

Ministère de l'enseignement Supérieur et de la recherche Scientifique

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Badji Mokhtar Annaba University
Université Badji Mokhtar – Annaba
Faculté de Technologie
Département de Génie Mécanique



جامعة باجي مختار – عنابة

كلية التكنولوجيا

قسم الهندسة الميكانيكية

Année : 2024

Thèse

Présentée pour obtenir le diplôme de

Doctorat

Spécialité : : Energétique et développement durable

Par :

ZEMMOURI Amina

Thème :

**Contribution à l'étude des aspects thermique régissant
le contact mobile cas du contact périodique et
électrothermique.**

N°	Nom et prénom	Grade	Etablissement	Qualité
01	LAGRED Ahmed	Prof	Université Badji Mokhtar - Annaba	Président
02	AZZOUZ Salaheddine	Prof.	ENSTI -Annaba	Rapporteur
03	AYAD Amar	MCB	ENSTI -Annaba	Corapporteur
04	BENAMIRA Mohamed	MCA	Université Badji Mokhtar - Annaba	Examineur
05	TALBI Nabil	MCA	Université 20 aout 1955 Skikda	Examineur

Remerciements

Je souhaite adresser des remerciements tout particuliers à mon directeur de thèse, Monsieur AZZOUZ Salaheddine, Professeur à l'ENSTI - Annaba, pour son soutien constant, son expertise et ses conseils avisés qui ont guidé mes recherches et ont été déterminants dans la réussite de ce travail.

Je remercie également mon co-directeur de thèse, Monsieur AYAD Amar, MCB à l'ENSTI - Annaba, pour sa rigueur scientifique, son accompagnement bienveillant et son implication tout au long de ce parcours.

Je tiens également à exprimer ma gratitude à Monsieur LAGRED Ahmed, Professeur à l'Université Badji Mokhtar - Annaba, Président du jury, de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ma thèse.

Mes remerciements vont à Monsieur BENAMIRA Mohamed, MCA à l'Université Badji Mokhtar – Annaba et à Monsieur TALBI Nabil, MCA à l'Université 20 août 1955 Skikda, qui ont bien voulu être examinateurs.

Dédicaces

À mes chers parents, mon mari, mes précieux enfants Racime et Hanine, ainsi qu'à mes chers frères et sœurs,

En ce moment solennel, alors que je tiens ma thèse de doctorat entre les mains, je ne peux m'empêcher de réfléchir à tout ce chemin parcouru, aux épreuves surmontées, et à l'amour incommensurable qui m'a porté à chaque étape de cette aventure intellectuelle. Cette dédicace est un témoignage de ma profonde gratitude envers chacun de vous, car sans votre soutien infaillible, cette réalisation n'aurait pas été possible.

À mes chers parents, vous êtes les piliers de ma vie. Vous m'avez inculqué les valeurs de détermination, de persévérance et d'excellence, qui ont été mon guide tout au long de cette entreprise. Votre amour inconditionnel, vos sacrifices silencieux et votre confiance en moi sont le socle sur lequel repose ma réussite. Cette thèse est autant la vôtre que la mienne, car elle porte l'empreinte de vos rêves et de votre éducation.

À mon mari, tu as été mon roc, mon compagnon de route et mon soutien constant. Pendant les moments de doute, tu as toujours été là pour m'encourager, pour m'insuffler la force de persévérer, et pour partager ma joie à chaque petit pas en avant. Je suis honorée de t'avoir à mes côtés.

À mes enfants adorés, Racime et Hanine, vous avez été mes sources d'inspiration inépuisables. Votre patience et votre compréhension pendant les longues heures que j'ai consacrées à la recherche ont été une boussole pour moi. Chacun de mes succès est aussi le vôtre, et je suis impatiente de vous voir grandir en sachant que rien n'est impossible.

À mes frères et sœurs, votre présence a illuminé les moments difficiles et a amplifié les moments de joie. Vous m'avez montré que le soutien familial est inestimable, et je suis reconnaissante de pouvoir compter sur vous, peu importe les circonstances.

Les défis que j'ai relevés pour atteindre ce jour ont été nombreux, mais grâce à vous tous, ils sont devenus des opportunités de croissance et d'épanouissement. Cette thèse est dédiée à chacun d'entre vous, en reconnaissance de l'amour, de la foi et du soutien inconditionnel que vous m'avez offerts.

Amina Zemmouri

تتناول هذه الأطروحة محورين أساسيين في مجال الهندسة الحرارية. في المحور الأول، تم تطوير نموذج لتحليل السلوك الحراري في حالات التلامس الدوري. وقد جرى التحقق من صحة هذا النموذج بمقارنته مع دراسات تجريبية أخرى، وأظهرت النتائج توافقاً جيداً، حيث كشفت عن تأثير كل من تردد التلامس ومعامل توزيع الفترة على تدفق الحرارة والمقاومة المتقطعة للتلامس.

أما في المحور الثاني، فتتناول الأطروحة النمذجة الحرارية في التلامسات الكهروحرارية. وتم تقديم منهجية شبه تحليلية للتعامل مع مشكلة التوصيل الكهروحراري المقترن بتوليد الحرارة على مدى فترات زمنية قصيرة، وأبرزت المحاكاة أهمية الانتشارية الحرارية في الحصول على نتائج متقاربة.

تساهم النتائج التي تم التوصل إليها في تعميق الفهم للظواهر الحرارية، كما تساعد في تحسين تصميم التطبيقات الصناعية التي يلعب فيها انتقال الحرارة عند الواجهات الصلبة دوراً مهماً.

الكلمات المفتاحية: السلوك الحراري، التلامس الدوري، الانتشارية الحرارية، التلامسات الكهروحرارية، تأثير جول

Abstract

This thesis addresses two crucial aspects of thermal engineering. In the first case, a model is developed to analyze thermal behavior under periodic contact. The model was validated against other experimental studies, and the results show good agreement, revealing the influence of contact frequency and the period-sharing coefficient on heat flux and intermittent contact resistance.

In the second case, thermal modeling in electrothermal contacts is addressed. A semi-analytical approach for short-time solutions is presented. The simulations highlight the importance of thermal diffusivity in achieving convergent results. The findings contribute to a better understanding of thermal phenomena and improve the design of industrial applications where thermal transfer at solid-solid interfaces plays an important role

Keywords: Thermal behavior, periodic contact, thermal diffusivity, electro-thermal contacts, Joule effec

Résumé

Cette thèse aborde deux aspects cruciaux de l'ingénierie thermique. Dans le premier cas, un modèle est développé pour analyser le comportement thermique pour le contact périodique. Le modèle était validé avec d'autres études expérimentales et les résultats montrent une bonne concordance, révélant l'influence de la fréquence de contact et du coefficient de partage de la période sur le flux de chaleur et la résistance intermittente de contact.

Dans le deuxième cas, la modélisation thermiques dans les contacts électrothermiques est abordée. Une approche semi-analytique pour les solutions aux temps court, est présentée. Les simulations mettent en évidence l'importance de la diffusivité thermique pour obtenir des résultats convergents. Les résultats obtenus contribuent à une meilleure compréhension des phénomènes thermiques et permettent d'améliorer la conception des applications industrielles où les transferts thermiques aux interfaces solide-solide jouent un rôle important.

Mots-clés : Comportement thermique, contact périodique, diffusivité thermique, contacts électrothermiques, effet de Joule.

Table des matières

Remerciements

Dédicaces

ملخص

Abstract

Résumé

Liste des figures

Liste des tableaux

Nomenclature

Introduction générale.....1

Chapitre I : Etude du transfert thermique par contact

I.1.Introduction.....4

I.2.Notions sur la résistance thermique de contact.....5

I.2.1.Définition.....5

I.2.2.Processus de transfert de chaleur par contact.....6

I.2.3.Les différents facteurs qui impactent la résistance thermique de contact.....8

I.2.3.1. La pression contact.....8

I.2.3.2. La température moyenne de contact.....9

I.2.3.3. Le temps d'expérimentation.....9

I.2.4.Modélisation de la résistance thermique de contact.....10

I.2.4.1. Caractérisation de la géométrie de la surface.....10

I.2.4.2. Modèles thermiques.....10

I.3.Notions fondamentales sur la résistance électrique de contact.....13

I.3.1.Résistance de constriction.....14

I.3.2.Mécanismes de transport électronique.....16

I.3.2.1. Transport balistique.....16

I.3.2.2. Transport quasi balistique.....17

I.3.3. Influence de l'épaisseur du film mince conducteur.....18

I.3.4. Couplage électrothermique au sein du tube de courant/flux21

I.3.4.1. Relation tension – température de Kohlrausch.....21

I.3.4.2. Dissipation par effet joule au sein des volumes de constriction.....23

I.4.Conclusion.....25

Chapitre II : état de l'art du transfert de chaleur par contact

II.1.Introduction.....	26
II.2.Bibliographie sur le contact périodique.....	27
II.2.1.Exploration du contact solide-solide fixe.....	28
II.2.1.1.Études expérimentales.....	28
II.2.1.2.Analyse et simulation du transfert de chaleur par contact.....	29
II.2.2. Exploration du contact solide-solide fixe périodique.....	29
I.2.2.1. Études expérimentales.....	30
I.2.2.2. Exploration analytique et numérique.....	30
I.2.3.Transfert de chaleur entre la soupape d'échappement et son siège dans les moteurs à combustion interne.....	30
I.2.3.1.Évaluation de la conductance thermique à l'interface siège- soupape.....	31
I.2.4.Les facteurs influençant le transfert de chaleur.....	33
I.2.4.1. Impact de la pression.....	33
I.2.4.2. Impact de la température.....	35
I.2.4.3. Impact des revêtements surfacique.....	35
I.2.4.4. Impact de la fréquence de contact.....	36
I.2.4.5. Impact de la topographie et de la rugosité de surface.....	36
I.2.4.6. Impact de l'espace gazeux à l'interface de deux solides en contact.....	38
I.2.4.7.Impact de cycles de chargement-déchargement sur la conductance thermique de contac.....	38
I.2.4.8. Impact de la courbure de surface.....	39
II.3.Bibliographie sur l'électrothermie.....	39
II.4.Conclusion.....	45

Chapitre III : Modelisation mathématique du contact periodique

III.1.Introduction.....	46
III.2.Application au cas siege-soupape.....	46
III.2.1. Modele thermique.....	46
III.2.2. Choix du modèle théorique.....	48
III.2.3. Résolution numérique.....	50
III.2.3.1.La méthode des différences finies.....	50
III.2.4. Contact fermé.....	52
III.2.4.1.1.Discrétisation du système.....	53

III.2.5. Contact ouvert.....	55
III.2.5.1.1. Discrétisation du système	56
III.2.6. Méthode de résolution numérique du système périodique.....	58
III.2.7. Établissement du régime périodique : conditions requises.....	61
III.2.7.1. Analyse des températures successives pour déterminer l'état du régime établi.....	61
III.2.7.2. Détermination du régime périodique à l'aide de la constante de temps.....	62
III.2.8. Sélection des matériaux.....	62
III.3. Résultats et discussion.....	63
III.3.1. Validation du modèle.....	63
III.3.2. Effet de la fréquence de contact et du coefficient de partage de la période sur le transfert thermique	68

Chapitre IV : Résolution du contact électrothermique aux temps courts

VI.1. Introduction.....	71
VI.2. Méthode semi-analytique et applications en électrothermie.....	72
VI.2.1. Perturbations thermiques aux temps courts.....	72
VI.2.2. Hypothèse des milieux semi-infinis.....	72
VI.2.3. Changement de variable et résolution du système.....	74
VI.2.4. Simulations numériques.....	79
VI.2.5. Le choix des matériaux.....	80
VI.2.6. Résultats et discussions.....	80
Conclusions générales et perspectives.....	85
Références bibliographiques.....	87

Liste des figures

Chapitre I : Etude des interactions thermiques par contact

Figure I.1 : Champ de température.....	5
Figure I.2 : Schéma de principe de la résistance thermique de contact	7
Figure I.3 : Variations de résistance de contact en fonction de la pression	9
Figure I.4 : Cellule élémentaire représentative pour un rayon de contact a.	11
Figure I.5 : La constriction dans un milieu semi-infini.....	12
Figure I.6 : Champ électrique dans une constriction de courant.	14
Figure I.7 : Comparaison graphique des modes de transport diffusif et balistique à travers une constriction.....	16
Figure I.8 : Variation de la fonction Gamma avec le nombre de Knudsen K.....	17
Figure I. 9 : Analyse de la configuration d'interface plaque-cylindre-plaque	19
Figure I.10 : Analyse des phénomènes de conduction à l'échelle sub-micrométrique	20
Figure I.11 : Exploration des 4 types de contributions résistives dans un demi-contact.....	20
Figure I.12 : Schéma d'une constriction électrique entre deux aspérités avec un tube de flux.	24

Chapitre II : Etat de l'art du transfert de chaleur par contact

Figure II. 1 : Étude de l'évolution temporelle de la CTC	29
Figure II.2 : Schéma représentant l'utilisation de deux barres unidimensionnelles	31
Figure II.3 : Modélisation thermique du piston et du cylindre du moteur avec une représentation étendue des nœuds.....	32
Figure II.4 : Corrélation du transfert de chaleur par contact entre la conductance thermique et la Pression	34
Figure II.5 : Effet de la température sur la conductance thermique du contact.....	34
Figure II.6 : Influence du revêtement de nitrure de silicium sur la conductance thermique de contact en cuivre OFHC	35
Figure II.7 : Effet de la fréquence de contact sur la conductance thermique de contact.....	36
Figure II.8 : Relation entre la rugosité de surface et la conductance thermique de contact.	37
Figure II.9 : Effet de la rugosité de surface (5 μm) sur la conductance thermique de contact entre divers matériaux.	37

Figure II.10 : Évolution de la conductance thermique de contact lors des cycles decontact – non contact	38
Figure II.11 : Influence du rayon de courbure sur la résistance thermique de contact.....	39
Figure II.12 : Illustration de la présentation d'une cellule de contact élémentaire axisymétrique.	44
Figure II.13 : Circuit thermique équivalent global.....	44

Chapitre III : Modélisation mathématique du contact périodique

Figure III. 1 : Schéma du modèle cylindrique monodimensionnel.	47
Figure III. 2 : Modélisation du contact fermé.....	51
Figure III. 3 : Schéma de discrétisation du système.	53
Figure III.4 : Modélisation du contact ouvert.....	55
Figure III. 5 : Procédure algorithmique de résolution du problème périodique.	60
Figure III.6 : Distribution de température adimensionnelle à la fin du cycle de contact	64
Figure III. 7 : Distribution sans dimension de la température à la fin du cycle de contact	65
Figure III.8 : Comparaison des distributions de température analytiques et expérimentales dans les matériaux en laiton.....	66
Figure III.9 : Comparaison des distributions de température à la fin du cycle de contact dans les matériaux en acier inoxydable.....	67
Figure III.10 : Evolution de la densité de flux en fonction de la fréquence pour différentes couples de matériaux avec $\gamma = 0,4$	68
Figure III.11 : Evolution de la résistance intermittente contact (R_{ic}) en fonction de la fréquence pour différent couple de matériaux ($\gamma = 0,4$).....	69
Figure III.12 : Évolution de la résistance intermittente de contact (R_{ic}) en fonction du coefficient de partage de la période pour $f=10$ Hz.	70

Chapitre IV : Résolution du contact électrothermique aux temps courts

Figure IV.1 : Illustration schématique du modèle de contact électrothermique.	73
Figure IV. 2 : Champs de température liés aux puissances volumiques.....	80
Figure IV.3 : Champs de température liés au flux généré (Longueurs infinies).....	81
Figure IV.4 : Comparaison entre le modèle de simulation et le modèle semi-Analytique	82
Figure IV.5 : Champs de température liés au flux généré (Longueurs finies).....	83

Liste des tableaux

Chapitre III : Modélisation mathématique du contact périodique

Tableau III. 1 : Propriétés thermophysiques des matériaux. 62

Chapitre IV : Résolution du contact électrothermique aux temps courts

Tableau IV.1 : Caractéristiques physiques des matériaux utilisés 80

Nomenclature

a:	Diffusivité thermique (m^2/s)
b:	Effusivité thermique ($\text{W}\cdot\text{s}^{-1/2}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$)
b_h :	Effusivité thermique harmonique
C_p :	Chaleur spécifique ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)
τ_c :	Constante de temps harmonique (s)
f:	Fréquence de contact (Hz)
F:	Fonction de constriction (m^{-1})
i:	Incrément spatial
L_j (j=1,2):	Épaisseur de la paroi (m)
M:	Incrément spatial correspondant à L
n:	Incrément temporel
R_{tc} :	Résistance thermique de contact ($\text{K}\cdot\text{m}^2/\text{W}$)
R_{ic} :	Résistance d'intermittence de contact ($\text{K}\cdot\text{m}^2/\text{W}$)
T:	Température totale, moyenne (K)
T_j (j=1,2):	Températures limites imposées (K)
X:	Axe du déplacement du galet
ΔT :	Saut de température moyen (K)
$T_{1,2}$:	Température initiale à l'interface dans le régime périodique établi
ΔT_0 :	Écart de température initial dans le régime périodique établi
$\Delta x, \Delta t$:	Pas d'espace (m) et de temps (s)
ϕ_m :	Densité de flux moyen
γ :	Coefficient de partage de la période
λ :	Conductivité thermique ($\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)
ρ :	Masse volumique ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)
τ :	Période de contact (s)
D :	Diamètre du cylindre (m)
I :	Intensité du courant électrique (A)
j :	Densité du courant électrique (A/m^2)
P:	Source de chaleur volumique (W/m^3)
V:	Potentiel électrique (V)

ϕ_g :	Flux généré à l'interface (W/m ²)
σ :	Conductivité électrique ($\Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$)
ρ_e :	Résistivité électrique ($\Omega \cdot \text{m}$)

Introduction générale

La recherche sur l'étude thermique des interfaces de contact est une discipline qui revêt une grande importance à la fois sur le plan fondamental et sur le plan des applications industrielles. Elle vise à comprendre les phénomènes physiques qui se produisent au niveau des interfaces où deux matériaux entrent en contact, et à étudier leur comportement thermique.

Les interfaces de contact sont présentes dans de nombreux domaines, tels que l'électronique, la mécanique, l'aérospatiale et l'énergie, et elles jouent un rôle crucial dans le transfert de chaleur et la dissipation thermique. La recherche dans ce domaine a pour objectif de développer des modèles thermiques fiables et validés qui permettent de prédire avec précision les performances thermiques des systèmes comportant des interfaces de contact.

Il est impératif de saisir pleinement les phénomènes physiques qui surviennent aux interfaces de contact, en développant une compréhension approfondie de la résistance thermique, de la conductivité thermique, des mécanismes de transferts de chaleur et des échanges entre les matériaux impliqués. Des simulations numériques et des modèles mathématiques sont utilisés pour étudier ces phénomènes.

L'objectif ultime de cette recherche est de fournir des outils et des méthodes permettant d'optimiser la conception et les performances thermiques des systèmes industriels. Cela peut inclure des améliorations de l'efficacité énergétique, une meilleure dissipation thermique des composants électroniques, une réduction des contraintes thermiques et une meilleure fiabilité des systèmes.

Dans le cadre de cette thèse de doctorat, nous nous intéresserons plus particulièrement à deux cas spécifiques : le contact thermique périodique et le contact électrothermique imparfait.

Le premier cas concerne le contact thermique périodique, qui se produit de manière cyclique entre deux surfaces en contact. Ce type de contact est fréquemment observé dans de nombreuses applications industrielles telles que les systèmes de refroidissement, les joints d'étanchéité et les dispositifs à mouvement alternatif. Notre objectif sera de modéliser le taux réel de contact dans une configuration périodique, en prenant en compte les déformations plastiques des aspérités avec une configuration statistique. Nous nous intéresserons notamment à la modélisation du transfert thermique entra siège-soupape d'un moteur à combustion interne en tenant compte de la variation de la surface de contact et des résistances thermiques variables à l'interface du contact.

Le deuxième cas concerne le contact électrothermique imparfait, où le flux thermique est influencé par des résistances thermiques et électriques de contact. Ce type de contact est d'une grande importance dans des applications telles que les dispositifs à semi-conducteurs, les systèmes de refroidissement électronique et les techniques de chauffage par induction. Notre objectif sera de mieux comprendre le comportement intrinsèque ou non du coefficient de partage du flux généré, en tenant compte des résistances thermiques et électriques de contact. Nous chercherons également à développer des modèles de caractérisation et de validation de ces phénomènes.

Cette action de recherche s'inscrit dans la continuité de deux thèses de doctorat précédentes. La première thèse visait à expliciter la dépendance de la résistance d'intermittence de contact vis-à-vis des paramètres de contact et à modéliser le flux transféré à partir de la théorie de la brusque mise en contact. La deuxième thèse [1] portait sur l'étude des paramètres décrivant la condition de liaison thermique à une interface de contact solide-solide imparfait, impliquant une dissipation par effet Joule [2]. Cependant, des études de modélisation et de validation supplémentaires sont nécessaires pour approfondir ces travaux.

Le présent travail de recherche sera donc axé sur l'analyse physique des phénomènes liés au transfert de chaleur par contact.

Le premier chapitre est consacré à l'introduction du transfert de chaleur par contact à travers des interfaces solide-solide. Nous commencerons par expliquer l'importance du transfert de chaleur par contact dans de nombreux domaines d'application, tels que l'électronique, l'industrie automobile, l'aérospatiale, et les technologies de l'énergie. Nous discuterons des défis associés à la modélisation et à la compréhension de ce phénomène, notamment en raison de la complexité des interfaces de contact.

Le deuxième chapitre présente un état de l'art sur les méthodes expérimentales et numériques utilisées pour caractériser les interfaces de contact thermique et électrothermique. Nous discutons des différentes techniques de mesure de la résistance thermique de contact, telles que la méthode du flux inverse, la méthode du contact en série et la méthode de la sonde thermique. Nous abordons également les techniques de mesure de la résistance électrique de contact, notamment la méthode des quatre pointes et la méthode du contact en série.

Dans le troisième chapitre, nous présentons les résultats de notre approche de modélisation du contact thermique périodique pour l'application siège soupape dans un moteur à combustion interne. Nous montrons comment notre modèle permet de prédire le transfert de chaleur à travers les interfaces de contact périodiques en prenant en compte la déformation plastique des aspérités lors du contact. Nous présentons des résultats numériques qui mettent en évidence

l'impact de la variation de la surface de contact sur la résistance thermique de contact, le coefficient de partage de la période et le transfert de chaleur.

Dans le quatrième chapitre, nous étudions le contact électrothermique imparfait pour les temps court et nous présentons les résultats de nos analyses. Nous examinons le comportement du coefficient de partage du flux généré en fonction des résistances thermique et électrique de contact, en tenant compte de la dissipation par effet Joule. Nous proposons une approche semi-analytique basée sur l'approximation des milieux semi-infinis. Nous présentons des résultats numériques qui mettent en évidence l'influence des propriétés matérielles et des conditions de contact sur le transfert de chaleur et d'électricité à travers l'interface. Ces résultats démontrent l'efficacité de nos approches de modélisation pour prédire le transfert de chaleur à travers les interfaces de contact thermique et électrothermique. Ils fournissent également des informations précieuses sur les phénomènes de contact et leurs implications dans diverses applications industrielles.

Le dernier chapitre sera consacré aux conclusions et aux perspectives de recherche futures. Nous résumerons les principaux résultats obtenus, les contributions de cette thèse, ainsi que les limites et les axes d'amélioration des modèles développés. Nous discuterons également des perspectives de recherche futures dans le domaine du transfert de chaleur par contact, en mettant en évidence les défis et les opportunités pour de nouvelles avancées scientifiques et technologiques.

Chapitre I : Etude du transfert thermique par contact

I.1. Introduction

Ce chapitre se concentre sur les notions fondamentales de la résistance thermique de contact (RTC) et de la résistance électrique de contact, ainsi que sur les avancées récentes dans le domaine des transferts de chaleur à travers une interface métal/métal. L'objectif principal est de comprendre les mécanismes de transfert de chaleur et d'électricité au niveau de l'interface, en mettant l'accent sur les phénomènes de constriction et les facteurs influençant ces résistances de contact.

Nous explorerons en détail la définition de la RTC et les mécanismes de transfert de chaleur à travers les interfaces, en soulignant l'importance de paramètres tels que la pression de contact, la température moyenne de contact, le flux de chaleur et le temps d'expérimentation. De plus, nous aborderons les modèles de caractérisation géométrique de la surface et les modèles thermiques utilisés pour décrire la RTC.

En ce qui concerne la résistance électrique de contact, nous étudierons la résistance de constriction, les mécanismes de transport électronique et les modèles permettant de décrire la résistance d'un contact multi strictions. Nous examinerons également le rôle de l'épaisseur du film mince conducteur et le couplage électrothermique au sein du tube de courant/flux. En particulier, nous nous pencherons sur la relation tension-température de Kohlrausch et la loi de Wiedemann-Franz, qui jouent un rôle essentiel dans la compréhension de la dissipation par effet Joule au sein des volumes de constriction.

Pour conclure cette section, nous mettrons en lumière les restrictions des modèles abordés, en reconnaissant que malgré leur utilité, ils comportent des approximations et des simplifications qui peuvent restreindre leur précision dans des situations réelles. Néanmoins, ces modèles fournissent une fondation robuste pour appréhender et examiner les phénomènes de contact thermique et électrique de résistance, et ils s'avèrent indispensables pour résoudre les enjeux complexes associés au transfert de chaleur et d'électricité à travers les interfaces entre métaux.

I.2. Notions sur la résistance thermique de contact

I.2.1. Définition

La résistance thermique de contact (RTC) a été décrite comme la mesure de la différence moyenne de température extrapolée à l'interface divisée par la densité du flux de chaleur traversant la surface de contact, lorsque les conditions thermiques sont en régime stationnaire [3].

Quand un flux de chaleur constant traverse la jonction entre les milieux 1 et 2, les profils thermiques, dépeints par $\varphi_{e1}(x)$ et $\varphi_{e2}(x)$, présentent une distribution linéaire à l'exception de la zone voisine du plan de contact théorique τ_0 (voir figure I.1), où ils deviennent tridimensionnels à cause des aspérités de la surface.

