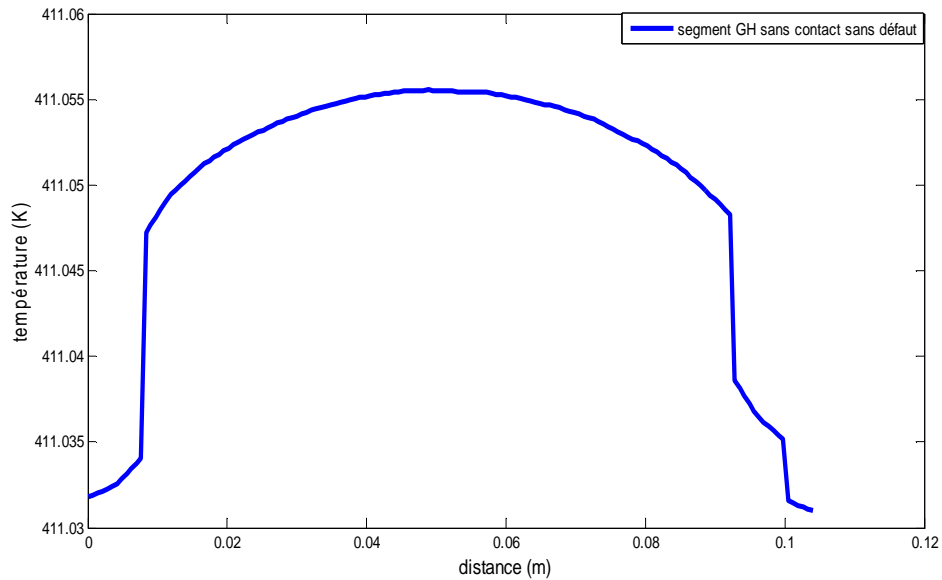


Fig.V.23.1 Température en fonction de la position suivant le Segment GH sans contact et sans défaut

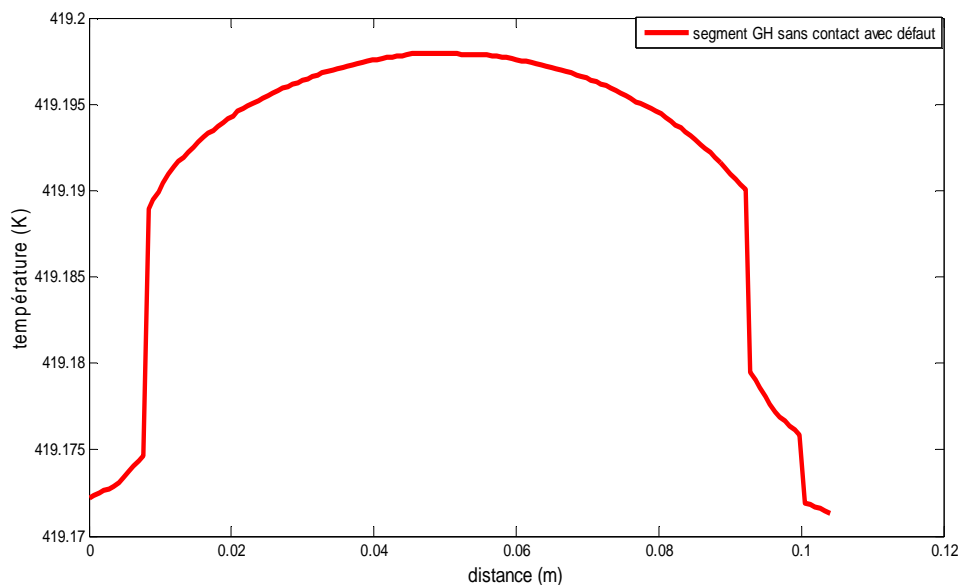


Fig.V.23.2 Température en fonction de la position suivant le Segment GH sans contact et avec défaut

Les Fig.V.24.1. et Fig.V.24.1. Représentent La répartition de la température dans le dispositif dans le cas de la position avec contact sans défaut et avec défaut.