Vu la complexité de la modélisation de la surface de contact, il est difficile d'estimer avec précision ces profils thermiques. Pour déduire le profil thermique permanent en dehors de cette région perturbée, il est avantageux d'employer la notion de RTC. À cet effet, nous recourons aux températures extrapolées T_1 et T_2 dérivées des champs $\varphi_1(x)$ et $\varphi_2(x)$ respectivement, jusqu'au plan médian m . La résistance thermique du flux de chaleur à travers un tube de section unité, entre les plans P_1 et P_2 situés en dehors de la zone perturbée, peut être exprimée par une formule.

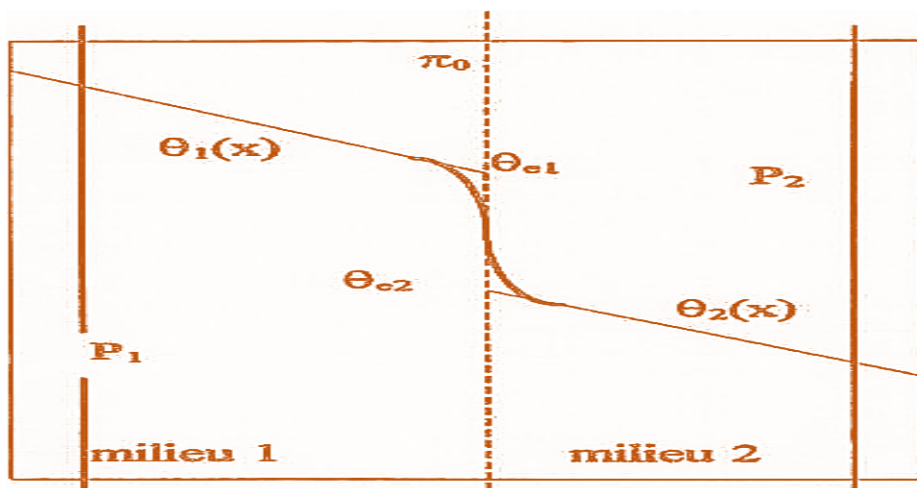


Figure 1.1 : Champ de température.

$$RT_{P_1P_2} = RT_{P_{e1}} + RTC + RT_{P_{e2}} \quad (I.1)$$

Les résistances thermiques (RT) entre P_1, P_2 et le plan médian π_0 supposent des champs de température linéaires et uniformes.

La résistance thermique de contact (RTC) se définit comme suit :

$$RTC = \frac{\theta_{e1} - \theta_{e2}}{\varphi} \quad (I.2)$$

Cette représentation simplifiée implique que la zone de perturbation a une épaisseur insignifiante et substitue la variation soudaine de température par une interruption. Ainsi, la RTC exprime le contact réel sans être liée à une théorie spécifique.

Le rapport inverse, connu sous le nom de conductance thermique de contact (CTC), est également fréquemment employé.

$$h = \frac{\varphi}{\theta_{e1} - \theta_{e2}} \quad (I.3)$$

I.2.2. Processus de transfert de chaleur par contact

La région où deux milieux se rencontrent constitue une interface thermique, qui agit comme une barrière partielle au transfert de chaleur. Le passage de la chaleur à travers cette interface peut être représenté par la relation suivante :

$$h = h_s + h_f \quad (I.4)$$

Où :

h : représente la conductance thermique moyenne totale de l'interface,

h_s : est la contribution de la conduction thermique dans les zones de contact solide/solide,

h_f : correspond à la contribution des interstices, comprenant les effets de conduction et de convection dans un fluide éventuel.

Le transfert thermique total à travers l'interface repose sur trois mécanismes principaux :

1. **Conduction solide via les zones de contact (h_s):**

La chaleur est transférée directement à travers les points où les aspérités des deux surfaces solides entrent en contact. Ces zones, bien que limitées, assurent une conductance thermique élevée grâce à la forte conductivité des matériaux solides.

2. **Conduction et convection dans le fluide interstitiel (h_f) :**

Les interstices entre les surfaces sont souvent remplis de fluide (comme de l'air ou une graisse thermique). Le transfert de chaleur dans ces zones combine :

- La **conduction thermique**, qui dépend des propriétés du fluide,
- La **convection thermique**, qui intervient lorsque le fluide est libre de se déplacer, bien que ce phénomène soit souvent négligeable dans les interstices étroits.

Le transfert thermique à travers l'interface est réparti entre les trajets d'écoulement qui traversent l'interstice et ceux qui passent par les points de contact entre les surfaces (figures I.2).

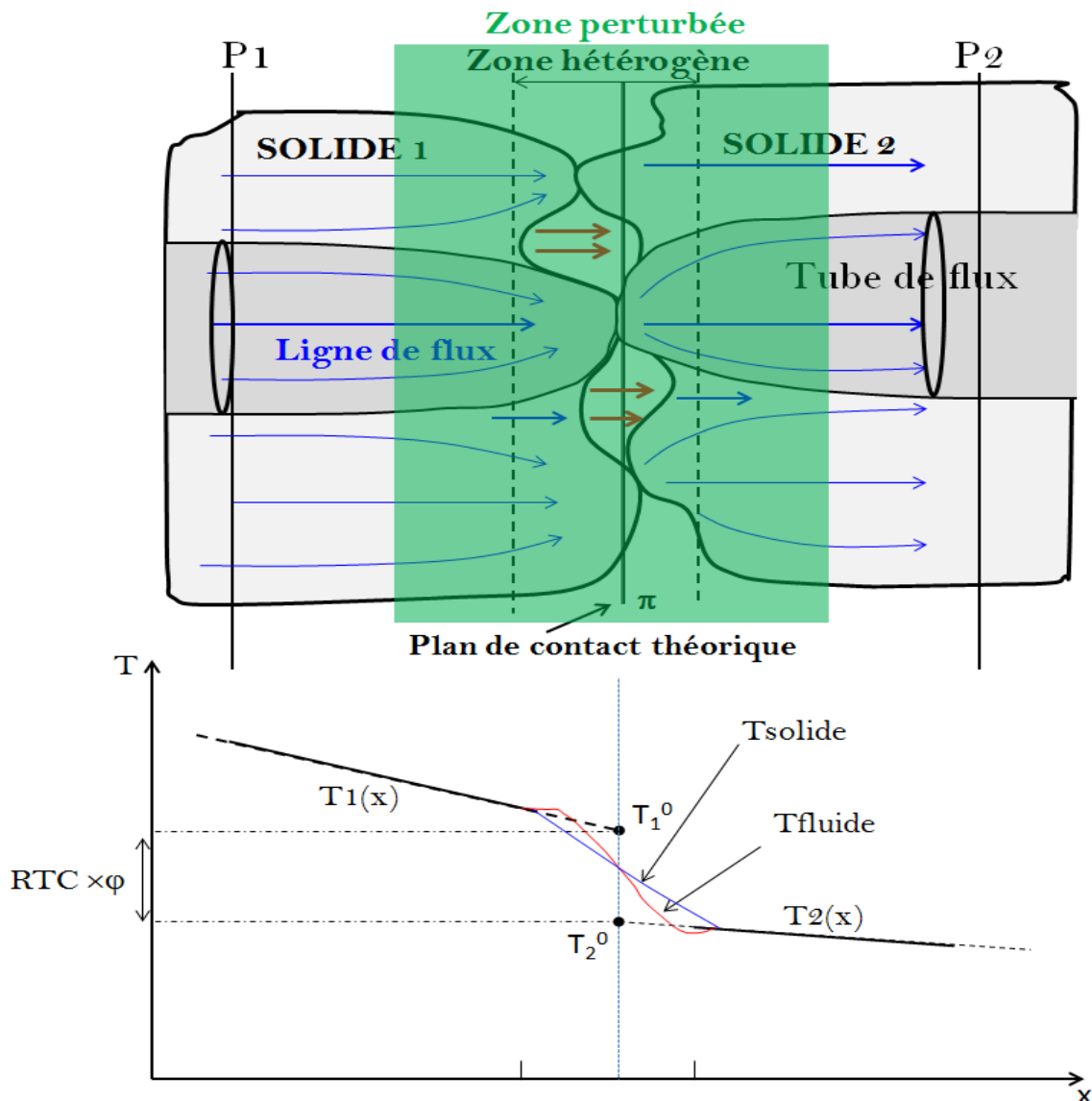


Figure I.2 : Schéma de principe de la résistance thermique de contact.

Le phénomène de constriction est présenté dans l'équation (1.5), il se manifeste par une résistance thermique plus élevée causée par l'étirement et l'amincissement des canaux de transfert de chaleur.

$$h = h_s + h_f + h_r \quad (1.5)$$

I.2.3. Les différents facteurs qui impactent la résistance thermique de contact

La résistance thermique de contact est influencée par la géométrie de l'interface et les propriétés thermiques des matériaux impliqués, ainsi que par d'autres paramètres comme la pression de contact et la température de l'interface.

I.2.3.1. La pression contact

Pour mieux comprendre les résultats essentiels et proposer une représentation schématique des tendances observées, il est primordial d'identifier les contacts qui n'ont jamais subi une pression de contact apparente (P_c) supérieure à celle de l'expérience par rapport à ceux qui l'ont fait est essentiel. En outre, il faut tenir compte de la période pendant laquelle la pression a été exercée.

Lorsque la force de contact est maintenue pendant une période suffisante, la RTC atteint un seuil stable qui ne varie plus avec le temps. La variation de la RTC peut être représentée graphiquement, comme démontré dans la figure I.3. Deux types de variations sont observés : une courbe d'adaptation (courbe A), où le contact subit principalement des déformations permanentes, et une courbe finale (courbe B), qui ne comprend que des déformations réversibles.

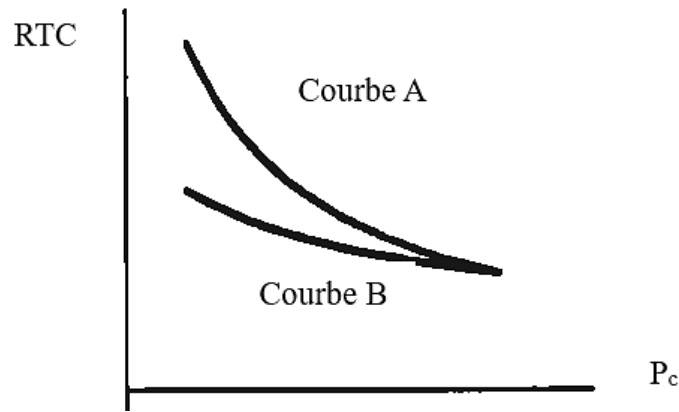


Figure I.3 : Variation de résistance de contact en fonction de la pression.

Dans des tests de courte durée, la RTC ne dispose pas d'un laps de temps adéquat pour stabiliser ses valeurs limites. Ce qui se traduit par un phénomène d'hystérésis observé sur diverses surfaces et métaux. Après avoir été adaptée à une pression de contact P_c , la RTC peut afficher deux valeurs distinctes pour la même pression de contact apparente, selon que cette pression augmente ou diminue progressivement [4].

I.2.3.2. La température moyenne de contact.

La température moyenne du contact est un facteur essentiel influençant la RTC. Elle altère les propriétés des matériaux et les conductivités thermiques, entraînant un changement dans le mode de déformation des solides en contact au-delà d'un seuil critique. Cette modification conduit à une diminution de la RTC.

La température moyenne de contact est un facteur clé dans la détermination de la RTC, notamment lorsque deux métaux différents entrent en contact. Cette hausse peut s'expliquer par le fait que les différences de dilatation thermique entre les deux matériaux induisent des contraintes thermiques qui modifient la manière dont ils interagissent au niveau de leur surface.

I.2.3.3. Le temps d'expérimentation

L'influence du temps d'expérimentation sur la RTC se manifeste par des changements dans la structure de surface et la rugosité des matériaux en contact, affectant ainsi la résistance thermique de l'interface[4].

Par ailleurs, la dureté des matériaux en contact évolue au cours du temps. La dureté diminue progressivement avec le temps [5].

I.2.4. Modélisation de la résistance thermique de contact

La modélisation de la RTC requiert la résolution de deux grands défis : caractériser la géométrie de l'interstice entre les surfaces en contact, en tenant compte des irrégularités et de la rugosité, puis modéliser le transfert de chaleur à travers l'interface pour calculer la valeur de la RTC. À des températures élevées, les déformations mécaniques des matériaux deviennent fortement dépendantes de la température, compliquant la résolution séparée des problèmes structurel et thermique.

I.2.4.1. Caractérisation de la géométrie de la surface

L'interface est définie par deux aspects clés : la caractérisation géométrique des surfaces en contact et le comportement des micro-aspérités. Les modèles courants adoptent souvent des approches statistiques pour représenter ces surfaces, permettant ainsi le calcul des paramètres géométriques nécessaires pour évaluer la résistance thermique de contact.

La pression réelle de contact (P_r) entraîne une déformation plastique des aspérités en contact jusqu'à ce qu'elles atteignent l'équilibre mécanique [6]. La surface de contact réelle (S_r) est donc inversement proportionnelle à la charge mécanique (P_a), en se basant sur la relation :

$$\frac{P_a}{P_r} = \frac{S_r}{S_a} = \frac{P_s}{H} \quad (I.6)$$

Où

H désigne la dureté du matériau présentant la moindre résistance.

I.2.4.2. Modèles thermiques.

Le flux de chaleur entre deux surfaces en contact est analysé théoriquement en étudiant le flux de chaleur à l'échelle microscopique, au sein d'une cellule élémentaire représentative (figure I.4). On a étudié plusieurs formes de contact, qui sont soumises à des conditions aux limites différentes, même si le contact circulaire est le plus fréquemment étudié.

La cellule élémentaire représentative est une zone de contact minuscule entre les deux surfaces en contact. Elle est généralement modélisée sous la forme d'un contact circulaire.

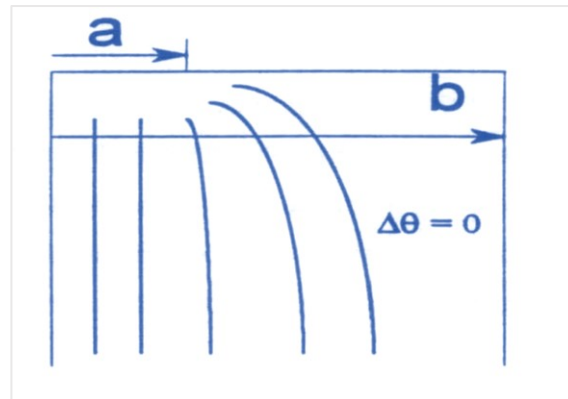


Figure I.4 : Cellule élémentaire représentative pour un rayon de contact a .

La résistance thermique de constriction dans un matériau semi-infini, pour un disque de rayon a , est donnée par :

$$R_c = 1/(4 \cdot a \cdot \lambda) = f(a, \infty)/\lambda \quad (\text{I.7})$$

Où

$f(a, \infty)$: est la fonction de constriction.

λ : est la conductivité thermique du matériau (en $\text{W/m}\cdot\text{K}$),

a : est le rayon du disque (en m).

La modélisation utilise une géométrie tubulaire avec un rayon b constant sur une grande partie de la longueur, puis une transition progressive vers un disque de rayon a à une extrémité. Cette transition est décrite par une fonction adimensionnelle qui caractérise la constriction du tube.

On utilise l'équation de Laplace pour résoudre la distribution de potentiel thermique dans cette géométrie. Les profils de température à travers le tube peuvent être déterminés en utilisant la solution de cette équation, en prenant en compte les conditions aux limites appropriées telles que la température fixe à l'extrémité du disque et le flux de chaleur constant à l'extrémité du tube.

Il est important de souligner que résoudre l'équation de Laplace dans cette configuration géométrique peut potentiellement demander des techniques numériques avancées, comme les

méthodes de différences finies ou les méthodes par éléments finis, peuvent être employées pour résoudre ce problème

- **Résistance thermique de contact (RTC) pour une surface nominale plane**

Lorsqu'on applique le modèle de contact circulaire à une surface nominale plane (figure I.5), la résistance thermique de contact est donnée par :

$$RTC = \frac{f(\epsilon)}{2\lambda_m a \cdot N} \quad (I.8)$$

λ_m : la conductivité thermique moyenne, définie comme :

$$\frac{2}{\lambda_m} = \frac{1}{\lambda_A} + \frac{1}{\lambda_B} \quad (I.9)$$

λ_A et λ_B : sont les conductivités thermiques des deux matériaux en contact.

a : rayon moyen des aires de contact réelles (en m).

N : pression normale moyenne (en N/m²).

$f(\epsilon)$: une fonction qui dépend du paramètre sans dimension ϵ , définie par le rapport entre le rayon moyen a et le paramètre géométrique b :

$$RTC = \frac{f(\epsilon)}{2 \cdot \lambda_m \cdot a \cdot N} \quad (I.10)$$

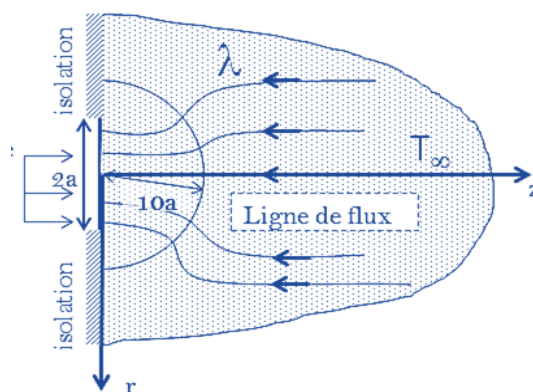


Figure I.5 : La constriction dans un milieu semi-infini.

Diverses expressions ont été proposées pour décrire la CTC et une synthèse récente des principaux modèles a été réalisée par Sridhar et Yovanovich [7].

Un modèle classique est celui de Cooper et al. [8], qui concerne un contact entre deux surfaces avec une rugosité équivalente (σ) et une pente équivalente (m). Dans ce modèle, les paramètres suivants sont utilisés :

$$R_{Cooper} = \frac{\sigma}{2.k} + \frac{m}{4k} \cdot \ln \left(1 + \frac{2.k}{\sigma} \right) \quad (I.11)$$

Où :

R_{Cooper} : est la résistance thermique de contact selon le modèle de Cooper.

σ : est la rugosité équivalente des surfaces en contact.

m : est la pente équivalente des surfaces en contact.

k : est la conductivité thermique du matériau en contact.

La forme simplifiée du modèle de Cooper pour la conductance thermique de contact est :

$$h = 1.45 \frac{\lambda_m \cdot m}{s} \left(\frac{P_a}{H} \right)^{0.985} \quad (I.12)$$

Pour des valeurs de P_a/H comprises dans l'intervalle $[10^{-3}, 10^{-1}]$.

I.3. Notions fondamentales sur la résistance électrique de contact

La résistance électrique de contact est une caractéristique cruciale dans les systèmes où les courants électriques traversent les interfaces entre deux matériaux conducteurs. Cette résistance est influencée par plusieurs facteurs :

1. **Surface de contact réelle** : La distribution et la densité des aspérités affectent significativement la résistance électrique.
2. **Propriétés des matériaux** : La dureté et la rugosité des matériaux impactent également la formation des aspérités et, par conséquent, la résistance de contact.
3. **Pression de contact** : Une pression excessive peut provoquer une usure mécanique et dégrader les surfaces de contact.
4. **Oxydation et contaminants** : Les films agissent comme des barrières électriques et empêchent un bon contact métallique entre les surfaces.

5. **Température** : À des températures élevées, des effets thermiques tels que l'oxydation accrue ou la diffusion des matériaux peuvent altérer la résistance de contact.

I.3.1. Résistance de constriction

La résistance de constriction est un concept fondamental dans l'étude de la résistance électrique de contact. Elle désigne la résistance additionnelle qui apparaît lorsqu'un courant électrique traverse une interface entre deux conducteurs à travers de petites zones de contact réelles (aspérités). Ce phénomène est dû à la géométrie de ces zones de contact, où le flux de courant se trouve "constricter" ou "étrangler", entraînant une augmentation locale de la résistance.

On définit alors la résistance apparente sans constriction selon l'équation (I.13) :

$$V(S_0) - V(S'_0) = R_0 I \quad (\text{I.13})$$

Lorsqu'un plan isolant percé est introduit il provoque une congestion des lignes de courant autour de la perforation, comme illustré dans la figure I.6.

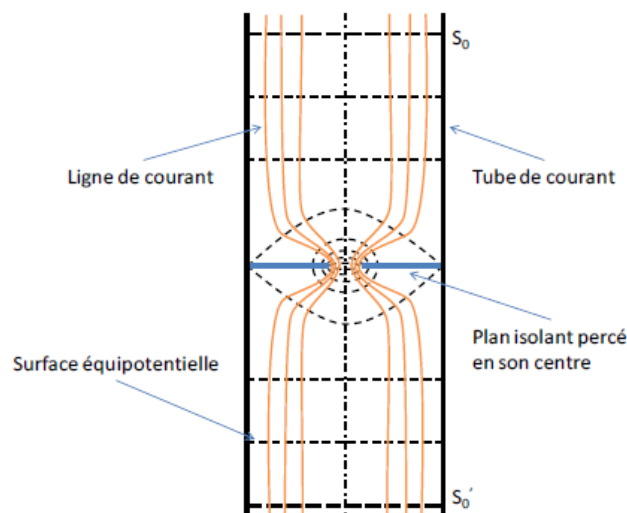


Figure I.6 : Champ électrique dans une constriction de courant.

La résistance de constriction est influencée par la forme de la striction. Deux cas principaux sont considérés : la constriction longue et la constriction courte.

Constriction longue

La résistance de constriction R_c pour une constriction longue est donnée par :

$$R_c = \frac{4 \cdot \epsilon_0 \cdot \rho}{C} \quad (\text{I.14})$$

où C est la capacité de l'ellipsoïde et peut être exprimée comme :

$$C = \frac{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot a}{\arctan(z_0/a)} \quad (\text{I.15})$$

Par conséquent, la résistance de constriction devient :

$$R_c = \frac{\rho}{\pi \cdot a} \arctan\left(\frac{z_0}{a}\right) \quad (\text{I.16})$$

Par conséquent, dans le cas d'une constriction longue ($\mu = \infty$), la relation familière est rétablie:

$$R_c = \frac{\rho}{2 \cdot a} \quad (\text{I.17})$$

Constriction courte

Lorsque la constriction devient plus courte, cela signifie que la distance entre les deux électrodes ou surfaces de contact diminue. Dans cette situation, le modèle de la tige cylindrique, proposé par Cooper et al. [9], devient plus approprié cette situation. Il considère la zone de contact comme une petite tige cylindrique et prend en compte les caractéristiques géométriques de cette zone restreinte. Cependant, il convient de noter que ce modèle simplifié peut ne pas être aussi précis que le modèle ellipsoïdal pour les constrictiones longues. Peut s'appliquer :

$$R_c = \frac{\rho_0}{2 \cdot a} \left(1 - \frac{a}{R}\right)^{3/2} \quad (\text{I.18})$$

ρ_0 : résistivité du matériau en $\Omega \cdot m$.

a : rayon de la zone de contact en m.

R : rayon caractéristique associée au système en m.

I.3.2. Mécanismes de transport électronique

Dans les contacts élémentaires, le transport électronique peut se produire selon trois mécanismes distincts [10]. Lorsque le libre parcours moyen des électrons est bien inférieur au rayon du contact réel, on parle de transport diffusif, où les électrons se déplacent de manière aléatoire en raison de multiples collisions avec les impuretés et les défauts du matériau.

Si le libre parcours moyen est beaucoup plus grand que le rayon du contact, le transport est dit balistique. Cela signifie que les électrons se déplacent librement à travers le matériau sans rencontrer de collisions significatives, suivant des trajectoires prévisibles. Enfin, lorsque les dimensions du système sont comparables au libre parcours moyen des électrons, on parle de régime quasi balistique, combinant des caractéristiques des deux régimes précédents.

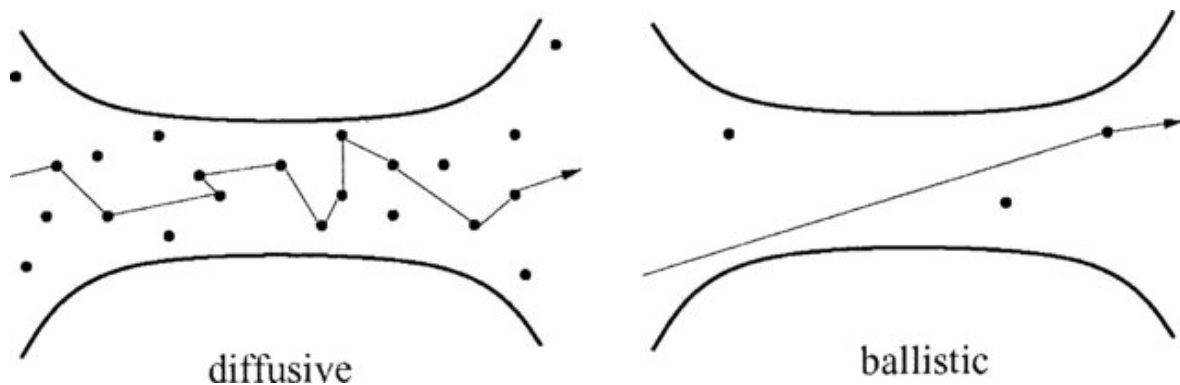


Figure I.7 : Comparaison graphique des modes de transport diffusif et balistique à travers une constriction.

I.3.2.1. Transport balistique

Le modèle de Sharvin [11], développé en 1965, théorise la conductance d'une constriction circulaire dans un diaphragme isolant en considérant les effets balistiques des électrons se déplaçant sans collisions significatives, contrairement au régime diffusif où la loi d'Ohm locale s'applique. En utilisant les caractéristiques du matériau telles que le libre parcours moyen des électrons et sa résistivité, le modèle permet d'estimer avec précision la conductance

de la constriction. Cette approche est essentielle pour comprendre et prédire le comportement des contacts à l'échelle nanométrique, où les effets balistiques peuvent jouer un rôle prépondérant.

La résistance correspondante de cette constriction est donnée par l'équation :

$$R_c = \frac{4 \cdot \rho \cdot K}{3 \cdot \pi \cdot a} \quad (\text{I.19})$$

I.3.2.2. Transport quasi balistique

Le modèle de Wexler [12], proposé en 1966, constitue une avancée importante en fournissant un lien entre les régimes diffusif et balistique. Dans le régime diffusif, la solution de Maxwell est généralement utilisée pour estimer la résistance de contact. En revanche, dans le régime balistique (lorsque le rayon de la constriction est beaucoup plus petit que le libre parcours moyen), le modèle de Sharvin est plus approprié. Il utilise la fonction γ , qui est représentée dans la figure I.8.

$$R_W = R_s + \gamma(K) \cdot R_M \quad (\text{I.20})$$

R_W : Résistance de contact totale selon le modèle de Wexler (en Ω).

R_s : Résistance de contact dans le régime balistique.

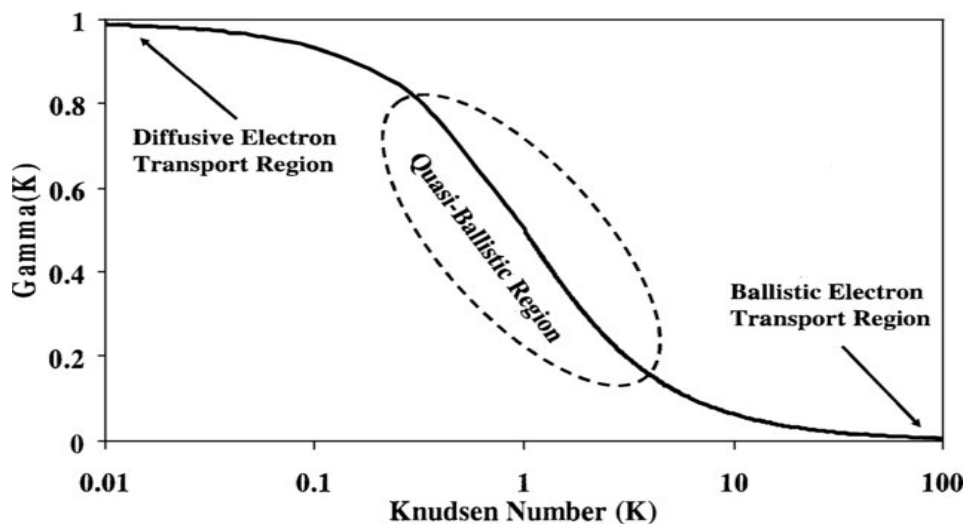


Figure I.8 : Variation de la fonction gamma avec le nombre de Knudsen.

La relation (I.20) peut être approximée par Nikolic [13] en utilisant un développement limité avec une précision d'environ 1% :

$$R_N = R_S + \gamma_N(K). R_M = \frac{4. \rho(K)}{3\pi a} + \frac{1 + 0.83. K. \rho}{1 + 1.33. K. 2. a} \quad (I.21)$$

La résistance de Maxwell est représentée par R_M , la résistance de Sharvin par R_S et le nombre de Knudsen par K .

I.3.3. Influence de l'épaisseur du film mince conducteur

Dans MEMS (Micro Electro Mechanical Systems), où les dimensions sont extrêmement réduites, le rayon du contact apparent est souvent comparable à l'épaisseur de la couche mince du matériau de contact, ce qui diverge des hypothèses fondamentales souvent utilisées dans l'analyse de ces systèmes, notamment celles qui considèrent des demi-espaces infini.

Lorsqu'il s'agit d'une seule constriction, l'épaisseur du film doit être suffisante pour obtenir une erreur inférieure à 10% en utilisant la théorie conventionnelle de Holm [14], afin d'assurer une meilleure précision des calculs de résistance électrique.

Les phénomènes de concentration des lignes de courant à proximité d'un contact circulaire ont été analysés de manière théorique. Dans cette étude, des plaques conductrices parallèles de différentes épaisseurs (t_0 et t_2) sont reliées par un cylindre de longueur t_1 et de rayon a (figure I.9). Ce modèle simplifié permet de comparer les plaques conductrices à des films minces métalliques et le cylindre à la zone de contact.

Dans leur analyse, plusieurs paramètres ont été introduits pour caractériser le système étudié. Le premier est la résistance d'un film, et le deuxième est la résistance surfacique du contact. Enfin, le paramètre L , défini comme suit :

$$L = \sqrt{\frac{P_{c01} + P_{c12} + \rho_1 t_1}{R_{film0} + R_{film2}}} \quad (I.21)$$

Quand le rapport a/L est extrêmement élevé, la résistance totale du contact peut être exprimée par :

$$R_c = \frac{(R_{film1} + R_{film2}) I_0(a/L)}{2\pi a I_0(a/L)} \quad (I.22)$$

La résistance totale du contact est déterminée en utilisant la formule (I.22), même sans convergence des lignes de courant. Les simulations par la méthode des éléments finis montrent que la résistance due aux altérations des lignes de courant près du contact est souvent beaucoup plus élevée que la résistance de constriction.

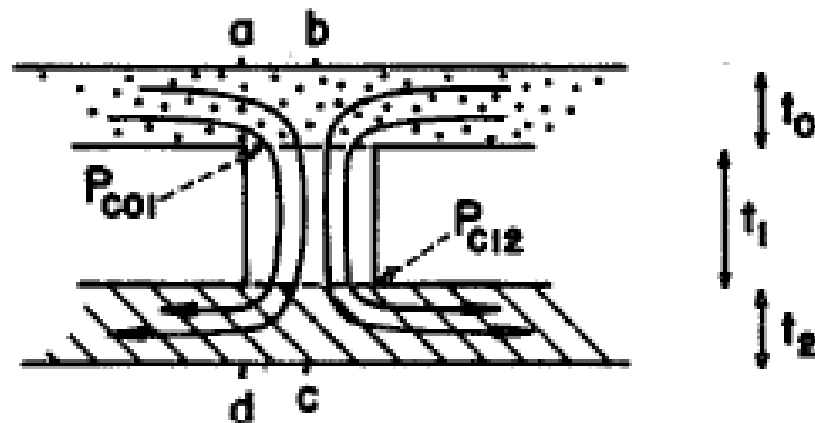


Figure I.9: Analyse de la configuration d'interface plaque-cylindre-plaque.

Pour évaluer l'influence de l'épaisseur du film mince des parties en contact sur la résistance, des simulations ont été effectuées avec COMSOL. Le modèle, basé sur celui de Norberg [15] représente un point de contact sur une plaque en or.

Dans le modèle, seule la conduction ohmique est considérée, étant donné que les dimensions sont beaucoup plus grandes que le libre parcours moyen des électrons dans l'or (36 nm). Le modèle ne prend pas en compte la rugosité du contact et présente une symétrie, ce qui permet de modéliser seulement la moitié du contact lisse.

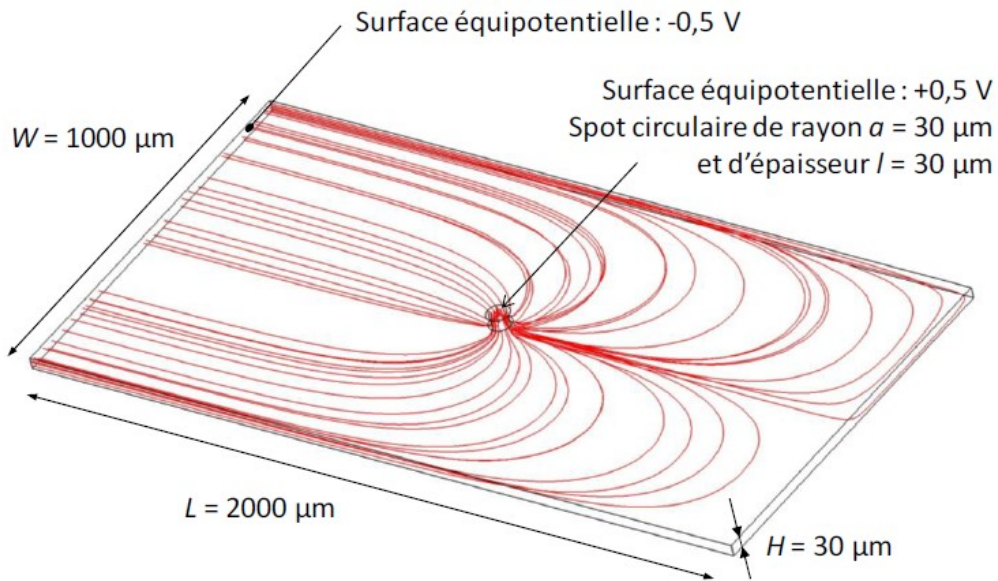


Figure I.10: Analyse des phénomènes de conduction à l'échelle sub-micrométrique.

L'épaisseur de l'électrode est examinée dans quatre configurations : deux longues et deux courtes. Pour chaque configuration, la résistance est calculée à l'aide de la méthode des "4 fils" dans COMSOL et comparée à la valeur théorique, qui est de 0,41 mΩ .

Les résultats obtenus montrent que l'épaisseur du film mince influence fortement la résistance, surtout en présence d'une constriction courte. Dans de tels cas, la méthode de calcul conventionnelle devient inapplicable, conduisant à une augmentation significative de la résistance totale.

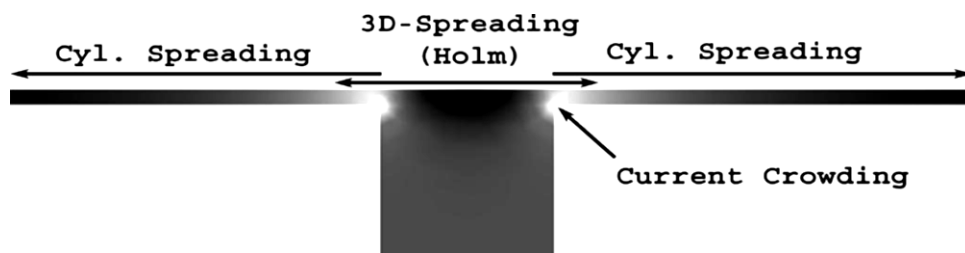


Figure I.11: Exploration des 4 types de contributions résistives dans un demi-contact

Il est important de considérer la résistance due à la propagation du courant dans le film mince pour éviter une sous-estimation de la résistance totale du contact, ce qui pourrait entraîner des divergences entre l'expérience et la modélisation. Dans les constriction courtes, cette résistance devient prédominante

I.3.4. Couplage électrothermique au sein du tube de courant/flux

Dans cette section, nous nous intéressons au couplage entre les champs électriques et thermiques à l'intérieur du tube de courant/flux, en commençant par la relation de Kohlrausch et en discutant la loi de Wiedmann-Frantz. Elle présente également la dissipation thermique significative dans la sphère de constriction.

I.3.4.1. Relation tension – température de Kohlrausch

La relation tension-température de Kohlrausch, établie pour la première fois par Kohlrausch [16] en 1900, elle met en évidence comment la variation de la tension électrique appliquée à un matériau peut influencer sa température et vice versa. Plus précisément, lorsqu'un courant électrique traverse un conducteur, il génère de la chaleur en raison de la résistance électrique du matériau. Cette chaleur peut à son tour influencer la température du matériau, ce qui crée une relation complexe entre la tension électrique et la température à différents points du conducteur.

Parmi les travaux, ceux de chercheurs comme Greenwood et Williamson [17] se sont distingués. Leurs démonstrations reposent sur des modèles de tube de flux, une approche qui simplifie l'analyse en considérant les frontières extérieures comme équipotentielles et isothermes.

Davidson [18] a proposé une démonstration similaire en supposant la coïncidence des réseaux d'équipotentielles et d'isothermes. En 1941, Holm [14] a présenté une analyse détaillée des interactions entre les champs électriques et thermiques dans un contexte de contact symétrique. Son approche a permis de mieux comprendre comment le potentiel électrique appliqué à un matériau affecte sa distribution de température, et vice versa, à proximité d'un contact électrique.

La mise en évidence de la relation entre le potentiel électrique et la température $V-\theta$ repose sur plusieurs hypothèses. Premièrement, on suppose que le système est un milieu semi-infini. Deuxièmement, les deux matériaux métalliques en contact présentent une isotropie et une nature identiques. Troisièmement, la surface de contact est considérée comme étant équipotentielle et représente également l'isotherme maximale, étant adiabatique en raison de la symétrie. Cela signifie que deux points symétriques par rapport au plan de contact ont des potentiels électriques opposés et la même température.

De plus, les réseaux d'équipotentiels et d'isothermes dans les deux corps sont superposés. La démonstration ne dépend pas de la géométrie de l'interface, qui peut comporter plusieurs contacts. Dans cet exemple, nous ne considérons que le cas simple d'un seul tube de courant/flux, correspondant à un seul contact.

Pour simplifier les calculs, on suppose que loin du contact, la température est T_∞ , le potentiel électrique est respectivement $U_\infty/2$ et $-U_\infty/2$ (symétrique par rapport à zéro). Ainsi, on peut supposer que le potentiel est nul dans la région de contact. La température au point de contact, T_m , atteint son maximum et reste homogène sur toute la surface de contact. La variation de température $\theta = T - T_\infty$ désigne l'échauffement, avec un échauffement maximal au point de contact noté θ_m .

Considérons une surface équipotentielle S avec un potentiel électrique V et une température T . Maintenant, prenons une surface équipotentielle très proche S' avec un potentiel $V+dV$ et une température $T+dT$. La résistance électrique du volume entre ces deux surfaces équipotentiels-isothermes est notée dR_e , tandis que la résistance thermique est notée dR_t . Un flux VI est généré entre la surface isotherme de contact S_0 et la surface très proche S en raison de l'écart de potentiel électrique. Puisque les trajets du courant électrique et du flux thermique se superposent, cela engendre un gradient de température dT . En récapitulant, Les relations suivantes sont établies :

$$dR_t = \frac{dR_e}{\rho\lambda} \quad (I.23)$$

$$\phi = \frac{dT}{dR_t} = VI \Leftrightarrow dT = VI dR_t = VI \frac{dR_e}{\rho\lambda} \quad (I.24)$$

Comme précédemment mentionné, la résistance thermique de contact (RTC) peut être décomposée en deux composantes distinctes : r_s et r_f . La composante r_s représente le transfert de chaleur à travers la voie directe solide-solide, c'est-à-dire à travers les aspérités du contact. La composante r_f correspond à la perturbation causée par le changement de conductivité thermique du solide à celle du fluide environnant. En les combinant en parallèle, on peut exprimer la RTC comme suit :

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{r_s} + \frac{1}{r_f} \quad (1.25)$$

Sachant que $dR_e = \frac{dV}{I}$, l'équation (I.25) devient :

$$-\rho\lambda dT = VDV \quad (I.26)$$

En intégrant :

$$\int_T^{T_m} \rho\lambda dT = \int_\theta^{\theta_m} \rho\lambda d\theta = \frac{1}{2}V^2 \quad (I.27)$$

Notez bien que les équations (I.26) et (I.27) ne sont valables que dans le cas du régime stationnaire, c'est-à-dire lorsque les conditions de transfert de chaleur et d'électricité sont stables.

L'équation (I.27) est l'expression générale de la relation entre le potentiel électrique (V) et l'écart de température (θ). Lorsqu'elle est appliquée à un contact propre et sec, soumis à une différence de potentiel allant de $V_{+\infty}=U/2$ à $V_{-\infty}=-U/2$, l'équation (I.27) donne :

$$\int_T^{T_m} \rho\lambda dT = \int_\theta^{\theta_m} \rho\lambda d\theta = \frac{1}{2}V^2 \Big|_0^{\frac{u}{2}} = \frac{U^2}{8} \quad (I.28)$$

Il est possible de calculer une valeur moyenne $\overline{\rho\lambda}$ et on obtient alors :

$$\overline{\rho\lambda}\theta_m = \frac{U^2}{8} \quad (I.29)$$

La remarque souligne que lorsque les tubes de courant électrique et de flux thermique coïncident, les surfaces équipotentielles sont également isothermes. Ainsi, si nous considérons une surface équipotentielle A avec un potentiel électrique V et une température T, la surface équipotentielle suivante avec un potentiel $V+dV$ sera également isotherme. Cette propriété est due au fait que le terme dT dans la relation (I.28) reste constant.

I.3.4.2. Dissipation par effet joule au sein des volumes de constriction

La dissipation par effet Joule au sein des volumes de constriction est un phénomène important à prendre en compte dans l'étude des contacts électriques. Lorsqu'un courant

électrique traverse un contact solide-solide, il rencontre une résistance électrique qui entraîne une dissipation d'énergie sous forme de chaleur.

Dans les zones de constriction, où le courant électrique est fortement concentré, la dissipation thermique peut être significative. En raison de la résistance électrique élevée dans cette région, une quantité importante d'énergie est convertie en chaleur. Cela entraîne une augmentation de la température locale, Cela peut avoir un impact sur l'efficacité et la robustesse.

La dissipation thermique dans les zones de constriction est influencée par divers éléments, notamment les caractéristiques thermiques du matériau. Une gestion efficace de cette dissipation thermique est essentielle pour prévenir les problèmes de surchauffe et assurer le bon fonctionnement du contact.

Diverses stratégies peuvent être adoptées pour atténuer l'impact de la dissipation par effet Joule dans les zones de constriction. Parmi celles-ci, on compte l'emploi de matériaux à faible résistance électrique, la création de configurations spécifiques qui favorisent l'évacuation efficace de la chaleur générée.

La concentration des lignes de courant électrique, en alignement avec les trajets thermiques, engendre la formation d'une résistance de constriction. Dans cette situation, la résistance n'est pas uniformément répartie, mais plutôt distribuée dans l'espace. Lorsque le courant électrique traverse la zone de constriction, une dissipation d'énergie sous forme de chaleur se produit principalement dans cette région restreinte.

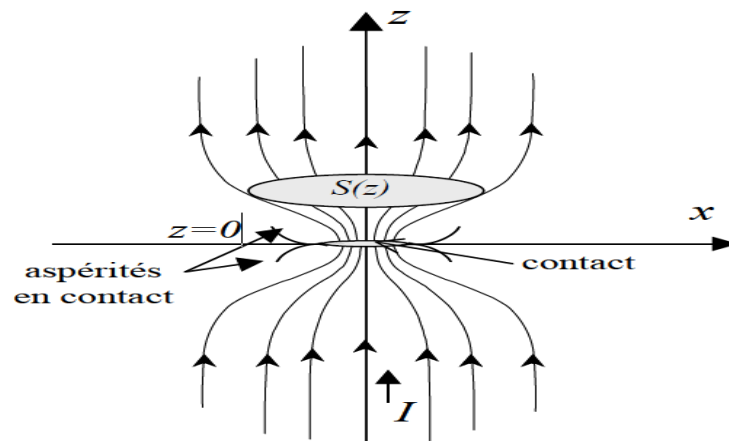


Figure I.12 : Schéma d'une constriction électrique entre deux aspérités avec un tube de flux.

Pour illustrer cela, nous pouvons utiliser la figure I.12, qui représente un schéma d'un tube de courant électrique recouvrant deux aspérités en contact. La densité de courant J dans la zone de constriction, où $J = I/(\pi rz)$ avec I représentant l'intensité du courant et r est le rayon du

tube, induit une dissipation d'énergie par effet Joule. Cela se traduit par un échauffement localisé dans la région de contact.

Étant donné cette dissipation de puissance concentrée et de haute densité, les températures atteintes aux sommets des aspérités sont bien plus élevées que la température moyenne de contact macroscopique. Cette caractéristique a une incidence significative sur la contrainte d'écoulement du matériau le plus mou en contact ou sur sa microdureté, qui diminue avec l'augmentation de la température.

I.4. Conclusion

Bien que les modèles mentionnés précédemment offrent une compréhension approfondie du transfert de chaleur par contact, ils présentent certaines limitations qu'il est important de prendre en compte. Parmi celles-ci, on peut citer :

Simplification des modèles : Il arrive souvent que les modèles de RTC reposent sur des simplifications et des hypothèses simplistes, ce qui peut limiter leur précision. Ils peuvent ne pas prendre en compte certains phénomènes physiques complexes qui se produisent réellement au niveau du contact.

Géométrie idéalisée : Certains modèles supposent une géométrie idéalisée du contact, telle qu'une constriction circulaire ou des surfaces rugueuses idéales, ce qui peut ne pas capturer complètement la complexité réelle des interfaces de contact.

Dépendance aux paramètres d'entrée : Ces modèles sont sensibles aux variations des paramètres tels que la résistivité, la température et les dimensions géométriques des interfaces de contact (a , d), ce qui peut affecter significativement les prédictions du modèle., ce qui peut rendre difficile l'obtention de résultats précis et fiables dans toutes les situations

Absence d'interactions entre les contacts : Certains modèles supposent l'absence d'interactions entre les différents contacts, ce qui peut ne pas être réaliste dans de nombreux cas réels. Les interactions entre les contacts peuvent avoir un impact significatif sur la résistance totale du contact.

Il est essentiel de valider les modèles de résistance de contact dans des conditions représentatives pour garantir leur précision

CHAPITRE II : ÉTAT DE L'ART DU TRANSFERT DE CHALEUR PAR CONTACT

II.1. Introduction

Le contact solide/solide est un concept fondamental dans divers domaines d'ingénierie et de sciences appliquées. Ce concept revêt une importance cruciale dans des domaines tels que la tribologie, la mécanique des matériaux, les dispositifs électroniques, les systèmes de refroidissement, et bien d'autres. Il est au cœur de nombreuses applications technologiques, allant des moteurs automobiles aux dispositifs électroniques miniatures. Dans cette introduction, nous mettrons l'accent sur l'importance du contact solide/solide, du contact périodique et du contact électrothermique, en soulignant leur pertinence pour notre sujet de recherche.

Le contact solide/solide implique la conduction thermique comme principal mécanisme de transfert de chaleur. Lorsque deux solides sont en contact, l'énergie thermique se propage à travers eux, influençant directement les performances thermiques des dispositifs et des systèmes. Ce phénomène revêt une grande importance dans de nombreux domaines.

Dans cette section, nous examinerons l'état de l'art du transfert de chaleur entre surfaces en contact, en mettant l'accent sur deux aspects spécifiques : le contact périodique et l'électrothermie. Ces domaines de recherche ont suscité un intérêt significatif du fait de leur pertinence dans de nombreux secteurs industriels et scientifiques.

Le contact périodique se rapporte aux cas où le transfert thermique survient de manière cyclique entre deux surfaces en contact. Ce phénomène est couramment observé dans les systèmes de refroidissement, les joints d'étanchéité et les dispositifs à mouvement alternatif, siège-soupape dans les moteurs à combustion interne...etc. L'étude du contact périodique vise à comprendre les mécanismes de transfert de chaleur dans ces configurations.

L'électrothermie, quant à elle, concerne l'utilisation de courants électriques pour générer de la chaleur dans diverses applications industrielles et domestiques. Cette discipline englobe un large éventail de technologies et de procédés, allant du soudage par résistance et de la fusion des métaux à l'induction électromagnétique et au chauffage par micro-ondes.

Les avancées dans la recherche sur la thermique périodique et électrothermique est vaste et varié. Les chercheurs ont élaboré divers modèles analytiques, mené des simulations numériques

et réalisé des expériences afin d'approfondir leur compréhension des mécanismes sous-jacents, évaluer les performances thermiques et optimiser les designs. Cependant, des défis subsistent, tels que la prise en compte des effets non linéaires, la gestion des pertes thermiques indésirables et l'amélioration de l'efficacité énergétique.

II.2. Bibliographie sur le contact périodique

Le processus de transfert de chaleur par conduction à travers des matériaux isotropes et homogènes a été étudié par Fourier [19] au début.

Par la suite, de nombreuses études expérimentales et théoriques se sont concentrées sur le transfert de chaleur par contact. Parmi les modèles les plus renommés dans ce domaine figure celui proposé par (Cooper et al., Mikic) [9]. Cette théorie, appelée CMY, est utilisée pour les surfaces isotropes sous déformation plastique [20]. D'autres modèles tels que le modèle de déchargement de Mikic et Yovanovich ont été développés sur la base du modèle CMY [21]. Sridhar et Yovanovich [22] ont étudié le comportement de nombreux modèles largement utilisés dans le contact thermique. Ils ont comparé les modèles disponibles avec de nombreuses données expérimentales et ont conclu que les modèles basés sur le modèle CMY sont plus simples et plus précis, en particulier lorsque les pressions relatives d'interface sont élevées. Cependant, les modèles à basse pression estiment moins que les résultats expérimentaux. Les modèles CMY et d'autres modèles supposent que la distribution de la rugosité est élevée gaussienne.

Milanez et al. [23] ont remis en question l'hypothèse selon laquelle la rugosité des surfaces en contact est uniformément répartie. Leur étude a révélé que cette hypothèse ne tient que dans certaines conditions spécifiques. Dans la plupart des cas, la rugosité effective des surfaces en contact est plus faible que ce qui est initialement anticipé. Ainsi, l'écart de séparation moyen entre les surfaces à basse pression est moindre que prévu. Cela signifie que le contact thermique entre les surfaces est en réalité plus élevé que prévu initialement. De plus, à mesure que la pression augmente, davantage de micro-asperités entrent en contact, renforçant encore le transfert de chaleur entre les surfaces. Par conséquent, le modèle gaussien offre une meilleure précision à des pressions élevées.

Savija, Yovanovich et al. [24] ont développé un modèle pour prédire la conductance thermique (CTC) de contact ainsi la résistance thermique de contact sur une surface rugueuse qui est en déformation plastique. Ce modèle est applicable lorsque la conductivité thermique des matériaux est faible ($\lambda < 50 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$), que le fluide interfacial a une conductivité thermique

élevée ($\lambda < 1 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$), que la pression d'interface est faible ($P < 0,3 \text{ MPa}$) et que les surfaces de contact sont relativement lisses.

L'estimation du contact thermique est cruciale dans les systèmes cryogéniques, en particulier à des températures ultra-basses où les capacités de refroidissement sont faibles en raison des faibles conductivités thermiques. De nombreux chercheurs ont étudié la détermination du contact thermique sur les joints dans des conditions de températures basses et sub-Kelvin [25]. La plupart des études et des articles effectuent des comparaisons entre les résultats obtenus à l'aide de différentes méthodes afin d'évaluer l'exactitude des études théoriques menées depuis les années 1970 sur le transfert de chaleur par contact entre la soupape d'échappement et son siège dans les moteurs à combustion interne. Ces recherches utilisent diverses hypothèses, telles que l'homogénéité de la surface, la basse fréquence de contact et le quasi-périodique stationnaire contact, pour estimer le flux de chaleur à travers les surfaces de contact.