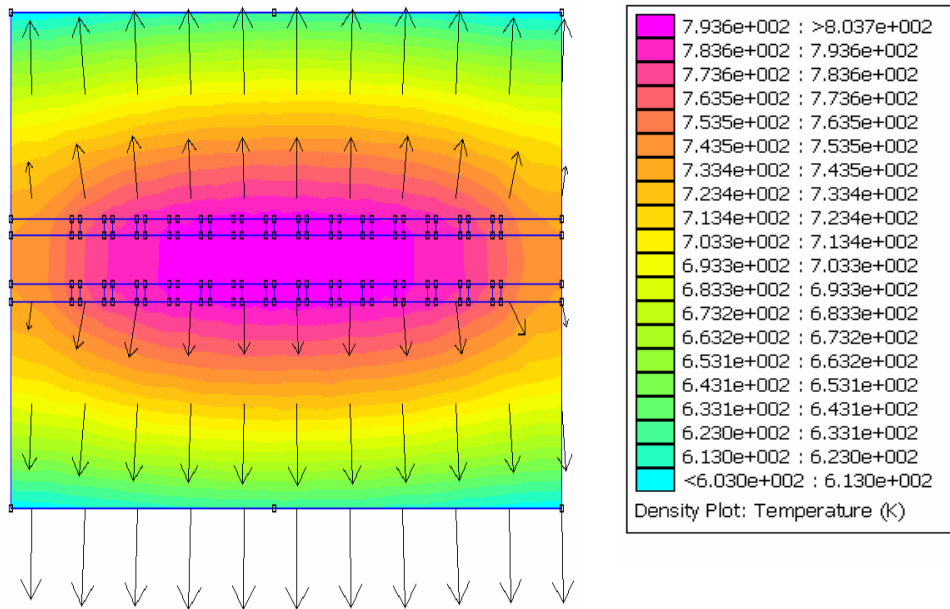


Fig.V.24.1. Répartition de la température en contact sans défaut, h=17

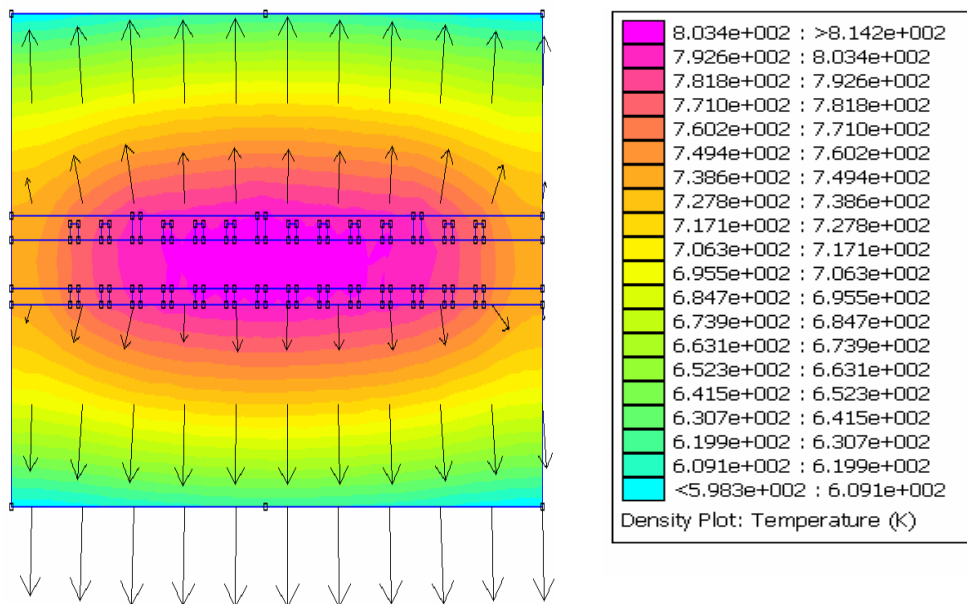


Fig.V.24.2. Répartition de la température avec contact avec défaut h=17

La Fig.V.25.1.et Fig.V.25.2. Représentent la variation de la température en fonction la position suivant le segment (AB) dans le cas avec contact sans défaut et avec défaut.

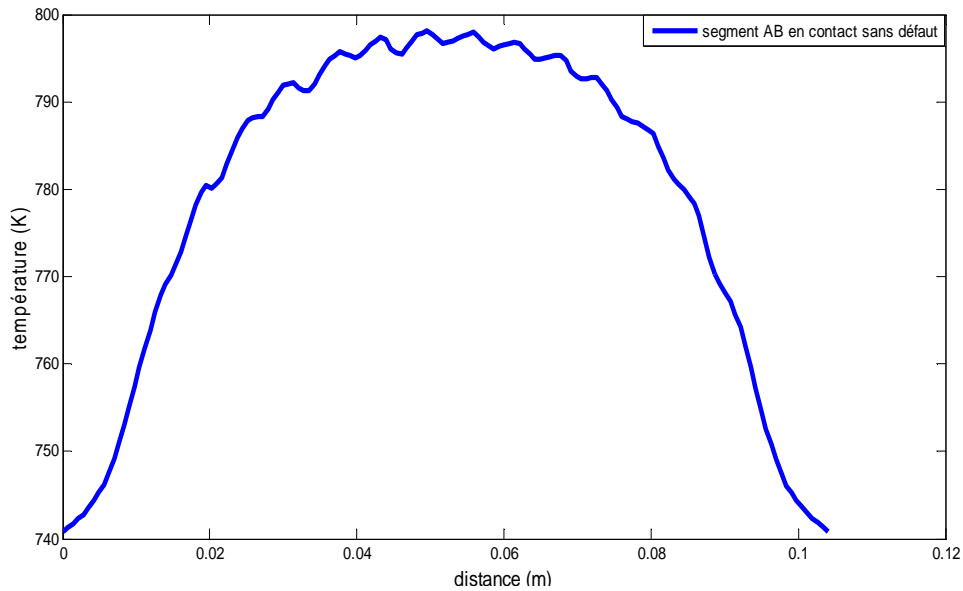


Fig.V.25.1. Température en fonction de la position suivant le Segment AB avec contact et sans défaut

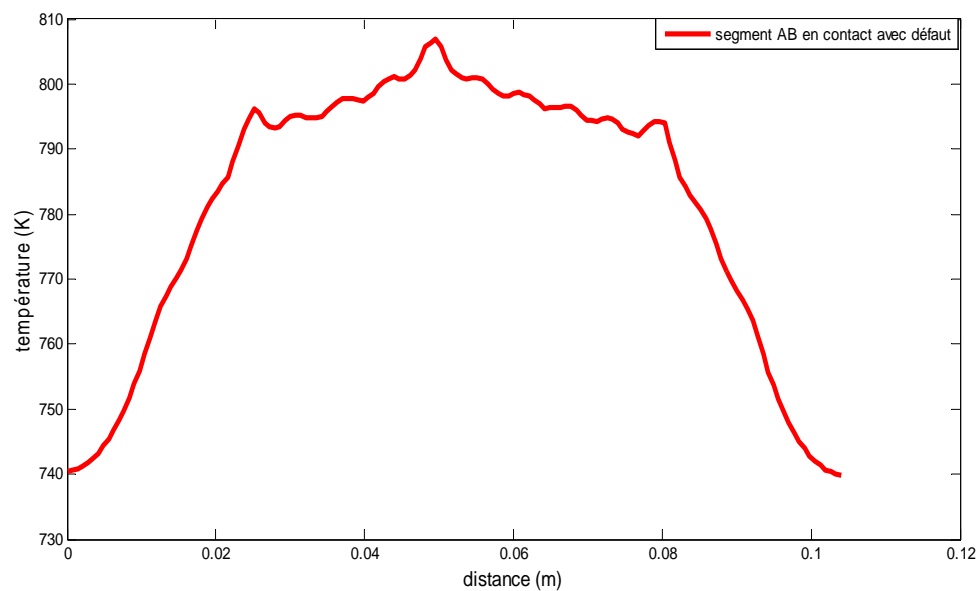


Fig.V.25.2. Température en fonction de la position suivant le Segment AB avec contact et avec défaut