Par exemple, Ozisik, Orlande [26] ont réalisé une étude expérimentale pour prédire le taux de contact thermique entre la soupape d'échappement et son siège. Dans les études expérimentales de contact thermique entre la soupape d'échappement et son siège, le modèle théorique se présente comme deux tiges coaxiales dont les extrémités sont maintenues à des températures constantes. Les tiges sont isolées latéralement.

II.2.1. Exploration du contact solide-solide fixe

Dans cette section, nous examinerons de manière approfondie chacune des approches théoriques, expérimentales et numériques, en mettant en évidence les résultats obtenus et les contributions apportées à notre compréhension du phénomène de transfert de chaleur.

II.2.1.1. Études expérimentales

De nombreux chercheurs ont opté pour étudier le transfert de chaleur par contact. Georges et al [27] s'est concentrée sur l'évaluation de la RTC, au niveau des points de contact des électrodes

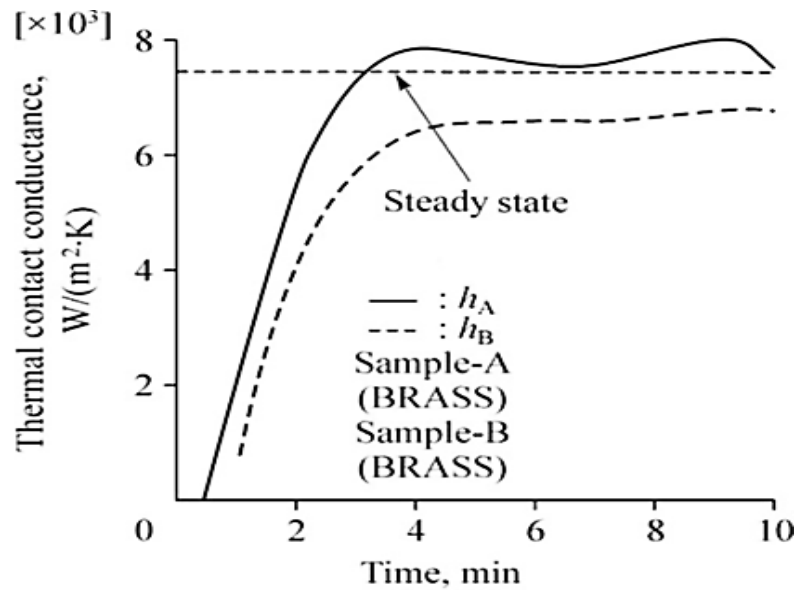


Figure II.1 : Étude de l'évolution temporelle de la CTC.

Dans les expériences transitoires Kimura et al [28], il a été observé que la conductance thermique de contact ne reste pas constante dès le début. Au contraire, elle commence à zéro et augmente rapidement pour atteindre une valeur définie. La figure II. 1 illustre cette augmentation de CTC, depuis le moment initial jusqu'à ce que la distribution de température atteigne un état stable, pour deux échantillons semblables en laiton.

II.2.2. Analyse et simulation du transfert de chaleur par contact

Des études analytiques et numériques ont été menées afin d'approfondir la compréhension du transfert de chaleur entre deux surfaces en contact fixe, Azzouz et al. [29] ont conduit une étude théorique sur le contact périodique, mettant en lumière l'impact du coefficient de partage de la période.

II.2.3. Exploration du contact solide-solide périodique

Les parties suivantes présentent des études expérimentales, analytiques et numériques qui se sont intéressées aux surfaces en contact périodique. Ces travaux de recherche visent à approfondir notre compréhension du transfert de chaleur dans de tels contacts, en explorant différentes approches et méthodologies.

II.2.2.1. Études expérimentales

Dans une étude expérimentale menée par Moses et Johnson [30], le transfert de chaleur transitoire à travers deux surfaces plates en contact périodique a été investigué. Ils ont utilisé un modèle expérimental composé de deux tiges en contact à une extrémité, tandis que l'autre extrémité était chauffée en permanence. Pour mesurer la distribution de température, plusieurs thermocouples ont été placés, et une méthode d'extrapolation a été utilisée pour obtenir la distribution de température aux surfaces de contact. Dans une étude ultérieure, Moses et Johnson [31] ont exploré le transfert de chaleur entre deux surfaces en contact périodique. Moses et Dodd [32] ont conçu une expérience visant à étudier le transfert de chaleur entre deux surfaces en contact périodique, en analysant l'impact du nombre et de l'emplacement des mesures sur l'exactitude des résultats.

II.2.2.2. Exploration analytique et numérique

Orlande et Ozisik [26] ont utilisé la méthode du gradient conjugué avec l'équation adjointe pour résoudre le problème inverse du transfert de chaleur entre deux surfaces périodiquement en contact.

Dans une étude statistique, Zhao et al. [33] ont analysé comment différents profils de surface, ou rugosités, influent sur le transfert de chaleur entre les surfaces en contact. En examinant divers profils de rugosité, ils ont pu déterminer comment ces variations affectent le transfert de chaleur.

II.2.3. Transfert de chaleur entre la soupape d'échappement et son siège dans les moteurs à combustion interne

Cette section examine les différentes études portant sur l'estimation du transfert de chaleur par contact entre la soupape d'échappement et son siège dans les moteurs à combustion interne. Ces études comprennent les travaux de Goudarzi et al. [34], Shojaeefard et al. [35], qui se sont penchés sur cette problématique spécifique.

Dans les études portant sur le contact thermique entre la soupape d'échappement et son siège, les dispositifs expérimentaux couramment utilisés comprennent deux barres

unidimensionnelles dont les extrémités libres sont maintenues à une température constante. (Voir figure II .1).

Howard [36] a constaté que la conductance thermique réelle de contact peut varier, même pour une même pression de contact.

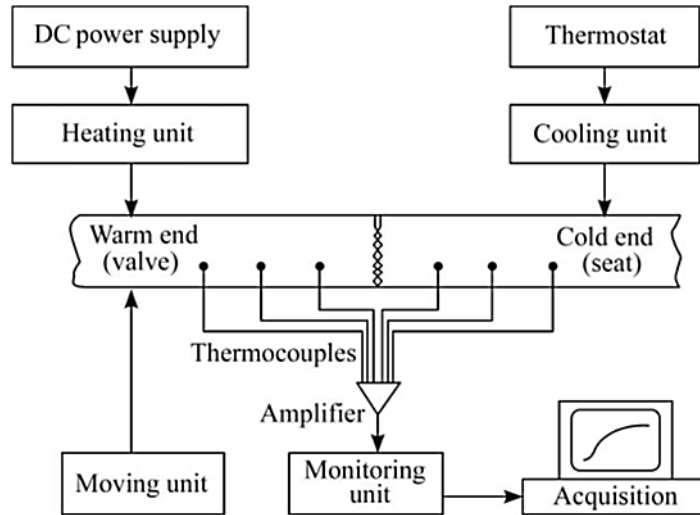


Figure II.2 : Schéma représentant le modèle expérimental

Récemment, des recherches ont été réalisées pour étudier la géométrie réelle du siège -soupape d'échappement afin d'estimer le transfert de chaleur par contact entre ces deux éléments Shojaeefard et al. [37]. Cowart et Cheng [38] ont effectué des expériences sur la soupape d'admission d'un moteur Ford 2L Zetec. Dans leur étude, les chercheurs ont utilisé une technique de soudage TIG, ils ont pu fixer les thermocouples de manière précise et sécurisée sur la surface externe de la soupape, ce qui leur a permis de mesurer avec précision la température pendant les expériences. L'expérience a été menée dans deux régimes : l'état permanent et le régime transitoire. L'état stable a été utilisé pour calibrer le système, Ensuite, ils ont observé comment la température elle évoluait dans différentes conditions de fonctionnement.

II.2.3.1. Évaluation de la conductance thermique à l'interface siège- soupape

L'étude menée par Huang et Ju [39] porte sur l'estimation de la conductance thermique périodique entre la soupape d'échappement et son siège dans un moteur à combustion interne. Pour résoudre ce défi, les chercheurs ont utilisé la méthode du gradient conjugué, une approche

mathématique permettant de résoudre des problèmes inverses en estimant les paramètres inconnus d'un système à partir de données mesurées. Paradis et al. [40] ont proposé un modèle thermique dynamique non linéaire pour décrire l'écoulement des gaz et le transfert de chaleur en régime transitoire et permanent dans un moteur monocylindre refroidi par air en aluminium. Ils ont opté pour une méthode analytique spécifique, la méthode des paramètres concentrés, qui leur a permis d'estimer précisément la difficulté rencontrée par la chaleur pour se déplacer entre la soupape d'échappement et son siège. Cette approche leur a permis de quantifier la résistance thermique à cet endroit précis de l'interface moteur.

Une étude expérimentale a été menée par Shojaefard et al. [41] pour explorer le transfert de chaleur entre deux barres en contact. Ils ont adopté une la méthode d'identification de système. Ils ont élaboré un modèle thermique dynamique non linéaire à paramètres distribués pour décrire les phénomènes transitoires dans le cylindre d'un moteur. Ce modèle, basé sur un nombre limité de nœuds, permet d'étudier l'allumage de surface résultant d'une surchauffe de la soupape d'échappement. Il fournit une représentation du comportement thermique des soupapes du moteur. La figure II. 3 montre le modèle avec les différents nœuds.

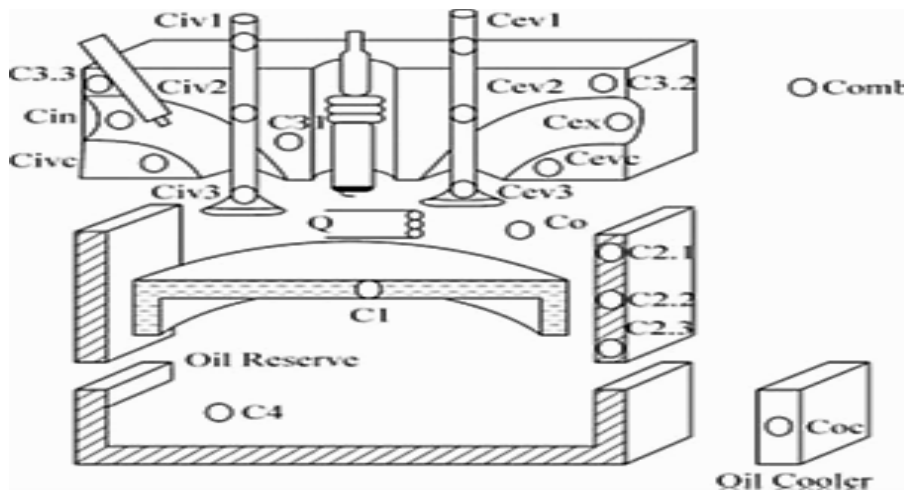


Figure II.3 : Modélisation thermique du piston et du cylindre du moteur avec une représentation étendue des nœuds.

Dans leur étude, Goudarzi et al. [42] ont exploré l'utilisation d'un réseau neuronal à propagation inverse (BPN) pour prédire la conductance thermique de contact entre la soupape d'échappement et son siège. Ils ont utilisé la méthode inverse pour obtenir les informations nécessaires à la conception du réseau neuronal. Les résultats ont montré que parmi les différents algorithmes testés, l'algorithme de Levenberg-Marquardt s'est avéré être le plus performant pour prédire la CTC.

II.2.4. Les facteurs influençant le transfert de chaleur

Nous explorerons de près dans les sections à venir, comment chacun de ces facteurs affecte le transfert de chaleur par contact.

II.2.4.1. Impact de la pression

Il existe une relation complexe entre la pression de contact et la conductance thermique de contact, déterminant la capacité d'un matériau à transférer la chaleur à travers son interface [43]. Cette relation n'est pas uniforme et varie de manière non linéaire. La CTC à travers l'interface est souvent proportionnelle à la pression de contact, mais cette relation peut être non linéaire [44] en raison de l'effet complexe sur le nombre et la surface des points de contact entre les matériaux. Elle peut également varier en fonction du type de déformation appliquée aux matériaux en contact, notamment en présence de déformations plastiques [45], cette relation se décrit comme suit :

$$h = \frac{k}{2\pi\psi} \cdot \frac{m}{\sigma} \exp \left[- \left\{ \operatorname{erf}^{-1} \left(\frac{2P}{P+H} \right) \right\}^2 \right] \quad (\text{II.1})$$

Pour une déformation élastique,

$$h = \frac{k}{2\pi\psi} \cdot \frac{m}{\sigma} \exp \left[- \left\{ \operatorname{erf}^{-1} \left(\frac{2\sqrt{2P}}{E \cdot m} \right) \right\}^2 \right] \quad (\text{II.2})$$

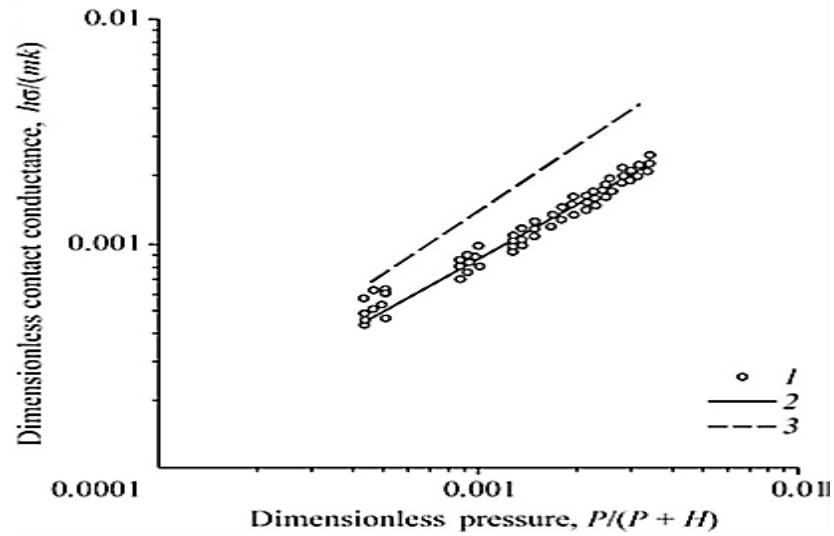


Figure II.4 : Corrélation du transfert de chaleur par contact entre la conductance thermique et la pression.

Dans la figure II.4, on peut voir une corrélation entre la conductance thermique adimensionnelle et la pression adimensionnelle. À partir d'une analyse statistique appelée régression, et en utilisant les données disponibles, il a été déterminé que la relation entre la CT et P adimensionnelle suit la corrélation $h.\sigma/(m.k) = 0.19[P/(P + H)]^{-0.78}$ [43]. Dans les moteurs à combustion interne, lorsque la rigidité du ressort augmente pour une fréquence de contact donnée et un flux de chaleur constant, la conductance thermique du contact s'accroît notablement.

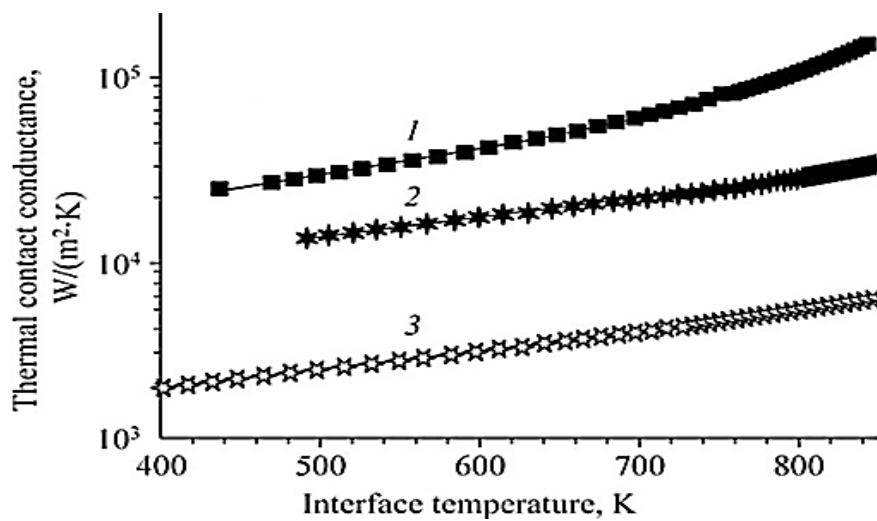


Figure II.5 : Effet de la température sur la conductance thermique du contact

II.2.4.2. Impact de la température

Des recherches ont révélé que la CTC, augmente de manière significative avec la température des surfaces en contact. La figure II. 5 montre la relation entre la CTC et la température moyenne de l'interface [46].

II.2.4.3. Impact des revêtements surfacique

L'utilisation d'un adhésif thermiquement conducteur à l'interface augmente la conductance thermique de contact par rapport à l'absence d'adhésif thermiquement conducteur. L'étude, qui est illustrée dans la figure II.6, examinait comment l'ajout d'un revêtement de nitrure de silicium sur des contacts en cuivre OFHC influençait leur capacité à conduire la chaleur. Les résultats ont montré que le transfert de chaleur était considérablement moins efficace lorsque le nitrure de silicium était présent sur la surface du cuivre OFHC [47]. En augmentant l'épaisseur du revêtement de surface, on rend les surfaces de contact plus lisses et plus uniformes. Cela permet à la chaleur de se déplacer plus efficacement à travers l'interface, ce qui conduit à une meilleure conductance thermique.

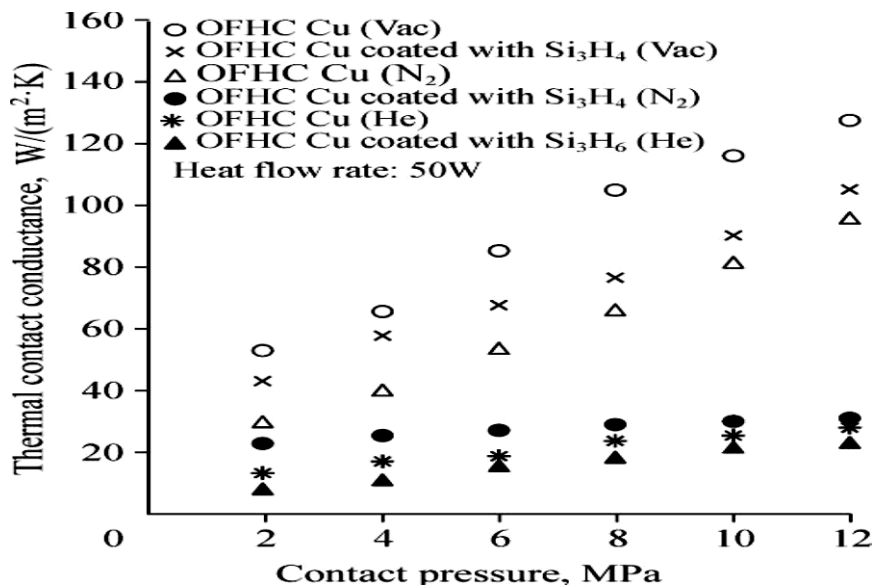


Figure II.6 : Influence du revêtement de nitrure de silicium sur la conductance thermique de contact en cuivre OFHC.

II.2.4.4. Impact de la fréquence de contact

Une fréquence de contact accrue entre la soupape et le siège réduit le temps de transfert de chaleur, diminuant ainsi la conductance thermique de contact (figure II.7). Dans les moteurs à combustion interne, une vitesse moteur plus élevée entraîne une conductance thermique de contact plus faible, augmentant la température de la soupape et diminuant celle du siège [47].

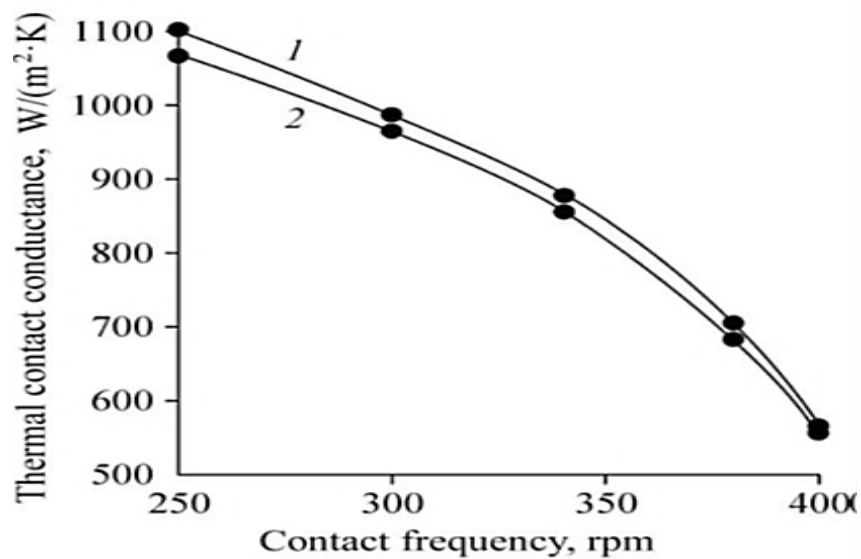


Figure II.7 : Effect de la fréquence de contact sur la conductance thermique de contact.

II.2.4.5. Impact de la topographie et de la rugosité de surface

Des études [48] se sont penchés sur l'impact de la texture de surface sur la conductance thermique du contact entre deux matériaux solides. Leur travail a révélé une tendance intéressante : lorsque la surface est plus rugueuse, la conductance thermique de contact entre les matériaux diminue. La figure II.8 démontre que, à mesure que la rugosité augmente, la conductance thermique de contact diminue en raison de la réduction des points de contact effectifs pour le transfert de chaleur.

Sadowski et al. [48], ont proposé une relation expérimentale pour estimer comment bien la chaleur est transférée entre deux surfaces en contact, particulièrement dans des situations où ces surfaces touchent largement l'une l'autre.

$$h_{eff} = \frac{\alpha h_{loc}}{1 + (1-\alpha)(0.146h_{loc}S_m/k_{eq})^{0.92}} \quad (II.3)$$

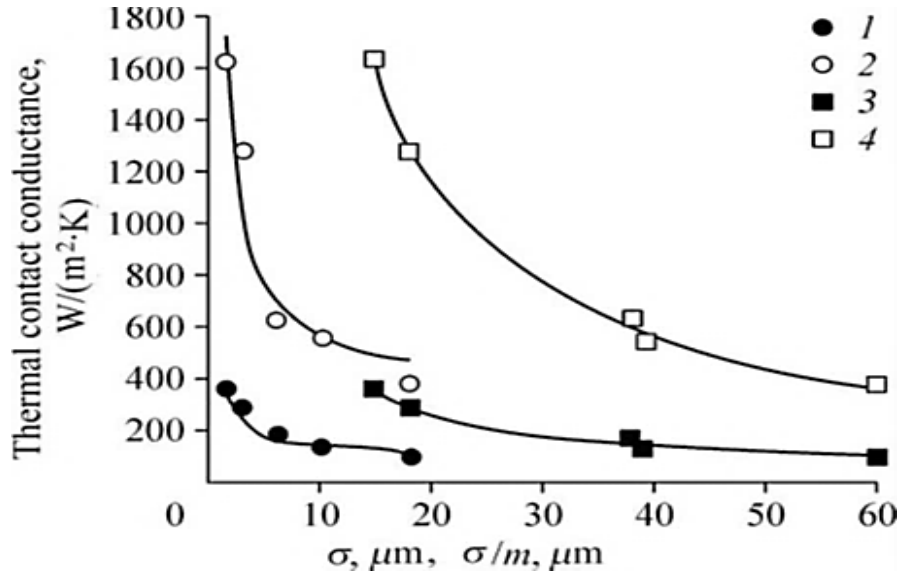


Figure II.8 : Relation entre la rugosité de surface et la conductance thermique de contact.

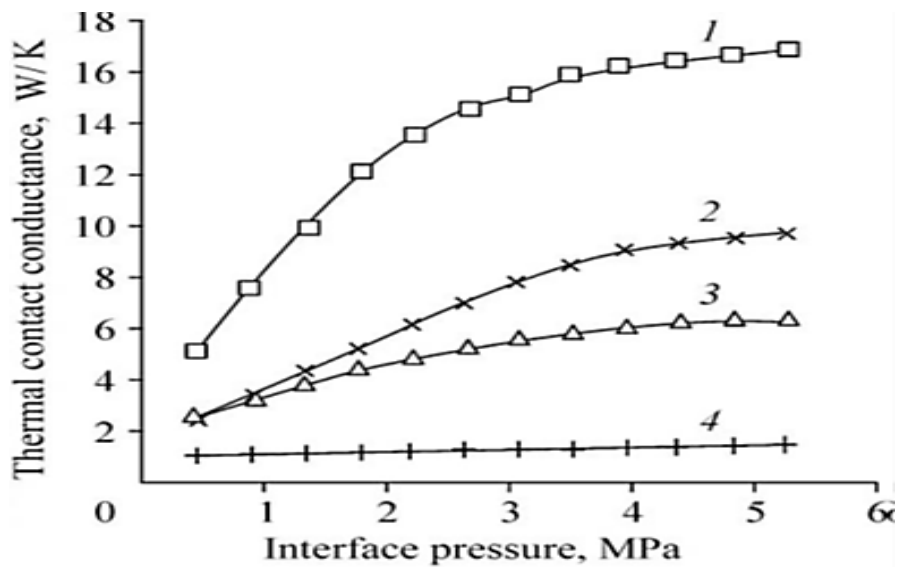


Figure II.9 : Effet de la rugosité de surface (5 μm) sur la conductance thermique de contact entre divers matériaux.

II.2.4.6. Impact de l'espace gazeux à l'interface de deux solides en contact

Plusieurs études antérieures ont proposé des modèles et des corrélations pour la conductance de l'espace gazeux [49]. Lorsqu'un gaz est présent à l'interface de deux solides en contact, la conductance de l'espace gazeux est influencée par plusieurs paramètres tels que la pression, la texture de la surface, conditions du gaz ...etc.

II.2.4.7. Impact de cycles de chargement-déchargement sur la conductance thermique de contact

La figure II.10 illustre qu'au début des cycles de chargement, la conductance thermique de contact entre les surfaces augmente progressivement. Cependant, après deux cycles, cette conductance atteint une valeur stable, ce qui signifie que le transfert de chaleur entre les surfaces devient plus constant et prévisible [50].