La Fig.V.26.1.et Fig.V.26.2. Représentent la variation de la température en fonction la position suivant le segment (CD) dans le cas avec contact sans défaut et avec défaut.

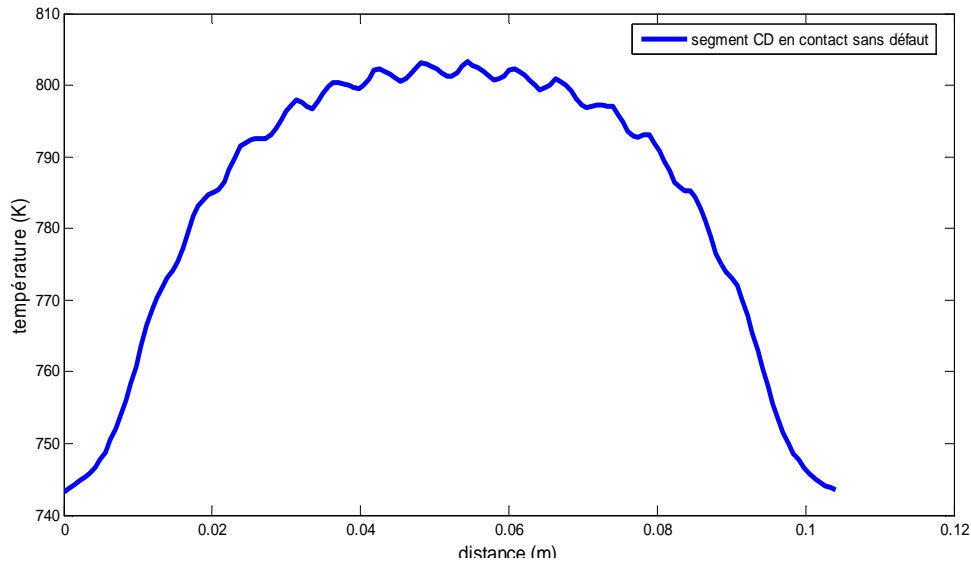


Fig.V.26.1. Température en fonction de la position suivant le Segment CD avec contact et sans défaut

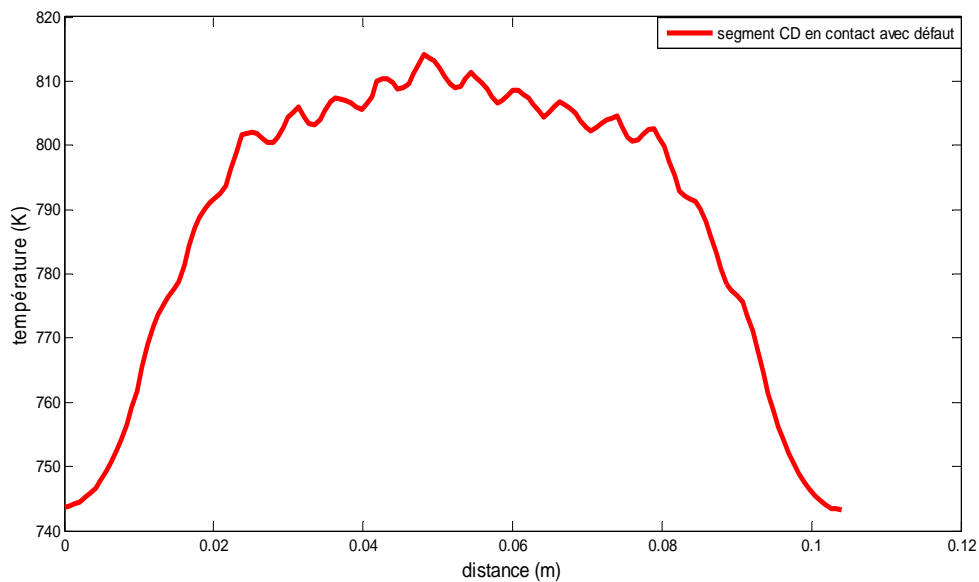


Fig.V.26.2. Température en fonction de la position suivant le Segment AB avec contact et avec défaut

La Fig.V.27.1.et Fig.V.27.2. Représentent la variation de la température en fonction la position suivant le segment (EF) dans le cas avec contact sans défaut et avec défaut.

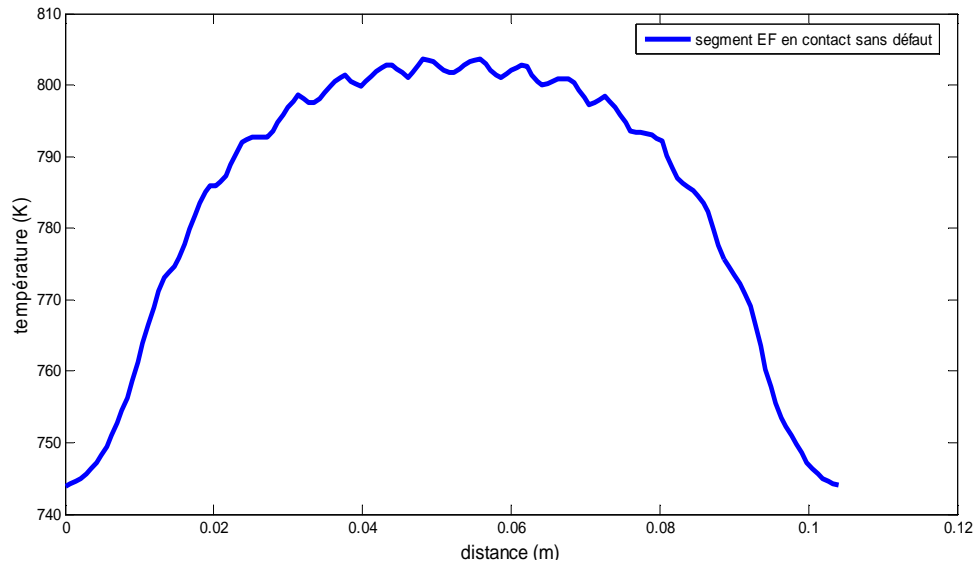


Fig.V.27.1. Température en fonction de la position suivant le Segment EF avec contact et sans défaut