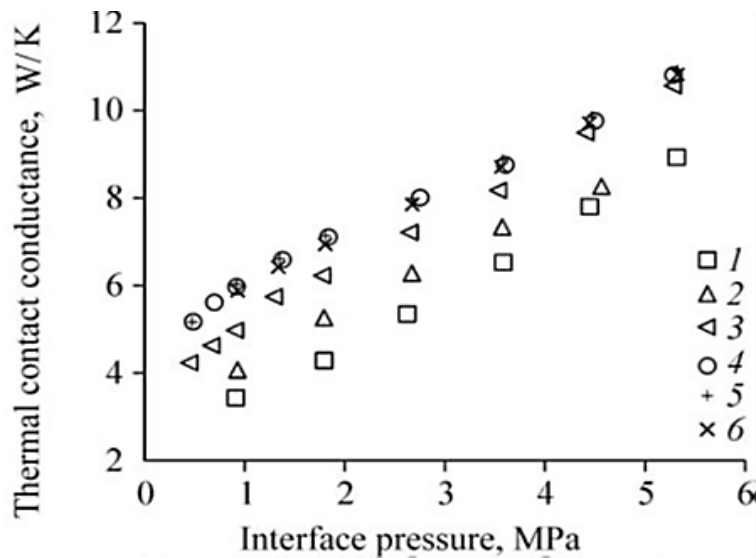


Figure II.10 : Évolution de la conductance thermique de contact lors des cycles de contact-non contact

II.2.4.8. Impact de la courbure de surface

La RTC augmente avec un petit rayon de courbure, due à la réduction de la taille des contacts macroscopiques (figure II.11) À un rayon de courbure plus grand, la résistance microthermique devient dominante [51].

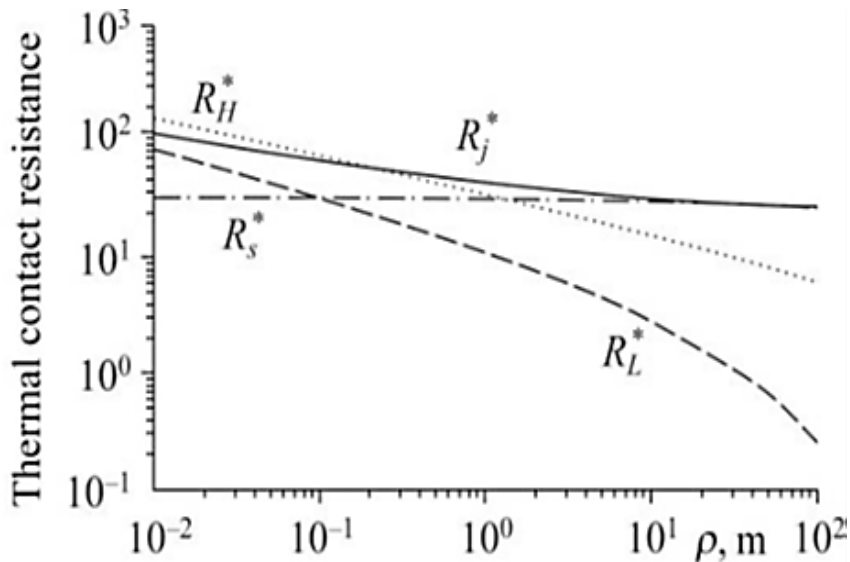


Figure II.11 : Influence du rayon de courbure sur la résistance thermique de contact

II.3. Bibliographie sur l'électrothermie

Cette section explore l'électrothermie et la régénération dans les contacts thermiques solide-solide, visant à approfondir la compréhension de ces phénomènes et à justifier l'importance des références bibliographiques choisies en lien avec ce domaine particulier.

L'électrothermie est un domaine d'étude qui explore les interactions entre l'électricité et la chaleur. Il se concentre sur la manière dont les courants électriques génèrent de la chaleur lorsqu'ils traversent des matériaux conducteurs. L'électrothermie est cruciale dans de nombreux domaines technologiques, notamment dans la conception et l'optimisation des dispositifs électroniques et électriques.

La régénération, quant à elle, fait référence à la capacité des contacts thermiques solide-solide à récupérer ou à rétablir leur performance thermique après une dégradation due à des phénomènes tels que l'usure, le vieillissement ou la contamination. Comprendre les

mécanismes de régénération est crucial pour maintenir une liaison thermique efficace et prolonger la durée de vie des dispositifs.

Les références choisies sont des études de recherche récentes qui ont apporté des contributions significatives à ces domaines spécifiques.

Leur sélection est fondée sur leur pertinence pour approfondir notre compréhension de l'électrothermie et de la régénération, ainsi que sur leur contribution à la littérature existante dans ces domaines

La première description du partage du flux généré par frottement au plan de contact entre deux solides a été proposée par Vernotte [52]. Dans son étude, l'auteur considère le cas de deux milieux semi-infinis en glissement relatif et en régime transitoire. Il suppose que le contact reste parfait et que le flux généré par frottement se répartit selon le rapport des effusivités thermiques b_j dans les deux milieux.

$$\alpha = \frac{b_1}{b_1 + b_2} \quad (\text{II.4})$$

Cette même approche a été adoptée dans la modélisation théorique du processus de meulage par conduction en peau par Chadrusekar [53]. Les résultats obtenus ont confirmé une cohérence satisfaisante entre les observations expérimentales et les prédictions théoriques. Toutefois, il convient de souligner que cette formulation est applicable uniquement aux échelles de temps courtes, c'est-à-dire lorsque $t < 0,15 \tau$. En régime permanent, cette formulation n'est plus valide. Dans le contexte des contacts glissants, plusieurs auteurs ont proposé différentes méthodes analytiques pour résoudre des problèmes de thermoélasticité. Ces problèmes concernent généralement un solide à bonne conductivité thermique en contact glissant avec un autre solide de faible conductivité thermique, comme c'est le cas dans un contact frein-disque. Les modèles utilisés dans ces études se basent souvent sur deux hypothèses : le contact entre les deux solides est parfait et l'intégralité du flux généré par frottement est absorbée par le solide à bonne conductivité thermique. Toutefois, il convient de souligner que Dimarogonas [54], grâce à une technique de thermographie infrarouge, a expérimentalement démontré l'existence d'une différence de température significative entre les deux surfaces en contact d'un frein à disque, remettant ainsi en question l'hypothèse de contact parfait.

Dans une approche plus récente, Varadi [55] a réalisé une simulation numérique des déformations élastoplastiques de deux surfaces en frottement dans le cas du contact glissant. Le flux généré aux points de contact est réparti proportionnellement aux conductivités

thermiques des deux matériaux. Cela signifie que plus un matériau est bon pour conduire la chaleur, plus il recevra de chaleur par rapport à l'autre matériau.

Yevtushenko et al. [56] ont développé des solutions analytiques pour les problèmes de thermoélasticité associés à différents types de contacts glissants

Il est important de noter que les lieux où la chaleur est générée ne sont pas justifiées et ne prennent pas en compte la nature complexe des phénomènes mécaniques impliqués dans la génération de chaleur. Lorsque deux surfaces glissent l'une contre l'autre, cela crée de la chaleur à leur interface. Cette chaleur provient principalement de deux sources différentes. La première source est interne, provenant des déformations permanentes dans les matériaux en contact dues au frottement. La seconde source est externe, résultant de la friction directe entre les surfaces en contact. Pour comprendre comment la chaleur se déplace efficacement à travers une interface de contact glissante, certains chercheurs insistent sur l'importance de repérer précisément les endroits où la chaleur est produite. En d'autres termes, il ne suffit pas seulement de considérer la résistance thermique à la jonction ; il faut aussi comprendre comment toutes les parties interagissent pour faciliter un transfert thermique efficace.

Lorsque deux surfaces entrent en contact et glissent l'une contre l'autre, cela génère de la chaleur. Habituellement, pour comprendre la répartition de cette chaleur entre les surfaces, on utilise un concept appelé coefficient de partage du flux. Cependant, lorsque l'on prend en compte le fait que les sources de chaleur ont une certaine épaisseur ou volume, cela modifie légèrement la situation. Jean-Pierre Bardon [57] propose une approche différente. Cette approche tient compte du caractère non-conservatif du flux de chaleur traversant la zone perturbée du contact. Dans le cas spécifique du contact glissant, l'auteur définit ce coefficient comme le rapport des résistances de constriction.

$$\alpha = \frac{R_2^S}{R_1 + R_2^S} \quad (\text{II.5})$$

En utilisant des outils numériques, ils parviennent à déterminer la résistance thermique du contact glissant et le paramètre α à partir du modèle microscopique.

Bauzin et Laraqi [58] ont mené une étude expérimentale visant à estimer simultanément ϕ_g et RTC dans le cas du contact glissant. Les résultats indiquent que la condition de liaison thermique entre les deux surfaces en contact glissant peut être bien décrite par le couple α , RTC. Les chercheurs ont effectué des tests sur des échantillons texturés pour étudier un coefficient appelé α , qui est lié à la manière dont la chaleur se propage dans ces matériaux lorsqu'ils sont

soumis à une contrainte. Ils ont constaté que les mesures de résistance de constriction correspondaient bien aux valeurs directement mesurées. De plus, ils ont remarqué que lorsque la vitesse de glissement dépasse un certain seuil, α est lié à la manière dont la chaleur est échangée entre les matériaux en contact, appelée effusivité. En revanche, la RTC montre des variations peu sensibles à cette même vitesse de glissement dans la plage de valeurs étudiée. Les chercheurs, qu'ils soient spécialisés en mécanique ou en thermique, ont du mal à déterminer comment la chaleur est échangée à une interface où les matériaux glissent l'un par rapport à l'autre, car il est difficile de localiser précisément les zones où la chaleur est dissipée. Cependant, cette problématique ne se pose pas dans le cas du contact électrothermique, où la distribution précise des sources de chaleur est connue grâce aux solutions proposées par Holm [63], Greenwood [64] pour le problème électrique. Ironiquement, les aspects thermiques macroscopiques du contact électrothermique ont été peu étudiés, à l'exception des récents travaux de Le Meur et Bourouga [59]. La majorité des travaux proches de ce sujet concernent l'électricité de puissance, notamment l'application du soudage par résistance, qui a suscité un grand intérêt en raison de l'utilisation croissante de simulations numériques par les industriels pour améliorer les procédés.

Le Meur et Bourouga [60] ont récemment fait des progrès importants dans la recherche sur la liaison thermique à une interface de contact électrothermique. Ils ont développé une méthode d'estimation précise des paramètres α et RTC en utilisant une instrumentation fine à base de thermocouples et en mettant en œuvre une technique de conduction inverse adaptée. Leur approche expérimentale a permis de caractériser plus précisément le partage du flux généré à l'interface et d'obtenir des résultats fiables.

Parallèlement, d'autres chercheurs se sont intéressés à la modélisation du coefficient α dans le contexte du contact électrothermique. Un modèle basé sur une approche microscopique du contact a été proposé. Ce modèle théorique suggère que la façon dont la chaleur est transférée à travers une interface ne dépend pas de la façon dont cette interface est structurée, du fluide interstitiel, ni des conditions de température environnantes

Cette approche aide à comprendre comment la chaleur se déplace à cette interface et comment l'énergie produite par l'effet Joule influence la différence de température à cet endroit.

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_1 + \lambda_2} + \frac{\rho_1}{\rho_1 + \rho_2} \right) \quad (\text{II.6})$$

Cette formulation exprime les propriétés caractéristiques des matériaux et leur influence sur les transferts thermiques et électriques à l'interface.

Ce modèle a été partiellement validé expérimentalement dans le contexte du contact électrothermique dynamique entre une tôle et une électrode lors d'une opération de soudage par point. Les résultats numériques obtenus ont confirmé la pertinence du modèle, montrant que peu importe le fluide interstitiel et la forme de l'interface le coefficient α reste le même [61].

Les effets électrothermiques se produisent principalement en raison de la façon dont le courant électrique est réparti et de la chaleur générée par l'effet Joule à l'endroit où les électrodes rencontrent la tôle. Mokrani et al. [62] ont mené une étude expérimentale sur les propriétés thermiques d'une interface imparfaite entre deux métaux, prenant en compte la dissipation de chaleur due à l'effet Joule [16]. Leurs découvertes ont également abouti à des méthodes pour estimer la résistance à la chaleur à cette interface et le coefficient de partage du flux généré entre les deux métaux. Au cours des dernières années, plusieurs chercheurs ont proposé différentes approches pour résoudre les problèmes électrothermiques. Par exemple, A. Degiovanni et al. [63] ont proposé une approche d'analogie électrique pour résoudre les problèmes de transfert de chaleur dans un système avec plusieurs surfaces isothermes, une surface d'échange et une source de chaleur avec une distribution quelconque. Anas El Maakoul et al. [64] ont apporté une nouvelle perspective pour expliquer comment la chaleur se transmet entre deux surfaces en contact. Leur étude se base sur l'analogie thermoélectrique pour analyser le contact électrothermique, qui implique la dissipation de chaleur par effet de Joule. L'idée consiste à considérer deux solides en contact partiel à travers deux aspérités entourées d'un fluide interstitiel ayant une résistance thermique notée R_f , comme illustré dans la figure II.12. Ils ont observé que le coefficient de partage est constant = $\frac{1}{2}$.

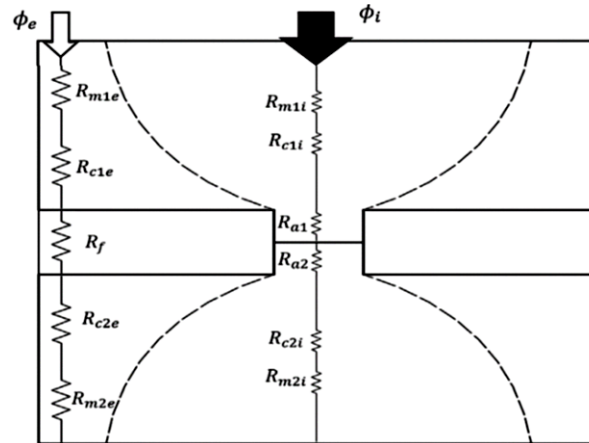


Figure II.12 : Illustration de la présentation d'une cellule de contact élémentaire axisymétrique.

Par analogie

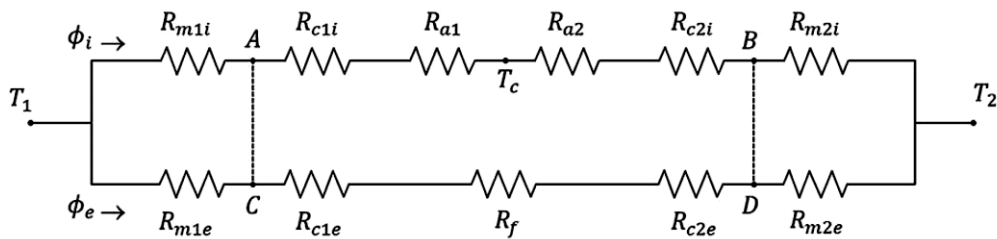


Figure II.13 : Circuit thermique équivalent global.

Des études et recherches approfondies sont nécessaires pour mieux comprendre la génération de chaleur aux interfaces de contact imparfait. Il est essentiel de développer une formulation plus étendue et précise qui prenne en compte la véritable nature physique des phénomènes thermiques impliqués.

Il est également important d'évaluer l'influence de différents facteurs tels que la géométrie de l'interface, la nature du fluide interstitiel et les conditions thermiques extérieures sur les paramètres α et RTC.

Les Diverses approches utilisées pour définir la manière dont la chaleur est produite, en examinant à la fois les sources internes et externes de chaleur, ainsi que la répartition spatiale des zones où la chaleur se dissipe. Malgré ces efforts, des interrogations persistent concernant le paramètre α . Celui-ci joue un rôle crucial en déterminant la proportion du flux thermique qui contribue au changement de température à l'interface.

Il s'avère également nécessaire de revoir et d'affiner la formulation de la condition de liaison thermique varie selon les auteurs, avec des simplifications courantes qui ne reflètent pas

pleinement la nature complexe des phénomènes thermiques impliqués. De plus, dans le cas du contact électrothermique, il existe encore un manque d'études approfondies sur les aspects thermiques macroscopiques.

Il est clair que des recherches supplémentaires sont nécessaires pour affiner nos connaissances sur la génération de chaleur aux interfaces de contact imparfait.

II.3. Conclusion

Le contact périodique et électrothermique sont des domaines de recherche essentiels pour comprendre les phénomènes qui se produisent aux interfaces de contact et pour améliorer les performances des systèmes impliqués. À travers la bibliographie présentée dans ce chapitre, nous avons pu examiner divers aspects de ces sujets.

D'un côté, l'étude du contact périodique a mis en évidence l'importance de prendre en compte des variables comme la pression exercée sur les interfaces de contact et le profil de surface pour prédire avec précision les caractéristiques mécaniques et thermiques du contact. Les modèles traditionnels ont leurs limites, mais des avancées significatives ont été réalisées pour intégrer ces facteurs dans de nouveaux modèles, offrant ainsi une meilleure appréhension des phénomènes liés au contact périodique.

D'un autre côté, il est essentiel de considérer les enjeux spécifiques associés au transfert de chaleur et aux interactions électriques dans le domaine de l'électrothermie. Les travaux de recherche ont permis de mieux comprendre les mécanismes sous-jacents et ont ouvert la voie au développement de modèles avancés et de techniques optimisées.

Notre travail s'inscrit dans la continuité de ces études en visant à approfondir la compréhension du contact périodique et électrothermique, en soulignant la relation entre la pression et la RTC. Cette relation non linéaire, souvent observée dans les contacts périodiques et dans des situations au temps court pour les contacts électrothermiques.

En explorant les aspects fondamentaux de ces phénomènes, Notre objectif principal est d'améliorer la compréhension et la manipulation des systèmes de contact et périodique et électrothermique, en explorant des modèles avancés et en optimisant les performances liées à la pression de contact.

CHAPITRE III : Modélisation Mathématique du Contact Périodique

III.1. Introduction

Ce chapitre se concentre sur l'application du modèle de contact thermique périodique. Nous examinerons en détail le modèle thermique utilisé pour décrire ce type de contact, ainsi que les étapes de résolution numérique mises en œuvre.

Dans cette étude, nous nous pencherons sur cinq couples de matériaux couramment utilisés dans les moteurs à combustion interne. Les paramètres clés incluent la période de contact et la répartition de cette période entre les phases de contact et de non-contact.

Au cours de ce chapitre, nous présenterons le modèle thermique spécifique, en prenant en considération les caractéristiques géométriques ainsi des propriétés thermophysiques des matériaux. Nous expliquerons ensuite les étapes de résolution numérique qui serviront à résoudre le problème de contact thermique-intermittent.

Enfin, nous présenterons les résultats obtenus à travers une analyse à l'interface siège-soupape.

III.2. Application au cas siège-soupape

III.2.1. Modèle thermique

Le modèle adopté consiste en deux barreaux cylindriques de sections droites circulaires identiques qui sont en contact périodique. Ces barreaux sont constitués d'un matériau homogène et isotrope, et leur surface latérale est isolée thermiquement sur toute leur longueur. Pendant la période de contact, notée τ , l'interaction entre les deux barreaux se produit uniquement pendant une fraction de la période.

Le schéma conceptuel du modèle cylindrique unidimensionnel sélectionné est présenté dans la figure II.1. Pour construire le système d'équations, nous appliquons l'équation de conduction thermique linéaire, en prenant en considération les conditions limites adéquates, notamment à l'interface entre les deux barreaux.

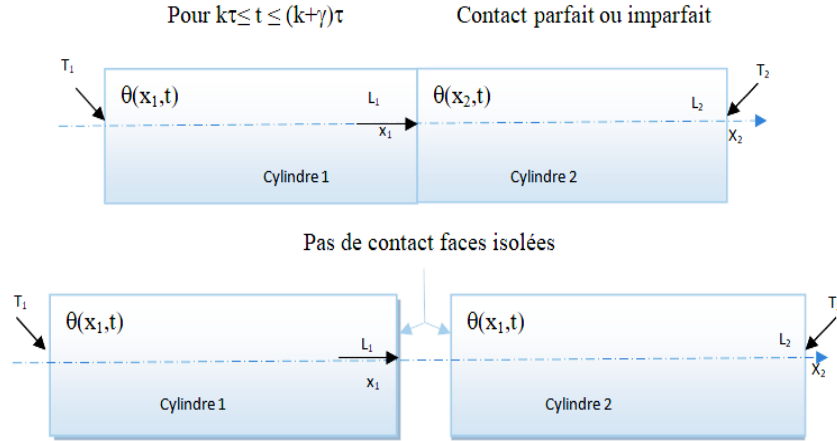


Figure III.1 : Schéma du modèle cylindrique monodimensionnel.

Le système d'équations pour la conduction thermique est établi avec des conditions aux limites spécifiques à l'interface

$$\frac{\partial^2 T_j}{\partial x_j^2} = \frac{1}{a_j} \frac{\partial T_j}{\partial t} \quad 0 < x_1 < L_1 \quad 0 < x_2 < L_2 \quad j = 1,2 \quad t > 0 \quad (\text{III.1})$$

conditions aux limites suivantes

$$\lambda_1 \left(\frac{\partial T_1(0, t)}{\partial x_1} \right)_{x_1=0} = h; [T_{2\infty} - T_{1\infty}] \quad (\text{III.2})$$

$$\lambda_2 \left(\frac{\partial T_1(L_2, t)}{\partial x_2} \right)_{x_2=L_2} = h; [T_{1\infty} - T_{2\infty}] \quad (\text{III.3})$$

Conditions de périodicité

$$T_j(x, t) = T_j(x, t + \tau) \quad (\text{III.4})$$

Avec $\tau = \tau_c + \tau_{kc}$

Conditions initiales

$$\begin{cases} T_1(x, 0) = T_{1\infty} & (\text{III.5}) \\ T_2(x, 0) = T_{2\infty} & (\text{III.6}) \\ \left(\frac{\partial T(0, t)}{\partial x} \right)_{x_1=L} = 0 & (\text{III.7}) \end{cases}$$

Contact ouvert (sans écoulement)

$\forall t$ ou : $\kappa\tau + \tau c \leq \tau \leq (\kappa+1)\tau$:

$$\lambda_1 \left(\frac{\partial T_1(L_1, t)}{\partial x_1} \right)_{x_1=L_1} = \lambda_2 \left(\frac{\partial T_2(0, t)}{\partial x_2} \right)_{x_2=L_2} = 0 \quad (\text{III.8})$$

Contact fermé

$\forall t$ tel que $\kappa\tau \leq t \leq (\kappa+\gamma)\tau$:

$$\lambda_1 \left(\frac{\partial T_1(L_1, t)}{\partial x_1} \right) = \lambda_2 \left(\frac{\partial T_2(0, t)}{\partial x_2} \right) \quad (\text{III.9})$$

$$R_c \cdot \lambda_1 \left(\frac{\partial T_1(L_1, t)}{\partial x_1} \right) = [\Delta T_{interface}] \quad (\text{III.10})$$

h : Coefficient de convection à $x = 0, x = 2L$, $W/m^2\text{°C}$.

R_c : Modèle de résistance prenant en compte l'évolution du contact qui sera développé ultérieurement.

Le système adimensionnel, est comme suit :

$$\begin{cases} x^* = x/L_1 \\ h^* = h \cdot L_1/k_1 \\ \tau = (a_1 \cdot \tau c)/(L_1^2) \\ a^* = a_2/a_1 \end{cases} \quad (\text{III.11})$$

III.2.2. Choix du modèle théorique

Le contact thermique imparfait se produit en raison de l'existence de rugosités limitant le transfert de chaleur entre deux surfaces en contact. L'augmentation de la pression de contact amplifie la déformation, élargissant la surface de contact réelle et améliorant la CT. Plusieurs corrélations de prédiction de la CT ont été développés [65], [66] au cours des dernières décennies.

Cependant, le problème du transfert de chaleur conducteur est interdisciplinaire et peut être divisé en trois parties : géométrique, mécanique et thermique.

Dans cette étude, une résistance de type plastique CMY [67] est introduite à l'interface de deux surfaces en contact périodique sous deux pressions modérées (non-contact "pressurisé" / "basse

pression"). Ce modèle exprime une déformation plastique pour la résistance de constriction pour. Le modèle CMY, validé pour des surfaces conformes, a fait l'objet de nombreuses expériences théoriques et expérimentales sur la conductance thermique du contact cylindrique.

$$R_s = 11,25\sigma \cdot m \cdot \lambda_s (H_c/p)^{0,95} \quad (\text{III.12})$$

La pression p dans l'équation (III .13) est donnée comme suit :

$$p = 0.79 \cdot H \left[\frac{(h_c)^{1,052} \cdot \sigma^{1,052}}{\lambda_s^{1,052} \cdot m_c^{1,052}} \right] \quad (\text{III.13})$$

À l'interface entre deux solides, la résistance de contact (R_c) varie en fonction des conditions de contact, notamment topographiques et périodiques, donc la résistance R_c varie en fonction de la pression de contact, avec des valeurs 10^{-3} et 10^{-4} ($\text{m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$) ; pour des pressions modérée et non modérée, respectivement. Quand la pression de contact P augmente, la déformation des aspérités augmente également, et elle diminue lorsque P diminue. Le modèle retenu décrit une évolution parabolique de la pression.

Dans ce cas, le modèle que nous retenons correspondra à une évolution parabolique de la pression, qui sera déterminée par identification.

$$P = a \cdot t^2 + b \cdot t + c \quad (\text{III.14})$$

Les conditions aux limites $\forall 0 \leq t \leq \tau\gamma$

$$\begin{cases} \text{Si } t = 0 & R_c = 10^{-3} & P = P_1 \\ \text{Si } t = \tau\gamma & R_c = 10^{(-3)} & P = P_1 \\ \text{Si } t = \tau\gamma/2 & R_c = 10^{(-4)} & P = P_2 \end{cases} \quad (\text{III.15})$$

Nous nous concentrer seulement sur le régime périodique établi, c'est-à-dire les temps très longs où la solution se stabilise. En nous focalisant sur ce régime, nous cherchons à comprendre le comportement thermique dans des situations où le contact périodique est établi de manière répétée.