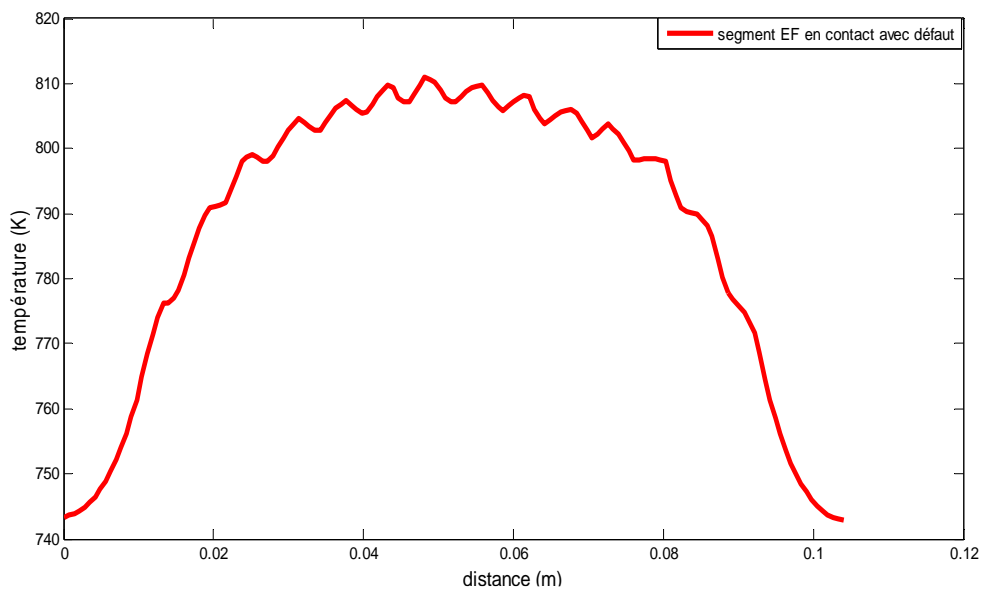


Fig.V.27.1. Température en fonction de la position suivant le Segment EF avec contact et sans défaut

La Fig.V.28.1.et Fig.V.28.2. Représentent la variation de la température en fonction la position suivant le segment (GH) dans le cas avec contact sans défaut et avec défaut.

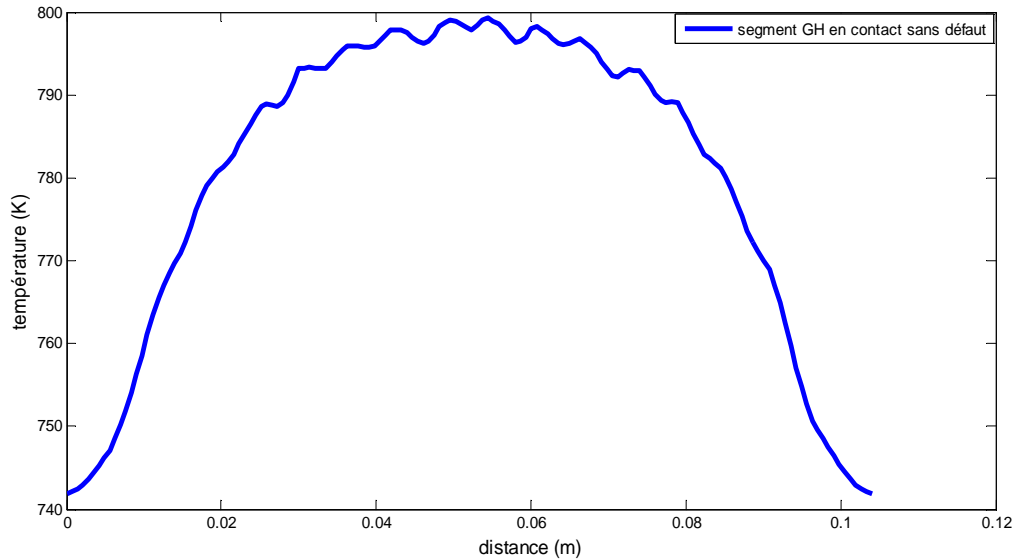


Fig.V.28.1. Température en fonction de la position suivant le Segment GH avec contact et sans défaut