Cette approche nous permet d'obtenir des informations précieuses pour la projection sur des systèmes spécifiques, tels que les sièges-soupapes des moteurs à combustion interne. Dans ces

moteurs, le bon fonctionnement des sièges-soupapes est essentiel pour assurer une combustion efficace du carburant et une performance optimale du moteur. Par conséquent, comprendre les phénomènes thermiques qui se produisent lors du contact périodique est crucial pour garantir le refroidissement adéquat des sièges-soupapes et éviter les problèmes tels que la surchauffe ou la déformation des composants.

III.2.3. Résolution numérique

Nous utiliserons la méthode des différences finies, notamment le schéma de Crank-Nicolson, pour résoudre le problème du contact périodique.

Opter pour des solutions analytiques solutions analytiques qui sont souvent difficiles à obtenir et à mettre en œuvre pour les phénomènes de contact intermittent, nous choisissons donc une approche numérique qui nous permettra d'obtenir des résultats précis et d'approfondir notre compréhension de ces phénomènes.

III.2.3.1. La méthode des différences finies

Dans le cadre de la modélisation numérique, les EDP sont souvent résolues à l'aide de méthodes telles que la méthode des différences finies. Cette technique consiste à discrétiser l'espace et le temps en une grille de points

Les dérivées spatiales sont approximées à l'aide des schémas centrés, qui prennent en compte les valeurs des points voisins. Par exemple, pour une dérivée partielle par rapport à la position x , on peut utiliser la formule suivante :

$$\partial u / \partial x \approx (u(i + 1) - u(i - 1)) / (2\Delta x) \quad (\text{III.16})$$

De même, les dérivées temporelles sont approximées à l'aide de schémas différences finies. Par exemple, pour une dérivée partielle par rapport au temps t , on peut utiliser la formule suivante :

$$\partial u / \partial t \approx (u(n + 1) - u(n - 1)) / (2\Delta t) \quad (\text{III.17})$$

Où $u(n)$ est la valeur de la variable u à l'instant n de la discrétisation temporelle, et Δt est l'intervalle de discrétisation temporelle.

En utilisant ces approximations pour les dérivées spatiales et temporelles, on peut discrétiser l'équation de conduction de la chaleur et construire un système d'équations algébriques, que l'on résout numériquement.

Le schéma de Crank-Nicolson.

- Est relativement facile à mettre en œuvre, grâce à sa formulation simple et à sa facilité de programmation. De plus, il offre une convergence rapide vers la solution exacte et est moins sensible aux perturbations numériques, ce qui garantit des résultats plus fiables.
- Présente une faible demande en termes de puissance de calcul. Cela signifie qu'il peut être exécuté efficacement sur des ordinateurs conventionnels, ce qui le rend accessible pour des applications pratiques...

La résolution numérique du problème du contact périodique est comme suit :

$$\frac{\partial^2 T_j}{\partial X_j^2} = \frac{1}{a_j} \frac{\partial T_j}{\partial t} \quad (\text{III.18})$$

Le schéma de discrétisation selon Crank-Nicolson pour le second membre reste le même que celui utilisé dans le schéma implicite.

$$\frac{1}{a_i} \cdot \frac{T_{j,i_j}^{n+1} - T_{j,i_j}^n}{\Delta t} \quad (\text{III.19})$$

Il est important de noter que le schéma de discrétisation que nous avons choisi, à savoir Crank-Nicolson, est inconditionnellement stable, ce qui garantit la fiabilité et la précision de nos calculs.

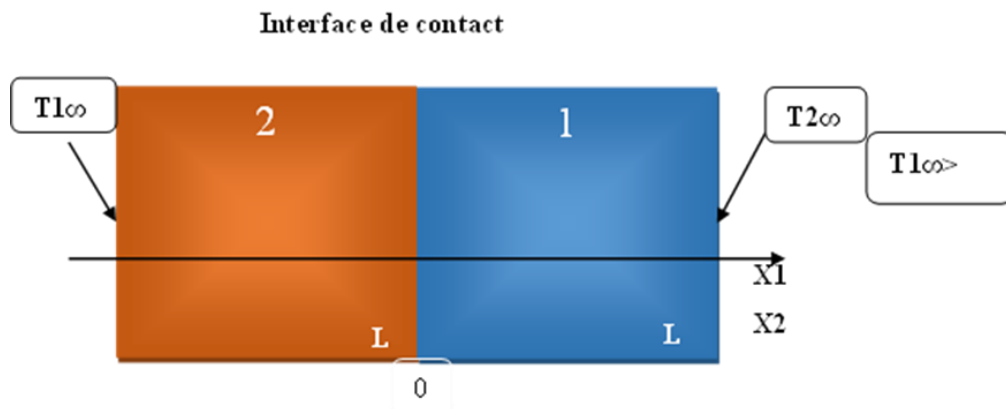


Figure III.2 : Modélisation du contact fermé

III.2.3.2. Contact fermé

Mise en équation du problème $(k\tau \leq t \leq k.\tau + \tau_c)$

Equation de transfert :

$$\frac{\partial^2 T_j}{\partial X_j^2} = \frac{1}{a_j} \frac{\partial T_j}{\partial t} \left\{ \begin{array}{l} j = 1 \text{ ou } 2 \\ \text{et} \\ 0 < x_1 < L_1; 0 < x_2 < L_2 \\ t > 0 \end{array} \right. \left(\text{avec } a_j = \frac{\lambda_j}{\rho_j C_j} \right) \quad (\text{III.20})$$

En

$$x_1 = 0 : \quad T_1(0, t) = T_{1\infty} \quad (\text{III.21})$$

En

$$x_1 = L_2 : \quad \left\{ \begin{array}{l} -\lambda_1 \left(\frac{\partial T_1}{\partial x_1} \right)_{x_1=L_1} = \frac{T_1(L_1, t) - T_2(0, t)}{R_c} \\ -\lambda_1 \left(\frac{\partial T_1}{\partial x_1} \right)_{x_1=L_1} = -\lambda_2 \left(\frac{\partial T_2}{\partial x_2} \right)_{x_2=0} \end{array} \right. \quad (\text{III.22})$$

Conditions initiales :

$$k = 0 \quad \begin{array}{l} T_1(x, t) = T_{1\infty} \\ T_2(x, t) = T_{2\infty} \end{array} \quad (\text{III.23})$$

$$k \neq 0 \quad \begin{array}{l} T_1(x, t) = T_1(x, k.\tau) \\ T_2(x, t) = T_2(x, k.\tau) \end{array} \quad (\text{III.24})$$

Dans notre travail, nous avons utilisé le modèle parabolique de pression (équation III.25)

$$P = a.t^2 + b.t + c \quad (\text{III.25})$$

Les conditions aux limites $\forall 0 \leq t \leq \tau\gamma$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{si } t = 0 \quad R_c = 10^{-3} P = P_1 \\ \text{si } t = \tau\gamma R_c = 10^{(-3)} P = P_1 \\ \text{si } t = \tau\gamma/2R_c = 10^{(-4)} P = P_2 \end{array} \right. \quad (\text{III.26})$$

Par identification, nous avons obtenu les valeurs de a et b pour les couples de matériaux ils sont données par les équations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} AL - AL \Rightarrow \\ CU - CU \Rightarrow \\ AC - AL \Rightarrow \\ TI - TI \Rightarrow \\ AC - AL \Rightarrow \end{array} \right. \begin{array}{l} P = -\frac{646102,24}{\gamma \cdot \tau^2} t^2 + \frac{646102,24}{\gamma \cdot \tau} t + \dots \\ P = -\frac{332495,2}{\gamma \cdot \tau^2} t^2 + \frac{332495,2}{\gamma \cdot \tau} t + \dots \\ P = -\frac{2909234,4}{\gamma \cdot \tau^2} t^2 + \frac{2909234,4}{\gamma \cdot \tau} t + \dots \\ P = -\frac{9221412,16}{\gamma \cdot \tau^2} t^2 + \frac{9221412,16}{\gamma \cdot \tau} t + \dots \\ P = -\frac{1758412,76}{\gamma \cdot \tau^2} t^2 + \frac{1758412,76}{\gamma \cdot \tau} t + \dots \end{array} \quad (III.27)$$

$$(III.13) \Leftrightarrow h_c = 1.25 \cdot k \cdot s \cdot \left(\frac{m \cdot c}{\delta}\right) \cdot \left(\frac{p}{H}\right)^{0.95} \quad (III.28)$$

III.2.3.2.1. Discrétisation du système

III.2.3.2.1.1. Méthode des différences finies :

➤ Schéma de discrétisation du système

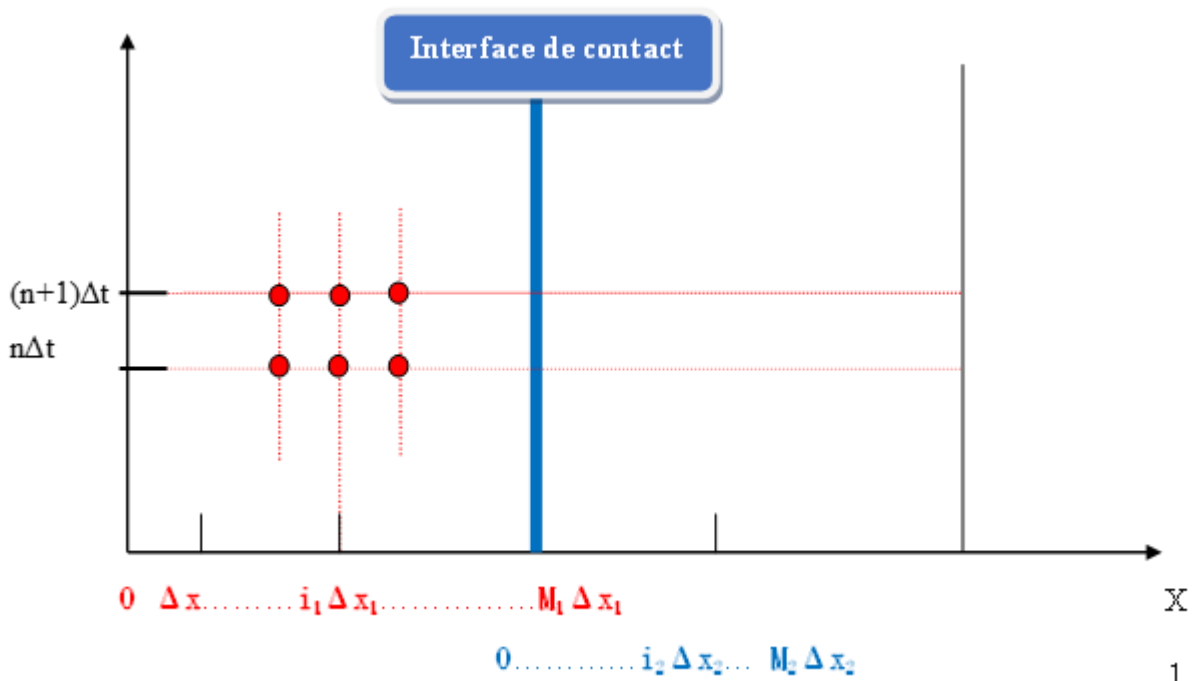


Figure III.3 : Schéma de discrétisation du système.

Nous posons :

$$\begin{aligned}
 -r_j \theta T_{j,i_j-1}^{n+1} + (1 + 2r_j \theta) T_{j,i_j}^{n+1} - r_j \theta T_{j,i_j+1}^{n+1} &= r_j (1 - \theta) T_{j,i_j-1}^n + [1 - \\
 2r_j (1 - \theta)] T_{j,i_j}^n + r_j (1 - \theta) T_{j,i_j+1}^n &
 \end{aligned} \tag{III.29}$$

Conditions aux limites:

$$(III.21) \Rightarrow \text{en } x_1 = 0 \quad T_{1,0}^n = T_{1\infty}^n \tag{III.30}$$

$$(III.22) \Rightarrow \text{en } x_2 = L_2 \quad T_{2,M_2}^n = T_{1\infty}^n \tag{III.31}$$

Les températures aux extrémités "libres" de notre système sont représentées ici.

$$(III.23) \Rightarrow \text{en } x_1 = L_1 (\text{ou } x_2 = 0) \left\{ \begin{array}{l}
 -\lambda_1 \left(\frac{T_{1,M_1+1}^n - T_{1,M_1-1}^n}{2\Delta x_1} \right) = \frac{T_{1,M_1}^n - T_{2,0}^n}{R_c} \\
 \Leftrightarrow T_{1,M_1+1}^n = T_{1,M_1-1}^n - \frac{2\Delta x_1}{\lambda_1 R_c} (T_{1,M_1}^n - T_{2,0}^n) \\
 -\lambda_1 \left(\frac{T_{1,M_1+1}^n - T_{1,M_1-1}^n}{2\Delta x_1} \right) = -\lambda_2 \left(\frac{T_{2,1}^n - T_{2,-1}^n}{2\Delta x_2} \right) \\
 \Leftrightarrow T_{2,-1}^n = T_{2,1}^n - \frac{\Delta x_1 \lambda_1}{\Delta x_2 \lambda_2} (T_{1,M_1+1}^n - T_{1,M_1-1}^n) \\
 \Leftrightarrow T_{2,-1}^n = T_{2,1}^n + \frac{2\Delta x_2}{\lambda_2 R_c} (T_{1,M_1}^n - T_{2,0}^n)
 \end{array} \right. \tag{III.32}$$

Ensuite, nous appliquons l'équation (III.20) à l'interface des 2 solides :

- Solide 1 :

En combinant cela avec l'équation (III.30) :

$$\begin{aligned}
 (III.25) \Rightarrow r_1 \theta T_{1,M_1-1}^{n+1} + (1 + 2r_1 \theta) T_{1,M_1}^{n+1} - r_1 \left[T_{1,M_1-1}^{n+1} - \frac{2\Delta x_1}{\lambda_1 R_c} (T_{1,M_1}^{n+1} - \right. \\
 \left. T_{2,0}^{n+1}) \right] &= r_1 (1 - \theta) T_{1,M_1-1}^n + [1 - 2r_1 (1 - \theta)] T_{1,M_1}^n + r_1 (1 - \theta) \left[T_{1,M_1-1}^n - \right. \\
 \left. \frac{2\Delta x_1}{\lambda_1 R_c} (T_{1,M_1}^n - T_{2,0}^n) \right] &\Leftrightarrow 2r_1 \theta T_{1,M_1-1}^{n+1} + \left[1 - 2r_1 \theta \left(1 + \frac{\Delta x_1}{\lambda_1 R_c} \right) \right] T_{1,M_1}^{n+1} - \\
 r_1 \theta \frac{2\Delta x_1}{\lambda_1 R_c} T_{2,0}^{n+1} &= 2r_1 (1 - \theta) T_{1,M_1-1}^n + \left[1 - 2r_1 (1 - \theta) \left(1 + \frac{\Delta x_1}{\lambda_1 R_c} \right) \right] T_{1,M_1}^n + r_1 (1 - \\
 \theta) \frac{2\Delta x_1}{\lambda_1 R_c} T_{2,0}^n &
 \end{aligned} \tag{III.34}$$

▪ Solide 2 :

En combinant cela avec l'équation (II.29) :

$$\begin{aligned}
 \text{(III.25)} \Rightarrow r_2 \theta \left[T_{21}^{n+1} - \frac{2\Delta x_2}{\lambda_2 R_c} (T_{1,M_1}^{n+1} - T_{2,0}^{n+1}) \right] + (1 + 2 \cdot r_2 \cdot \theta) T_{2,0}^{n+1} - \\
 r_1 \cdot \theta T_{21}^{n+1} = r_2 (1 - \theta) T_{2,1}^n + [1 - 2 \cdot r_2 (1 - \theta)] T_{2,0}^n + r_1 (1 - \theta) \left[T_{2,0}^n - \right. \\
 \left. \frac{2\Delta x_2}{\lambda_2 R_c} (T_{1,M_1}^n - T_{2,0}^n) \right] \Leftrightarrow 2r_2 \theta T_{2,1}^{n+1} + \left[1 - 2 \cdot r_2 \cdot \theta \left(1 + \frac{\Delta x_2}{\lambda_2 R_c} \right) \right] T_{2,0}^{n+1} - \\
 r_2 \theta \frac{2\Delta x_2}{\lambda_2 R_c} T_{1,M_1}^{n+1} = 2r_2 (1 - \theta) T_{2,1}^n + \left[1 - 2r_2 (1 - \theta) \left(1 + \frac{\Delta x_2}{\lambda_2 R_c} \right) \right] T_{2,0}^n + \\
 r_2 (1 - \theta) \frac{2\Delta x_2}{\lambda_2 R_c} T_{1,M_1}^n
 \end{aligned} \tag{III.35}$$

Les conditions initiales :

$$\text{(III.23)} \Rightarrow T_{1,i_1}^0 = T_{1\infty} \tag{III.36}$$

$$\text{(III.24)} \Rightarrow T_{2,i_2}^0 = T_{2\infty} \tag{III.37}$$

Ces conditions ne s'appliquent qu'à l'instant $t=0$ ($k=0$).

Conditions initiales

$$k \neq 0 \begin{cases} T_{1,i_1}^n = T_{1,i_1}^{k,n_\tau} \\ T_{2,i_2}^n = T_{2,i_2}^{k,n_\tau} \end{cases} \tag{III.38}$$

$$\tag{III.39}$$

n_τ : désigne l'incrément temporel associé à la période τ .

III.2.3.3. Contact ouvert

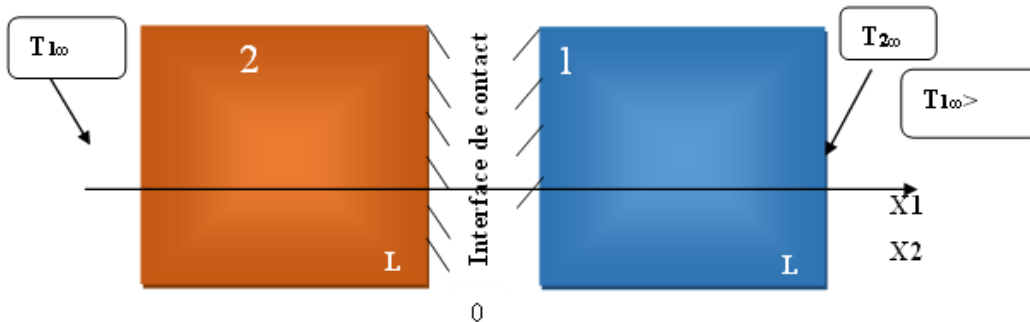


Figure III.4 : Modélisation du contact ouvert

Mise en équation du problème ($k\tau \leq t \leq [k + 1]. \tau$)

Le système est divisé en deux parties distinctes, en résolvant le problème pour chacun des solides individuellement. Ainsi, il est approprié de formuler deux systèmes d'équations distincts.

▪ Solide 1 :

Equation de transfert

$$\frac{\partial^2 T_1}{\partial X_1^2} = \frac{1}{a_1} \frac{\partial T_1}{\partial t} \quad 0 \leq x_1 \leq L_1 \quad (\text{III.40})$$

En

$$x_1 = L_1 \quad \left(\frac{\partial T_1}{\partial X_1} \right)_{x_1=L_1} = 0 \quad (\text{III.42})$$

Conditions initiales

$$k = 0 \quad T_1(x_1, t) = T_1(x_1, \tau_c) \quad (\text{III.43})$$

Conditions initiales

$$k \neq 0 \quad T_1(x_1, t) = T_1(x_1, k\tau + \tau_c) \quad (\text{III.44})$$

III.2.3.3.1. Discrétisation du système

III.2.3.3.1.1. Méthode des différences finies

En utilisant la même méthode que précédemment, nous appliquons le schéma de discrétisation au système périodique.

$$\begin{aligned} (\text{III.35}) \Rightarrow r_1 \cdot \theta T_{1,i_1-1}^{n+1} + (1 + 2r_1\theta) T_{1,i_1}^{n+1} - r_1 \cdot \theta T_{1,i_1+1}^{n+1} &= r_1(1 - \theta) T_{1,i_1-1}^n + \\ [1 - 2 \cdot r_1(1 - \theta)] T_{1,i_1}^n + r_1(1 - \theta) T_{1,i_1+1}^n & \end{aligned} \quad (\text{III.45})$$

Les conditions aux limites:

$$(III.36) \Rightarrow \text{en } k = 0 \quad T_{1,0}^n = T_{1\infty} \quad (III.46)$$

$$(III.37) \Rightarrow \text{en } k \neq 0 \quad \frac{T_{1,M_1+1}^n - T_{1,M_1-1}^n}{2\Delta x_1} \Leftrightarrow T_{1,M_1+1}^n = T_{1,M_1-1}^n \quad (III.47)$$

Pour éliminer le terme fictif T_{1,M_1+1}^n , nous utilisons l'équation (III.33) écrite en $x_1=L_1$.

On obtient :

$$-2r_1\theta T_{1,M_1-1}^{n+1} + (1 + 2r_1\theta)T_{1,M_1}^{n+1} = 2r_1(1 - \theta)T_{1,M_1-1}^n + [1 - 2r_1(1 - \theta)]T_{1,M_1}^n \quad (III.48)$$

La condition initiale est alors formulée comme suit :

$$(III.38) \Rightarrow T_{1,i_1}^0 = T_{1,i_1}^{n_\tau} \quad (III.49)$$

n_τ : désigne l'incrément temporel associé à la période τ

$$(III.39) \Rightarrow T_{1,i_1}^n = T_{1,i_1}^{k,n_\tau+n_c} \quad (III.50)$$

▪ Solide 1 :

Equation de transfert

$$\frac{\partial^2 T_2}{\partial X_2^2} = \frac{1}{a_2} \frac{\partial T_2}{\partial t} \quad 0 \leq x_1 \leq L_1 \quad (III.51)$$

En

$$x_1 x_1 = L_1 \quad T_2(0, t) = T_{2\infty} \quad (III.52)$$

En

$$x_1 x_1 = 0 \quad \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial X_2} \right)_{x_2=0} = 0 \quad (III.51)$$

Conditions initiales

$$k = 0 \quad T_2(x_2, t) = T_2(x_2, \tau_c) \quad (III.52)$$

$$k \neq 0 \quad T_2(x_2, t) = T_2(x_2, k\tau + \tau_c) \quad (III.53)$$

L'équation (III.45) devient :

$$-r_2\theta T_{2,i_1-1}^{n+1} + (1 + 2r_1\theta)T_{2,i_2}^{n+1} - r_2\theta T_{2,i_2+1}^{n+1} = r_2(1 - \theta)T_{2,i_2-1}^n + [1 - 2r_2(1 - \theta)]T_{2,i_2}^n + r_2(1 - \theta)T_{2,i_2+1}^n \quad (\text{III.54})$$

Les conditions aux limites :

$$(\text{III.49}) \Rightarrow \text{en } x_2 = L_2 \quad T_{2,M_2}^n = T_{2,\infty} \quad (\text{III.55})$$

$$(\text{III.51}) \Rightarrow \text{en } x_2 = 0 \quad \frac{T_{2,1}^n - T_{2,-1}^n}{2\Delta x_2} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad T_{2,1}^n = T_{2,-1}^n \quad (\text{III.56})$$

Nous utilisons l'équation (III.54).

En combinant ces deux équations précédentes, nous obtenons :

$$-2r_2\theta T_{2,1}^{n+1} + (1 + 2r_2\theta)T_{2,0}^{n+1} = 2r_2(1 - \theta)T_{2,1}^n + [1 - 2r_2(1 - \theta)]T_{2,0}^n \quad (\text{III.57})$$

La condition initiale est alors formulée comme suit :

$$(\text{III.55}) \Rightarrow T_{2,i_2}^0 = T_{2,i_2}^{n_c} \quad (\text{III.58})$$

n_c : désigne l'incrément temporel associé à la période τ_c

$$(\text{III.56}) \Rightarrow T_{2,i_2}^n = T_{2,i_2}^{k,n\tau+n_c} \quad (\text{III.59})$$

n_c : désigne l'incrément temporel associé à la période τ_c

III.2.4. Méthode de résolution numérique du système périodique

Étant donné la complexité et la non-linéarité du problème de contact périodique, les solutions analytiques ne permettent pas de comprendre pleinement les phénomènes physiques qui se produisent à l'interface. C'est pourquoi nous avons recours à une approche numérique,

en utilisant la méthode des différences finies, qui offre une grande flexibilité pour aborder des problèmes complexes.

Le choix du schéma implicite de Crank-Nicolson, s'avère judicieux dans notre cas. En effet, ce schéma présente l'avantage d'être inconditionnellement stable, garantissant ainsi des résultats fiables et précis. De plus, il est facile à mettre en œuvre et demande peu de ressources de calcul, ce qui facilite la résolution numérique du problème.

Dans notre étude, nous nous intéressons aux situations de contact parfait et imparfait, ce qui nous permet de prendre en compte différentes conditions de contact thermique. Nous laissons également les caractéristiques des solides, telles que les matériaux utilisés et leurs dimensions, libres, afin de généraliser notre solution. Cette approche est essentielle pour nous permettre de concevoir ultérieurement un dispositif expérimental adapté.

Pour les paramètres qui influencent le flux à travers une interface de contact périodique, nous devons prendre en considération l'effusivité harmonique des matériaux en contact, qui mesure leur capacité d'échanger. Enfin, les paramètres d'intermittence, comme que la fréquence, coefficient de partage, ont aussi un effet sur le comportement thermique du système.

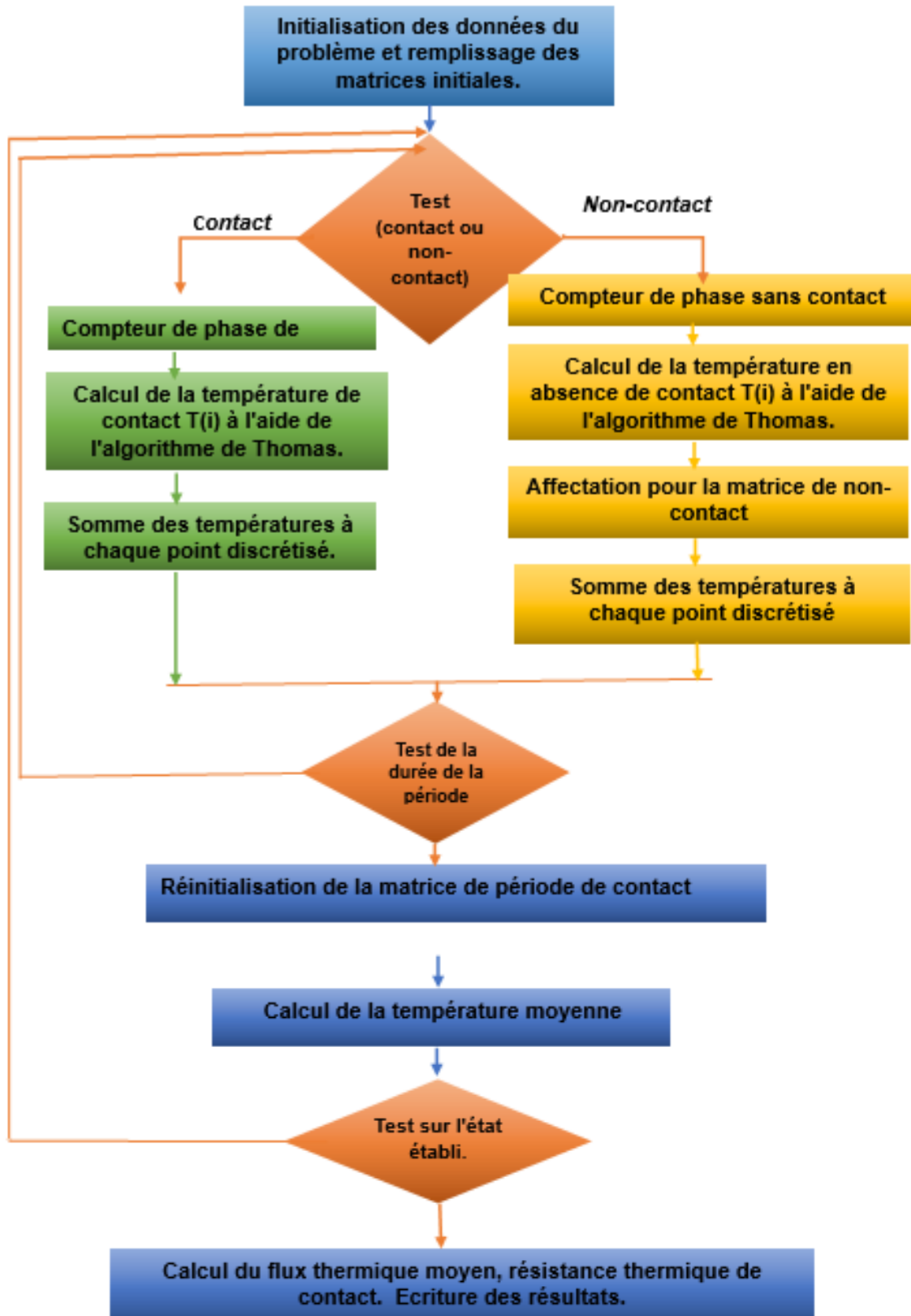


Figure III.5 : Procédure algorithmique de résolution du problème périodique.

Il y a plusieurs phases essentielles dans l'algorithme pour obtenir une résolution précise. Tout d'abord, l'initialisation des paramètres du système se fait en remplissant les matrices avec les données du problème, décrivant ainsi les propriétés thermiques des matériaux en contact, telles que la conductivité thermique.

Ensuite, nous effectuons un test pour déterminer si les solides sont en contact ou non. Ce test est crucial car il conditionne la suite du calcul. Si les solides sont en contact, nous entrons dans la phase de résolution du contact fermé.

Pendant la phase de contact fermé, nous résolvons le problème thermique en utilisant une méthode de différences finies, en particulier le schéma de Crank-Nicolson.

Pour résoudre le système d'équations résultant de la discrétisation, nous utilisons l'algorithme de Thomas, qui est une méthode efficace pour résoudre les systèmes tridiagonaux.

Une fois la phase de contact terminée. La méthode suivie est semblable à celle employée lors de la phase de contact fermé, mais sans contact physique entre les solides.

III.2.5. Établissement du régime périodique : conditions requises

III.2.5.1. Analyse des températures successives pour déterminer l'état du régime établi

Cette méthode repose sur le fait que, dans le régime périodique établi, les températures se stabilisent et varient de manière répétitive d'une période à l'autre. En comparant les températures successives, on peut détecter la convergence vers un état stationnaire.

L'erreur admissible est une valeur seuil prédéfinie qui représente la différence maximale autorisée entre les températures successives. Si la différence entre deux températures successives est inférieure à cette erreur admissible, on considère que le régime périodique établi est atteint.

En pratique, on itère le calcul des températures jusqu'à ce que l'erreur entre deux itérations successives soit inférieure à l'erreur admissible. Cela garantit que les températures convergent vers un état stationnaire et que le régime périodique établi est atteint.

Cette méthode permet de déterminer de manière précise le régime périodique établi en se basant sur les variations des températures au cours des itérations. Elle assure que seules les valeurs correspondant à un régime stable et répétitif sont prises en compte dans le calcul, éliminant ainsi les effets transitoires qui peuvent fausser les résultats.

III.2.5.2. Détermination du régime périodique à l'aide de la constante de temps

Pour déterminer le régime périodique, nous utilisons la constante de temps CT. Pour évaluer l'équilibre thermique

$$CT = \frac{l_2}{a} \quad (III.60)$$

Où l représente une dimension caractéristique et a correspond à la diffusivité. La constante de temps globale pour les 2 solides en contact est calculée par :

$$CT = \frac{(L_1 + L_2)^2}{a_{min}} \quad (III.61)$$

Les calculs de température sont effectués sur une durée de 10 fois cette constante pour garantir des résultats précis.

III.2.6. Sélection des matériaux

À cet égard, quatre matériaux métalliques couramment utilisés dans l'industrie, présentant chacun des différences distinctes dans leurs propriétés thermophysiques, ont été sélectionnés et présentés dans le tableau III.1. La gamme de fréquences de contact prise en compte dans l'application numérique s'étend de 1 à 20 Hz.

Tableau III.1 : Propriétés thermophysiques des matériaux.

Materiau	$\lambda(\text{W/m.K})$	$\rho(\text{kg/m}^3)$	$C_p(\text{J/kg.K})$	$a(\text{m}^2/\text{s})$	$b(\text{W.s}^{-1}/2.\text{K}^{-1}.\text{m}^{-2})$
Cu	393	8930	384	$1,2.10^{-4}$	36715
Al	209	2700	885	$8,8.10^{-5}$	22350
Ac	50	7850	456	$1,4.10^{-5}$	13380
Ti	16.7	4500	522	$7.1.10^{-6}$	6265

Cette recherche examine l'influence du coefficient de partage de la période sur la densité de flux thermique à travers une interface en contact périodique. En utilisant une gamme de valeurs allant de]0,1[. Les températures imposées sont fixées à $T_1 = 100$ °C et $T_2 = 0$ °C.

III.3. Résultats et discussion

III.3.1. Validation du modèle

La robustesse du modèle sera mise à l'épreuve en confrontant ses performances aux données expérimentales fournies par d'autres chercheurs. Ces recherches ont été faites à l'aide de méthodes expérimentales rigoureuses et leurs résultats ont été largement acceptés et utilisés comme base pour des recherches et analyses ultérieures. De plus, ces études ont fourni des informations précieuses. Ajoutons que les investigations dirigées par Dodd et Moses [32], Moses et Johnson [31] et Vick et Ozisik [68] ont été réalisées avec des matériaux similaires et dans des conditions similaires, le modèle est également comparé aux résultats expérimentaux de Tariq et Asif [69] et de Parikh et al. [70]

Cela permet une comparaison plus robuste et significative, qui est essentielle pour valider le modèle. Dans l'ensemble, ces références ont été choisies car elles sont considérées comme les sources les plus autoritaires et pertinentes pour la comparaison, et elles fournissent une vision globale de l'état du domaine et des principaux facteurs qui influencent la conductance thermique des contacts. En comparant le modèle développé à ces études bien établies, la validité du modèle peut être déterminée et sa précision peut être confirmée.

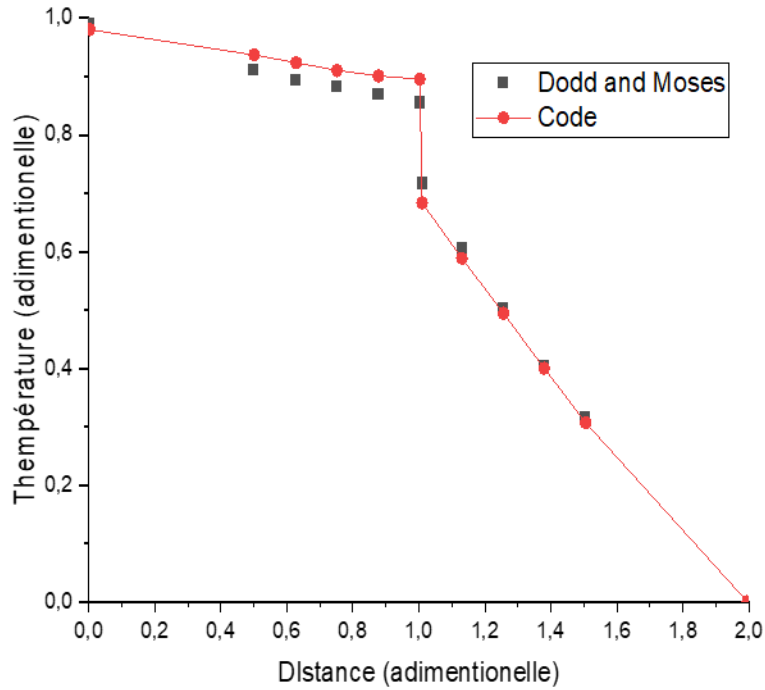


Figure III.6 : Distribution de température adimensionnelle à la fin du cycle de contact.

Sur la figure III.6, le champ de température obtenu à la fin du cycle dans les deux barreaux connectés est comparé aux résultats expérimentaux obtenus par Dodd et Moses [32]. Les matériaux choisis dans cette étude sont respectivement de l'aluminium avec une conductivité thermique $k = 166,51 \text{ W/m}\cdot\text{°C}$ dans la barre 1 et de l'acier inoxydable avec une conductivité thermique $k = 23,10 \text{ W/m}\cdot\text{°C}$ dans la barre 2, pour une période de contact $\tau = 120\text{s}$. On observe une bonne concordance entre le modèle et l'expérience ; par conséquent, on peut considérer que le modèle est validé.

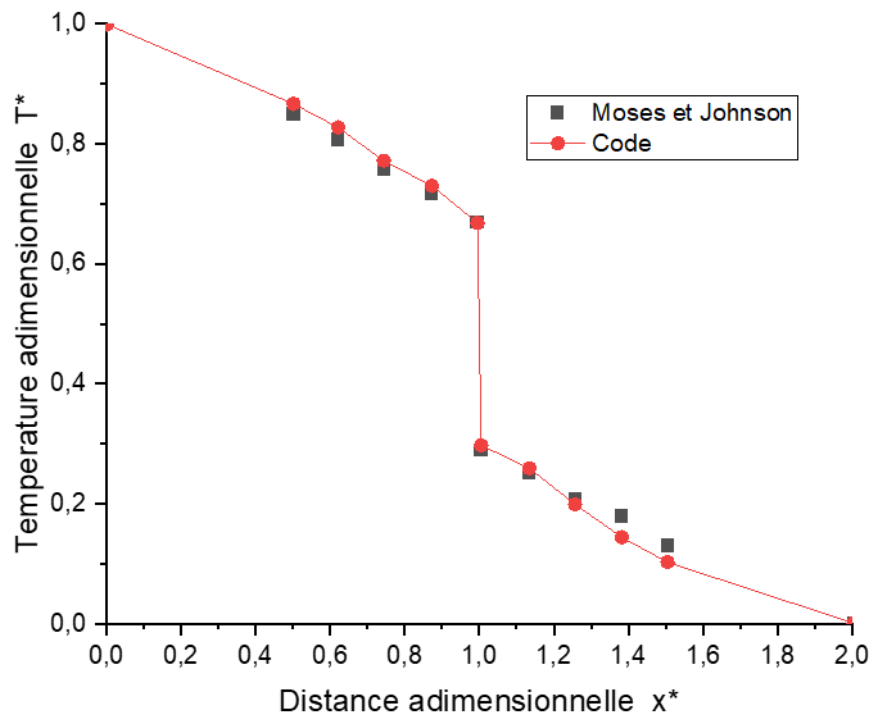


Figure III.7 : Distribution de la température à la fin du cycle de contact.

La figure III.7 compare les profils de température prévus par notre modèle et les résultats expérimentaux de Moses et Johnson [31]. L'étude est réalisée pour deux barres en cuivre de conductivité $k = 385.4 \text{ W/m.C.}$ en contact pour une période $\tau = 0.55$ et un nombre de Biot $Bi = 0.98$. Les deux graphiques sont en bon accord.

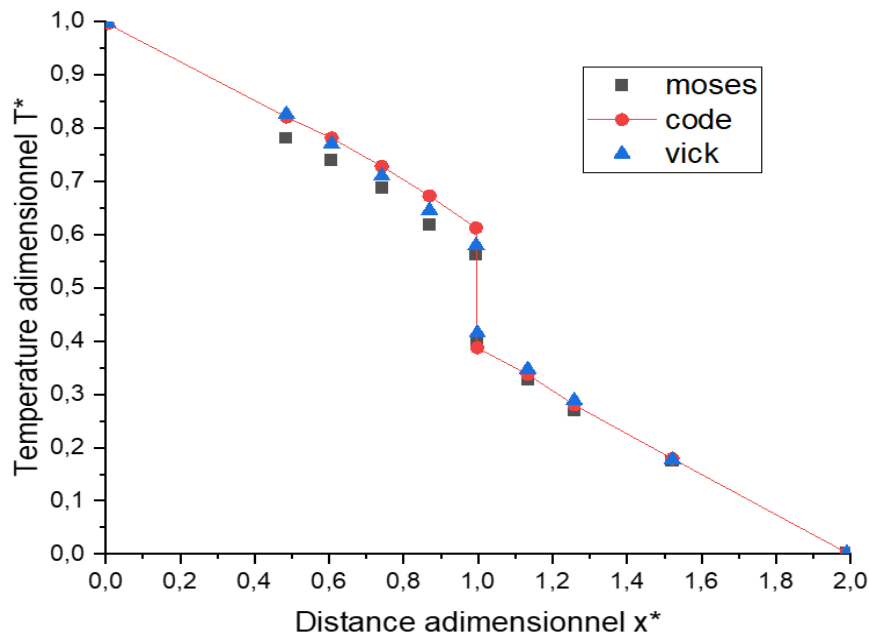


Figure III.8 : Comparaison des distributions de température analytiques et expérimentales dans les matériaux en laiton.

La figure III.8 montre que les résultats obtenus dans cette étude sont similaires à ceux de Vick and Ozisik [68]. Plus précisément, lorsqu'on considère le cas de $\tau = 0.1$ et $Bi = 3.21$, avec un contact laiton-laiton ($k = 106.1 \text{ W/m.C.}$), il y a une déviation moyenne de 5.05% par rapport aux résultats expérimentaux rapportés par Moses and Johnson [31]. De plus, la différence entre les distributions de température sans dimension obtenues à partir du code développé et les résultats analytiques de Vick and Ozisik [68] était de 3.81%. Ces résultats démontrent que le code développé est capable de modéliser avec précision le transfert de chaleur lors d'un contact périodique et est en bonne concordance avec les résultats expérimentaux et analytiques précédents.

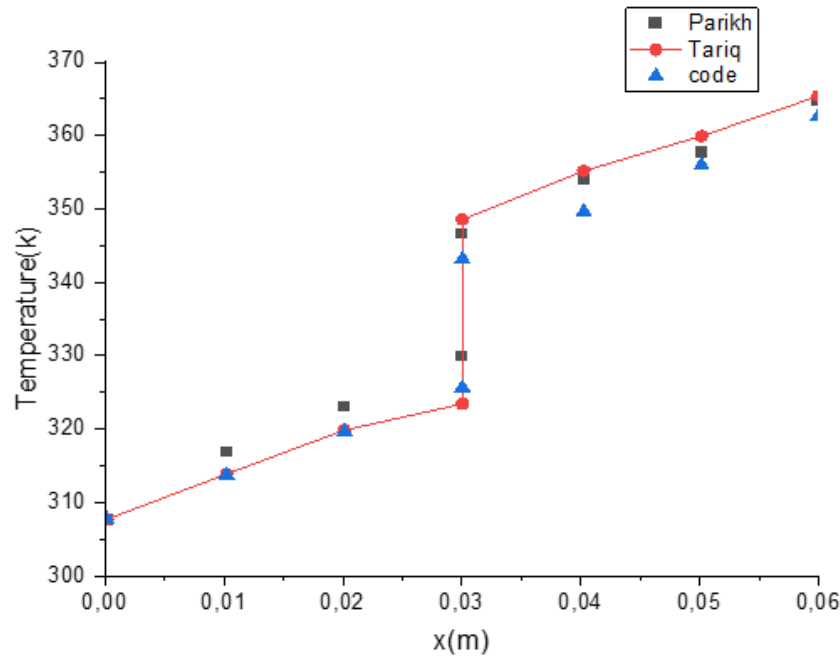


Figure III.9 : Comparaison des distributions de température à la fin du cycle de contact dans les matériaux en acier inoxydable

Dans la figure III.9. les résultats de validation du code développé sont présentés, y compris la comparaison avec les résultats présentés par Tariq et Asif [69] et Parikh et al. [70] pour des contacts fixes à $P = 5$ MPa et $Ra = 1,83$ μm pour le matériau SS 304 ($k = 16,05$ W/mK). L'erreur moyenne observée est de 0,81%, ce qui constitue une amélioration significative par rapport à leurs précédents résultats publiés par Parikh et al. [70], où il a montré une erreur moyenne de pourcentage de 0,88%.

Ces résultats apportent une validation supplémentaire de la performance du code développé et démontrent sa capacité à modéliser le transfert de chaleur lors de contacts (fixes ou périodiques) de manière précise.

Le modèle développé dans l'étude a été validé en le comparant aux résultats d'expériences précédentes menées par Dodd et Moses [32], Moses et Johnson [31], Parikh et al [70], ainsi que Tariq et Asif et Vick et Ozisik [68]. Ces expériences ont été utilisées comme référence pour l'exactitude du modèle. Après une analyse approfondie des comparaisons, On a observé que le modèle correspondait bien aux résultats expérimentaux.

Les conclusions de ces expériences ont été utilisées pour affiner et améliorer le modèle, en veillant à ce qu'il prédise avec précision les différentes situations et phénomènes qui se

produisent lors de contacts thermiques fixes et périodiques, tels que le siège de soupape dans un moteur à combustion interne.

III.3.2. Effet de la fréquence de contact et du coefficient de partage de la période sur le transfert thermique

Du fait des hautes pressions et températures auxquelles elle est soumise, la soupape de siège doit pouvoir efficacement dissiper la chaleur des gaz chauds afin de prévenir les dommages. À cet égard, la qualité du contact thermique entre la soupape de siège et les matériaux environnants est essentielle, et elle est influencée par divers facteurs tels que l'effusivité thermique harmonique des matériaux, la façon dont la chaleur est transférée lorsqu'ils entrent en contact.

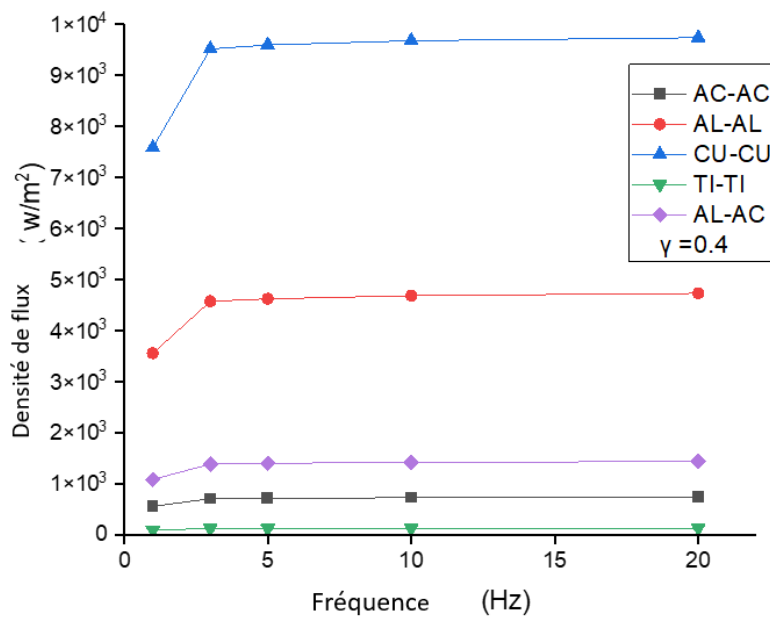


Figure III.10 : Evolution de la densité de flux en fonction de la fréquence pour différents couples de matériaux $\gamma = 0,4$.

Lorsque la fréquence de contact f augmente, la densité de flux moyenne croît, comme illustré dans la figure III.10.

Cependant, le taux de transfert de chaleur diminue progressivement à mesure que la fréquence augmente, atteignant finalement un point proche de zéro. Cette tendance est plus prononcée pour les matériaux ayant une faible diffusivité thermique. Concernant les trois couples de matériaux ayant la plus faible diffusion, le taux moyen de transfert de chaleur reste relativement

stable après avoir dépassé les 10 Hz. Le transfert de chaleur s'améliore également avec une diffusivité thermique harmonique plus élevée des matériaux.

Cette croissance est plus prononcée pour les matériaux ayant une diffusivité thermique plus élevée.

Tout d'abord, il est évident que la diffusivité thermique des matériaux joue un rôle significatif dans la façon dont la chaleur est transférée lors d'un contact périodique. Le taux de transfert de chaleur entre deux matériaux augmente avec leur diffusivité thermique harmonique. Cela signifie que les matériaux ayant une diffusivité thermique plus élevée, tels que le cuivre et l'aluminium, conviennent mieux aux applications qui nécessitent un transfert de chaleur efficace lors d'un contact périodique.

En second lieu, la fréquence de contact influence le transfert de chaleur, mais le taux de croissance de la densité de flux diminue progressivement. Cette tendance est particulièrement prononcée dans les matériaux ayant une faible diffusivité thermique, tels que le titane.

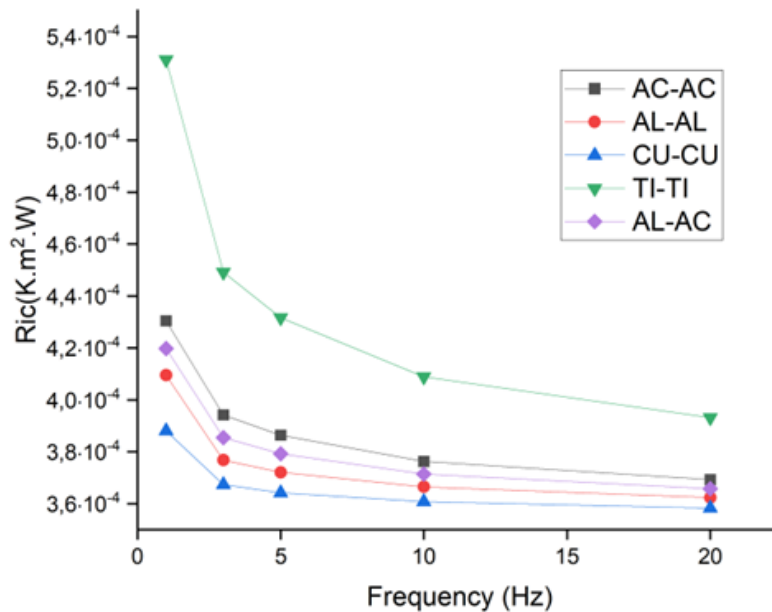


Figure III.11 : Evolution de la résistance intermittente de contact (Ric) en fonction de la fréquence pour différents couples de matériaux ($\gamma = 0,4$).

La figure III.11 montre la variation de la résistance intermittente de contact (Ric) en fonction de la fréquence et du matériau utilisé. La Ric présente une diminution monotone avec l'augmentation de la fréquence, avec une forte diminution observée à basses fréquences. Le taux de diminution devient extrêmement lent autour de $f = 10$ Hz.

Pour $\gamma = 0.4$ et à $f = 1$ Hz, la Ric varie de $2,5 \times 10^{-5}$ à plus de $2,5 \times 10^{-4} \text{ m}^2\text{K/W}$, en fonction du couple de matériaux. À $f = 20$ Hz, ces valeurs tendent à être de magnitude inférieure, mais restent appréciables.

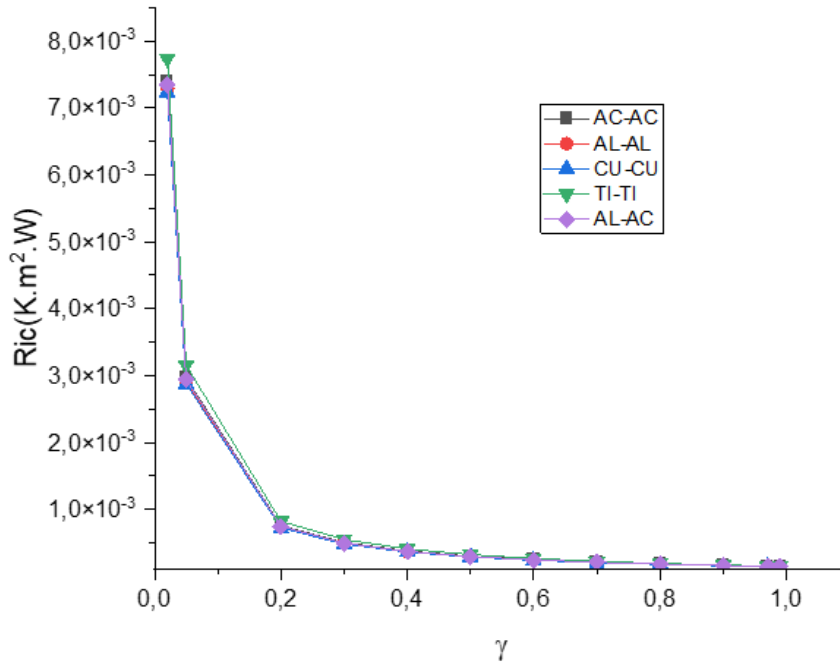


Figure III.12 : Évolution de la résistance intermittente de contact (Ric) en fonction du coefficient de partage de la période pour $f=10$ Hz.