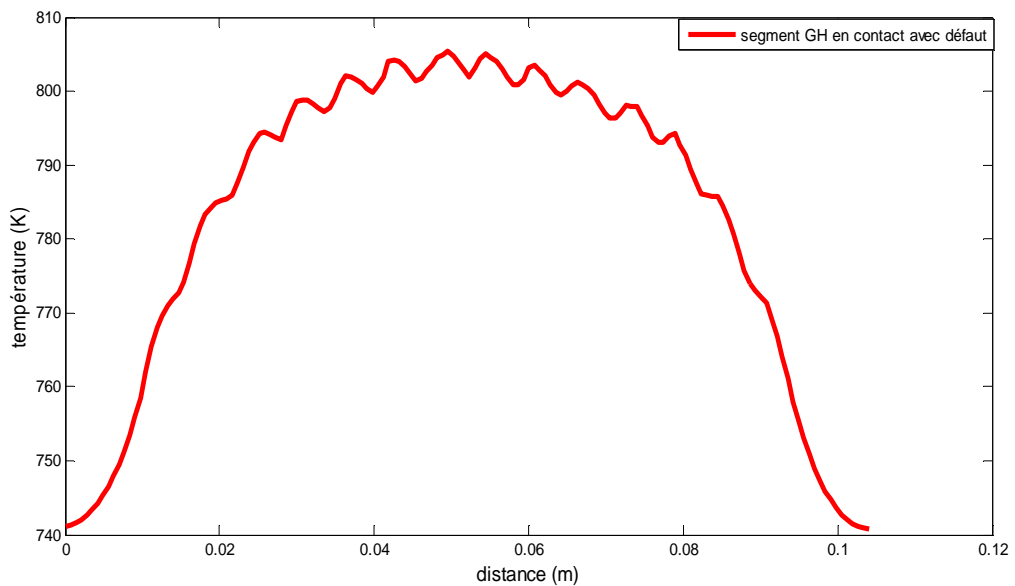


Fig.V.28.2. Température en fonction de la position suivant le Segment GH avec contact et avec défaut

Pour les Fig.V.20.1 ; Fig.V.20.2, Fig.V.21.1 ; Fig.V.21.2, Fig.V.22.1 ; Fig.V.22.2, Fig.V.23.1 ; Fig.V.23.2. Nous avons la variation de la température est presque symétrique le long de chaque segment, mais dans le cas de défaut il y a une augmentation de la température dans le même segment par rapport à celle sans défaut.

En comparant les d Fig.V.25.1. et Fig.V.25.2. Nous constatons que la température est presque symétrique mais nous avons une augmentation importante de la température au niveau des fils qui ont le défaut.

La Fig.V.26.1.et la Fig.V.26.2. Nous remarquons que la valeur de la température le long du segment est variable, elle atteint la valeur maximale au niveau des fils, mais la valeur de la température au niveau des fils avec défaut est supérieure à celle sans défaut.

Les Fig.V.27.1 ; Fig.V.27.2 et Fig.V.28.1 ; Fig.V.28.2. Illustrent la variation de la température le long des segments, cette dernière n'est pas constante elle est minimale aux extrémités et maximale au niveau des fils avec défaut.

V.18.Conclusion

La partie application nous a permis d'aboutir à une conclusion pour les deux cas, premier cas concerne l'électromagnétique et le deuxième cas concerne la thermique. Dans le premier cas l'induction varie suivant les lignes du champ, l'existence de cette dernière donne la naissance d'une chaleur au niveau des éléments, ainsi les défauts influents sur l'augmentation de l'induction. Dans le deuxième cas la température n'est pas constante le long de chaque segment, mais elle est presque uniforme au niveau des fils, par contre dans le cas de défaut n'est pas uniforme dans les fils qui ont le défaut.

Conclusion
Générale

Conclusion générale

Nous nous sommes intéressés au cours de ce travail à l'étude de l'évaluation de la température dans une machine soudeuse par bossage de condenseur par la méthode des éléments finis.

Au premier lieu, nous avons donnés des généralités sur le soudage particulièrement le soudage par bossage parce que cette technique concerne la machine soudeuse condenseur proposée.

Nous avons déduit les modèles d'équations aux dérivées partielles qui décrivent le comportement des phénomènes électromagnétique et thermiques qui régissent le dispositif.

Pour la machine soudeuse condenseur le phénomène électromagnétique est régit par l'équation magnétodynamique en régime harmonique qui traduit la variation de l'induction dans la machine. Le phénomène thermique est régit par les équations de convection et de conduction qui traduit l'échange de chaleur avec le milieu ambiant et la répartition de la température dans le dispositif. Nous adoptons par conséquent la méthode des éléments finis comme outil numérique de résolution de ces deux équations, vu qu'elle est largement adaptée pour ce type de géométrie et de calcul.

Pour réaliser notre étude nous avons simplifié la partie de la machine et nous avons étudiés un quart du dispositif car le même phénomène se répète le long de ce dernier et d'une autre part nous avons simplifiés le dispositif sous deux formes carré pour les fils et rectangle pour les électrodes supérieure et inférieure pour faciliter l'étude théorique, ainsi nous avons prit en considération les deux cas sans défaut et avec défaut. La résolution du problème électromagnétique nous a permis de calculer la densité de puissance pour résoudre le problème thermique.

La partie application nous a permis d'aboutir à des résultats concernant les deux phénomènes électromagnétique et thermique, pour le premier cas l'induction varie suivant les lignes du champ, l'existence de cette dernière donne la naissance d'une chaleur au niveau des éléments, ainsi les défauts influent sur l'augmentation de l'induction. Dans le deuxième cas la température n'est pas constante le long de chaque segment mais presque uniforme au niveau des fils, par contre dans le cas de défaut la température augmentent au niveau des segments, l'augmentation de cette dernière peut conduire à la fusion des condenseurs.

Bibliographie

Bibliographie

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Makhlouf Hamide, « Modélisation numérique du soudage », Thèse de Doctorat 17 Juillet 2008 à l'Ecole nationale supérieure des mines de paris, 17 juillet 2008
- [2] Guy MURRY « Soudage et sensibilité métallurgique des métaux », Document de l'ENIEM.
- [3] Rolan CAZES « soudage par résistance ».Edition technique de l'ingénieur ;pp((2-15), 11-1993.
- [4] Bruno CHERON, « transfert thermique résumé de cours, problème corrigés », Edition ellipses, 1999.
- [5] LEILA TARGA, « Modélisation par éléments finis des phénomènes couplés magnétique thermiques en vue de l'étude des dispositifs de chauffage par induction de pièce au défilé et fixes », Mémoire d'ingénieur en Electrotechnique- Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 2005.
- [6] Hocine GAHLOUZE, Soraya NAIT LARBI, « Contribution au diagnostique et à la modélisation 2D par élément finis des phénomènes synchrones à aimants permanents à flux radial », Mémoire d'ingénieur en Electrotechnique, Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 2006.
- [7] J.P.LONCHAMP, « comprendre et appliquer l'électrocinétique des courants variables (courant alternatifs) », Edition Masson, 1991.
- [8] M.Ivanès, R.Perret, « Elément de Génie électrique » connaissances de base et machines statiques, Edition HARMES, 1994.
- [9] Morcel JUFER, « circuit magnétiques », technique de l'ingénieur, traité génie électrique DOC, D1050, 06-1996.
- [10] Nadia BOUAZIZ, « Modélisation par éléments finis d'un transformateur de puissance », Mémoire d'ingénieur en Electrotechnique, Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 2004-2005.
- [11] M. RACHEK, « Modélisation par élément finis de système électromagnétique en mouvement de structures tridimensionnelles : Application au couplage magnétique, mécanique et au contrôle non-destructif par courant de Foucault » Thèse de Doctorat, Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 2007.
- [12] Yamina BELKHIRI, « Modélisation des Phénomènes Electromagnétiques et Mécaniques Couplés par la Méthode des Volumes Finis (CVM) », Mémoire de Magister, Université de Batna.

[13] DJ.BENAI, D.CHALAL, KH. HAMITE, «Etude comparative axisymétrique cartésienne et analyse d'un lanceur électromagnétique sous logiciel FEMM », Mémoire d'ingénieur en Electrotechnique- Université de Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou 2004.

[14] Nassima BERGOUG, « étude de l'influence des matériaux Ferromagnétiques sur les performances d'une machine MHD par la modélisation numérique 2D » Mémoire de magister, BATNA.

[15] B. BLKACEM, S. DJALLIL, O. MOHAND OUAMER, « Etude par la méthode des éléments finis d'une machine synchrone à aimants permanents en présence de défauts due à la désaimantation, mémoire d'ingénieur», Mémoire d'ingénieur en Electrotechnique- Université de Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou 2006.