La figure III.12 illustre comment γ impacte la résistance intermittente de contact (Ric). On remarque que le Ric diminue de manière monotone avec γ . Bien que la baisse devienne moins prononcée à mesure que γ augmente, Ric converge fermement vers zéro lorsque γ approche un. Cela traduit la tendance du contact à devenir un contact statique parfait.

La (Ric) change aussi selon la fréquence et le matériau utilisé. La (Ric) augmente dans le sens d'une conductivité harmonique décroissante. Le Ric présente une diminution monotone le long de f , avec une forte diminution correspondant aux basses fréquences. L'ordre de grandeur du Ric peut être assez important et doit être pris en compte lors de la conception des composants moteur.

CHAPITRE IV : RESOLUTION DU CONTACT ÉLECTROTHERMIQUE AUX TEMPS COURTS

IV.1. Introduction

Dans cette section, nous examinerons la question de la résolution du contact électrothermique dans des conditions où les temps sont relativement courts par rapport à la caractéristique de temps du phénomène. L'approche de séparation des variables est couramment utilisée et convient particulièrement aux phénomènes qui se déroulent sur des durées suffisamment longues. Cependant, lorsque les temps considérés sont relativement courts par rapport à la caractéristique de temps du phénomène ($t \ll \tau$), cette approche se révèle peu convergente et les risques d'erreurs augmentent considérablement.

La mesure précise des paramètres dans l'interface de contact peut être une tâche complexe et difficile, comme l'a souligné Mokrani [2] dans sa thèse. L'analyse des expériences menées en régime transitoire et pour les temps longs a révélé des difficultés dans la mesure du coefficient α , qui représente le rapport de deux résistances thermiques. Ces difficultés se manifestent notamment par une faible sensibilité de mesure pour les temps courts, ce qui rend difficile l'obtention de résultats fiables.

Mokrani a également constaté que l'augmentation de l'intensité du courant dans afin d'améliorer la sensibilité de la mesure entraîne l'apparition de perturbations dans les signaux, ce qui compromet davantage la précision des mesures. Ces limitations expérimentales ont empêché l'obtention de résultats significatifs pour les temps courts, laissant une lacune dans la compréhension du comportement du contact électrothermique dans ces conditions.

En outre, les confrontations entre les données expérimentales et les modélisations ont mis en évidence une disparité significative, indépendamment du couple de matériaux étudié. Ces divergences mettent en évidence une inadéquation entre le modèle de flux utilisé dans les simulations et les observations expérimentales, soulignant ainsi la complexité de la résolution précise du problème du contact électrothermique aux temps courts.

Dans cette étude, nous visons à relever ces défis et à proposer une méthode alternative pour résoudre le problème du contact électrothermique aux temps courts. En utilisant une approche

semi-analytique basée sur l'approximation des milieux semi-infinis, nous cherchons à surmonter les limitations des méthodes conventionnelles et à fournir des résultats précis.

IV.2. Méthode semi-analytique et applications en électrothermie

IV.2.1. Perturbations thermiques aux temps courts

Aux temps courts, lorsqu'une perturbation thermique est appliquée aux frontières d'un milieu, elle ne se propage pas instantanément à travers tout le matériau. Au lieu de cela, elle pénètre progressivement à l'intérieur du milieu. À un instant donné, relativement court après le début du phénomène, cette perturbation ne s'est propagée qu'à une certaine profondeur. Elle est basée sur le fait que la propagation de la chaleur à travers un matériau est dictée par l'équation de la diffusion thermique.

Cela peut être représenté comme suit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} \approx 0 \text{ (pour } x > e) \quad (\text{IV.1})$$

IV.2.2. Hypothèse des milieux semi-infinis

Dans notre étude sur le contact électrothermique, nous avons utilisé un modèle qui consiste à mettre en contact deux barreaux cylindriques de sections circulaires égales. Les deux cylindres ont la même dimension avec une longueur (L) et un diamètre (D) identiques ($L_1 = L_2$ et $D_1 = D_2$). Ce modèle prend en considération les (RTC), (REC). De plus, d'autres termes sources apparaissent, tels que le flux généré à l'interface (Φ_g en W/m^2) dû à l'imperfection du contact, ainsi que les puissances volumiques dissipées dans les deux cylindres (P_1 et P_2 en W/m^3). Les températures aux extrémités gauche et droite des barreaux sont fixées à $0^\circ C$ ($TL_1 = 0^\circ C$ et $TL_2 = 0^\circ C$), et les surfaces latérales des cylindres sont supposées parfaitement isolées. Ainsi, le modèle qui décrit le comportement du contact électrothermique en régime transitoire est défini comme suit.

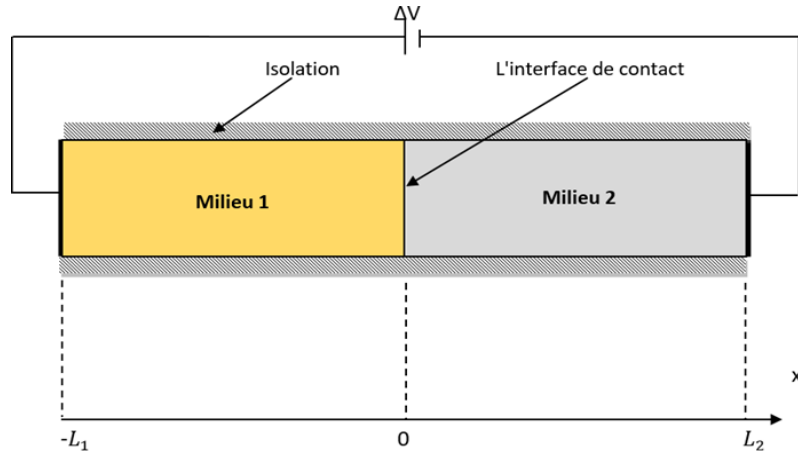


Figure IV.1 : Illustration schématique du modèle de contact électrothermique.

Conditions aux limites

L'équation de chaleur des milieux 1 et 2 :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + \frac{P_1}{\lambda_1} = \frac{1}{a_1} \frac{\partial T_1}{\partial t} & x \in [-L_1, 0] \\ \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + \frac{P_2}{\lambda_2} = \frac{1}{a_2} \frac{\partial T_2}{\partial t} & x \in [0, L_2] \end{cases} \quad (\text{IV.A.1})$$

Condition à la limite :

$$x = -L_1 : T_1(-L_1, t) = T_{-L_1}(t) \quad (\text{IV.A.2})$$

Conservation du flux à l'interface :

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1(0, t)}{\partial x} = \lambda_2 \frac{\partial T_2(0, t)}{\partial x} + \varphi_g \quad (\text{IV.A.3})$$

Condition de Fourier :

$$\lambda_2 \frac{\partial T_2(0, t)}{\partial x} + \alpha \varphi_g = \frac{T_2(0, t) - T_1(0, t)}{R_{tc}} \quad (\text{IV.A.4})$$

Condition à la limite :

$$x = -L_1 : T_2(L_2, t) = T_{L_2} \quad (\text{IV.A.5})$$

Conditions initiales dans les milieux 1 et 2

$$\begin{cases} T_1(x, 0) = T_{i_1}(x) \\ T_2(x, 0) = T_{i_2}(x) \end{cases} \quad (\text{IV.A.6})$$

IV.2.3. Changement de variable et résolution du système

Dans le but de distinguer l'élévation de température due aux puissances volumiques dissipées de celle due aux flux générés, nous effectuons un changement de variable. Comme nous l'avons précédemment mentionné, à court terme, les perturbations sont localisées sur de petites épaisseurs, ce qui justifie notre considération de l'infini pour les longueurs.

Cependant, dans notre système, le chauffage engendré par la puissance volumique dissipée dans les deux cylindres se propage sur toute leur longueur dès le début du phénomène. Par conséquent, nous appliquons le changement de variable décrit par l'équation (IV.2) afin de prendre en compte cette particularité.

$$T_j = T_{Pj} + T_{\phi j} \quad j = 1, 2 \quad (\text{IV.2})$$

Où,

- T_{Pj} : Représente l'échauffement lié aux puissances volumiques dissipées dans les cylindres.
- $T_{\phi j}$: Représente l'échauffement lié aux flux générés.

En appliquant le changement de variable donné par l'équation (IV.2) à l'équation (IV.A.1), on obtient les expressions suivantes:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 T_{\varphi j}}{\partial x^2} = \frac{1}{a_j} \frac{\partial T_{\varphi j}}{\partial t} & \text{(IV.3)} \\ \frac{\partial^2 T_{Pj}}{\partial x^2} + \frac{P_j}{\lambda_j} = \frac{1}{a_j} \frac{\partial T_{Pj}}{\partial t} & \text{(IV.4)} \end{cases}$$

Par conséquent, en appliquant cette transformation variable à l'ensemble de l'état transitoire 'A', nous obtenons deux systèmes distincts :

- Système 'B' : Il représente le chauffage résultant des puissances volumiques dissipées dans les deux cylindres pendant l'état transitoire. Ce système sera résolu sur des longueurs finies.
- Système 'C' : Il représente le chauffage résultant du flux généré pendant l'état transitoire. Pour résoudre ce système, nous considérons que les longueurs L_1 et L_2 tendent toutes deux vers l'infini.

Cas 1 : Chauffage dû aux puissances volumiques (longueurs finies) :

Le système d'équations 'B' :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 T_{P1}}{\partial x^2} + \frac{P_1}{\lambda_1} = \frac{1}{a_1} \frac{\partial T_{P1}}{\partial t} & x \in [-\infty, 0] \\ \frac{\partial^2 T_{P2}}{\partial x^2} + \frac{P_2}{\lambda_2} = \frac{1}{a_2} \frac{\partial T_{P2}}{\partial t} & x \in [0, +\infty] \end{cases} \quad \text{(IV.B.1)}$$

$$T_{P1}(-L_1, t) = 0 \quad \text{(IV.B.2)}$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_{P1}(0, t)}{\partial x} = \lambda_2 \frac{\partial T_{P2}(0, t)}{\partial x} \quad \text{(IV.B.3)}$$

$$\lambda_2 \frac{\partial T_{P2}(0, t)}{\partial x} = \frac{T_{P2}(0, t) - T_{P1}(0, t)}{R_{tc}} \quad \text{(IV.B.4)}$$

$$T_{P2}(+L_2, t) = 0 \quad \text{(IV.B.5)}$$

$$\begin{cases} T_{P1}(x, 0) = 0 \\ T_{P2}(x, 0) = 0 \end{cases} \quad \text{(IV.B.6)}$$

En appliquant la transformée de Laplace à l'équation (IV.B.1), nous obtenons la solution suivante :

$$\frac{\partial^2 T_{Pj}}{\partial x^2} - \frac{1}{a_j} \frac{\partial T_{Pj}}{\partial t} = -\frac{P_j}{\lambda_j} \rightarrow \frac{\partial^2 \Theta_{Pj}}{\partial x^2} - \frac{1}{a_j} [s \cdot \Theta_{Pj} - T_{Pj}(x, 0)] = -\frac{P_j}{s \cdot \lambda_j} \quad (\text{IV.5})$$

Avec $T_P(x, 0) = 0$ et 's' la variable de Laplace.

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \Theta_{P1}}{\partial x^2} - \frac{s}{a_1} \Theta_{P1} = -\frac{P_1}{\lambda_1} \cdot s^{-1} \\ \frac{\partial^2 \Theta_{P2}}{\partial x^2} - \frac{s}{a_2} \Theta_{P2} = -\frac{P_2}{\lambda_2} \cdot s^{-1} \end{cases} \quad (\text{IV.6})$$

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \Theta_{P1}}{\partial x^2} - \frac{s}{a_1} \Theta_{P1} = -\frac{P_1}{\lambda_1} \cdot s^{-1} \\ \frac{\partial^2 \Theta_{P2}}{\partial x^2} - \frac{s}{a_2} \Theta_{P2} = -\frac{P_2}{\lambda_2} \cdot s^{-1} \end{cases} \quad (\text{IV.7})$$

La solution des deux équations (IV.6) – (IV.7) est comme suit :

$$\begin{cases} \Theta_{P1}(x, s) = C_1 e^{-q_1 x} + C_2 e^{+q_1 x} + \frac{a_1 P_1}{\lambda_1} \cdot s^{-2} \\ \Theta_{P2}(x, s) = C_3 e^{-q_2 x} + C_4 e^{+q_2 x} + \frac{a_2 P_2}{\lambda_2} \cdot s^{-2} \end{cases} \quad (\text{IV.8})$$

$$\begin{cases} \Theta_{P1}(x, s) = C_1 e^{-q_1 x} + C_2 e^{+q_1 x} + \frac{a_1 P_1}{\lambda_1} \cdot s^{-2} \\ \Theta_{P2}(x, s) = C_3 e^{-q_2 x} + C_4 e^{+q_2 x} + \frac{a_2 P_2}{\lambda_2} \cdot s^{-2} \end{cases} \quad (\text{IV.9})$$

Les coefficients C_i sont déterminés en appliquant la condition aux limites avec $i = (1,2,3,4)$. Pour effectuer l'inversion ($\theta_{P1}(x,s) \rightarrow T_{P1}(x,t)$), nous avons utilisé la méthode d'inversion numérique de Stehfest.

Cette méthode est largement utilisée, précise, simple à appliquer et rapide. Elle implique le calcul de $T_{Pj}(x,t)$ en utilisant l'équation suivante.

$$T_{Pj}(x, t) = \left(\frac{\ln(2)}{t} \right) \sum_{j=1}^N V_j(N) \Theta_{Pj} \left(j \frac{\ln(2)}{t} \right) \quad (\text{IV.10})$$

Où V_j est donné comme suit :

$$V_j = (-1)^{\frac{N}{2}+j} \sum_{k=\lfloor \frac{j+1}{2} \rfloor}^{\min(i, \frac{N}{2})} \frac{k^{\frac{N}{2}} (2k)!}{\left(\frac{N}{2} - k \right)! k! (k-1)! (j-k)! (2k-j)!} \quad (\text{IV.11})$$

En général, N est choisi égal 10 (simple précision, souvent suffisante).

Cas 2 : Chauffage dû au flux généré (Longueurs infinies)

Le système d'équations 'C'

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 T_{\varphi_1}}{\partial x^2} = \frac{1}{a_1} \frac{\partial T_{\varphi_1}}{\partial t} & x \in [-\infty, 0] \\ \frac{\partial^2 T_{\varphi_2}}{\partial x^2} = \frac{1}{a_2} \frac{\partial T_{\varphi_2}}{\partial t} & x \in [0, +\infty] \end{cases} \quad (\text{IV.C.1})$$

$$T_{\varphi_1}(x \rightarrow -\infty, t) = 0 \quad (\text{IV.C.2})$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_{\varphi_1}(0,t)}{\partial x} = \lambda_2 \frac{\partial T_{\varphi_2}(0,t)}{\partial x} + \varphi_g \quad (\text{IV.C.3})$$

$$\lambda_2 \frac{\partial T_{\varphi_2}(0,t)}{\partial x} + \alpha \varphi_g = \frac{T_{\varphi_2}(0,t) - T_{\varphi_1}(0,t)}{R_{tc}} \quad (\text{IV.C.4})$$

$$T_{\varphi_2}(x \rightarrow +\infty, t) = 0 \quad (\text{IV.C.5})$$

$$\begin{cases} T_{\varphi_1}(x, 0) = 0 \\ T_{\varphi_2}(x, 0) = 0 \end{cases} \quad (\text{IV.C.6})$$

En utilisant la méthode de Laplace sur l'équation (IV.C.1), on parvient à obtenir la formulation ci-dessous :

$$\begin{aligned} \rightarrow \frac{\partial^2 \Theta_{\varphi_1}}{\partial x^2} - \frac{s}{a_1} \Theta_{\varphi_1}(x, s) = 0 & \rightarrow \Theta_{\varphi_1}(x, s) = C_1 e^{-q_1 x} + C_2 e^{+q_1 x} \quad \text{avec } q_1 \\ & = \sqrt{\frac{s}{a_1}} \end{aligned} \quad (\text{IV.12})$$

$$\begin{aligned} \rightarrow \frac{\partial^2 \Theta_{\varphi_2}}{\partial x^2} - \frac{s}{a_2} \Theta_{\varphi_2}(x, s) = 0 & \rightarrow \Theta_{\varphi_2}(x, s) = C_3 e^{-q_2 x} + C_4 e^{+q_2 x} \quad \text{avec } q_2 \\ & = \sqrt{\frac{s}{a_2}} \end{aligned} \quad (\text{IV.13})$$

Lorsque x tend vers -∞, la température atteint une valeur finie, ce qui implique que C₁ = 0.

Lorsque x tend vers +∞, la température atteint une valeur finie, ce qui implique que C₄ = 0.

$$\Theta_{P_1}(x, s) = A_1 e^{+q_1 x} \quad (\text{IV.14})$$

$$\Theta_{P_2}(x, s) = A_2 e^{-q_2 x} \quad (\text{IV.15})$$

Les conditions limites servent à calculer les coefficients A₁ et A₂.

$$A_2 = \frac{\varphi_g \left(E_1 R_{tc} \alpha \cdot s^{-\frac{1}{2}} + 1 \right)}{R_{tc} E_1 E_2 \cdot s + (E_1 + E_2) \cdot s^{-\frac{1}{2}}} \cdot s^{-1} \quad (\text{IV.16})$$

$$A_1 = \frac{\varphi_g \cdot s^{-2} \cdot (\alpha R_{tc}^2 E_1 E_2 + E_1 R_{tc} \alpha + R_{tc} E_2) + \varphi_g \cdot s^{-1} \cdot (1 - R_{tc} \alpha)}{R_{tc} E_1 E_2 \cdot s + (E_1 + E_2) \cdot s^{-\frac{1}{2}}} \quad (\text{IV.17})$$

Avec :

E : effusivité thermique $E_j = \sqrt{\lambda_j c_j \rho_j}$

L'inversion numérique a été utilisée par la méthode de Stehfest, comme mentionné précédemment, car il n'y avait pas de moyen d'effectuer une inversion analytique.

Le système d'équations 'D':

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 T_{\varphi_1}}{\partial x^2} = \frac{1}{a_1} \frac{\partial T_{\varphi_1}}{\partial t} & x \in [-L_1, 0] \\ \frac{\partial^2 T_{\varphi_2}}{\partial x^2} = \frac{1}{a_2} \frac{\partial T_{\varphi_2}}{\partial t} & x \in [0, L_2] \end{cases} \quad (\text{IV.D.1})$$

$$T_{\varphi_1}(-L_1, t) = 0 \quad (\text{IV.D.2})$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_{\varphi_1}(0, t)}{\partial x} = \lambda_2 \frac{\partial T_{\varphi_2}(0, t)}{\partial x} + \varphi_g \quad (\text{IV.D.3})$$

$$\lambda_2 \frac{\partial T_{\varphi_2}(0, t)}{\partial x} + \alpha \varphi_g = \frac{T_{\varphi_2}(0, t) - T_{\varphi_1}(0, t)}{R_{tc}} \quad (\text{IV.D.4})$$

$$T_{\varphi_2}(L_2, t) = 0 \quad (\text{IV.D.5})$$

$$\begin{cases} T_{\varphi_1}(x, 0) = 0 \\ T_{\varphi_2}(x, 0) = 0 \end{cases} \quad (\text{IV.D.6})$$

En utilisant la transformation de Laplace sur l'équation (IV.D.1), on dérive l'équation transformée suivante :

$$\begin{aligned} \rightarrow \frac{\partial^2 \Theta_{\varphi_1}}{\partial x^2} - \frac{s}{a_1} \Theta_{\varphi_1}(x, s) &= 0 \rightarrow \Theta_{\varphi_1}(x, s) \\ &= A_1 e^{q_1 x} + A_2 e^{-q_1 x} \quad \text{avec } q_1 = \sqrt{\frac{s}{a_1}} \end{aligned} \quad (\text{IV.18})$$

$$\begin{aligned} \rightarrow \frac{\partial^2 \Theta_{\varphi 2}}{\partial x^2} - \frac{s}{a_2} \Theta_{\varphi 2}(x, s) = 0 \quad \rightarrow \quad \Theta_{\varphi 2}(x, s) \\ = B_1 e^{q_2 x} + B_2 e^{-q_2 x} \quad \text{avec} \quad q_2 = \sqrt{\frac{s}{a_2}} \end{aligned} \quad (\text{IV.19})$$

Les coefficients A_i et B_i sont trouvés en appliquant les conditions aux limites, en résolvant le système matriciel suivant :

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} e^{-q_1 L_1} & e^{q_1 L_1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{q_2 L_2} & e^{-q_2 L_2} \\ q_1 \lambda_1 & -q_1 \lambda_1 & -q_2 \lambda_2 & q_2 \lambda_2 \\ 1 & 1 & (q_2 \lambda_2 R_{tc} - 1) & -(q_2 \lambda_2 R_{tc} + 1) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ B_1 \\ B_2 \end{pmatrix} \\ = \begin{pmatrix} T_{L1} \\ T_{L2} \\ \frac{\varphi_g}{s} \\ -\alpha \varphi_g R_{tc} s^{-1} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{IV.20})$$

IV.2.4. Simulations numériques

L'utilisation de COMSOL dans cette étude se justifie par sa puissance, sa polyvalence et sa capacité à résoudre des problèmes multiphysiques, y compris les simulations électrothermiques. COMSOL offre une large gamme de fonctionnalités et de capacités de modélisation, ce qui en fait un outil adapté pour étudier les phénomènes électriques, thermiques et leurs interactions.

Des évaluations de la sensibilité ont été effectués pour déterminer le maillage optimal permettant d'obtenir des résultats précis et fiables, en accordant une attention particulière à la région de l'interface. Les simulations ont été exécutées en résolvant les équations électrothermiques appropriées à l'aide de méthodes numériques avancées intégrées dans COMSOL, garantissant ainsi des résultats fiables.

Son utilisation a permis d'étudier l'influence de différents paramètres sur le comportement électrothermique du système. Cela rend la conception plus facile à optimiser et permet de prendre des décisions éclairées en se basant sur les résultats obtenus.

IV.2.5. Le choix des matériaux

La sélection des matériaux pour cette étude est le titane/aluminium, qui ont été sélectionnés en fonction de leurs propriétés physiques présentées dans le tableau IV .1. $I = 300 \text{ A}$ et $R_{tc} = 1,8 \times 10^{-3} \text{ (K.m}^2\text{/W)}$, ces matériaux ont été trouvés pour donner une bonne concordance entre les résultats obtenus à l'aide du modèle Comsol et de la solution semi-analytique. De plus, les caractéristiques uniques du titane et de l'aluminium les rendent particulièrement adaptés aux applications électrothermiques. Le titane est un métal léger de haute résistance avec une excellente résistance à la corrosion et une bonne conductivité thermique. L'aluminium est également léger, avec une bonne conductivité thermique et électrique. De plus, il a un point de fusion bas, ce qui facilite sa mise en forme et sa transformation.

Tableau IV.1 : Caractéristiques physiques des matériaux utilisés

	Titanium	Aluminum
D (mm)	30	30
L (Mm)	60	60
Λ (W/m.K)	21.9	155
ρ (Kg/m³)	4506	2730
Cp (J/kg.K)	522	893
σ ($\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$)	2.6 10	2,326

IV.2.6. Résultats et discussions

Dans cette section, les résultats obtenus pour deux situations distinctes de chauffage dans des contacts électrothermiques. Le premier cas aborde le chauffage dû à des puissances volumiques avec des longueurs finies, tandis que le deuxième cas se concentre sur le chauffage dû au flux généré avec des longueurs infinies.

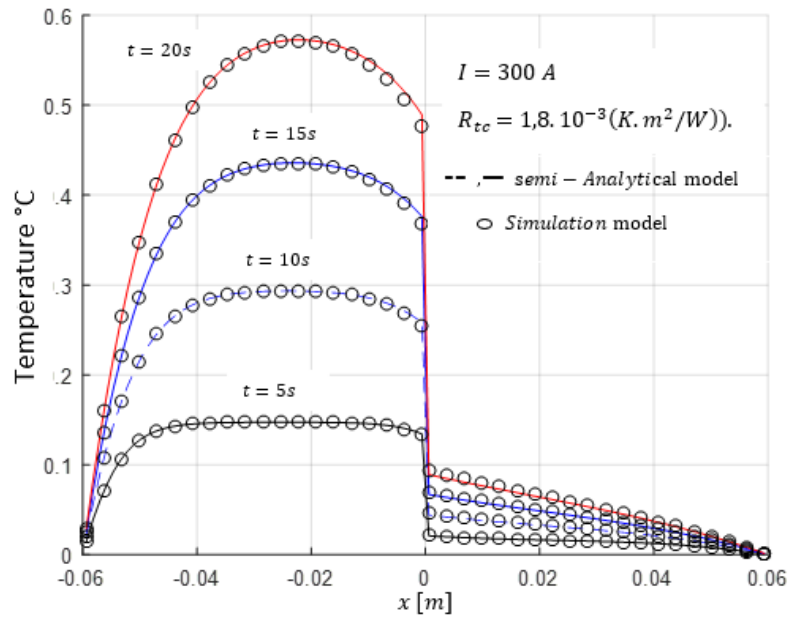


Figure IV.2 : Champs de température liés aux puissances volumiques.

La figure IV.2 présente une analyse comparative des champs de température générés par l'écoulement en utilisant deux approches différentes : la méthode semi-analytique et le modèle de simulation COMSOL. La simulation est réalisée en utilisant la combinaison de matériaux Titane/Aluminium, avec une intensité d'écoulement de 2000 W/m^2 et $\alpha = 0,7$ et $R_{tc} = 1,8 \times 10^{-3} \text{ (K} \cdot \text{m}^2/\text{W)}$. La solution semi analytique est vérifiée si on se réfère au modèle de Comsol.

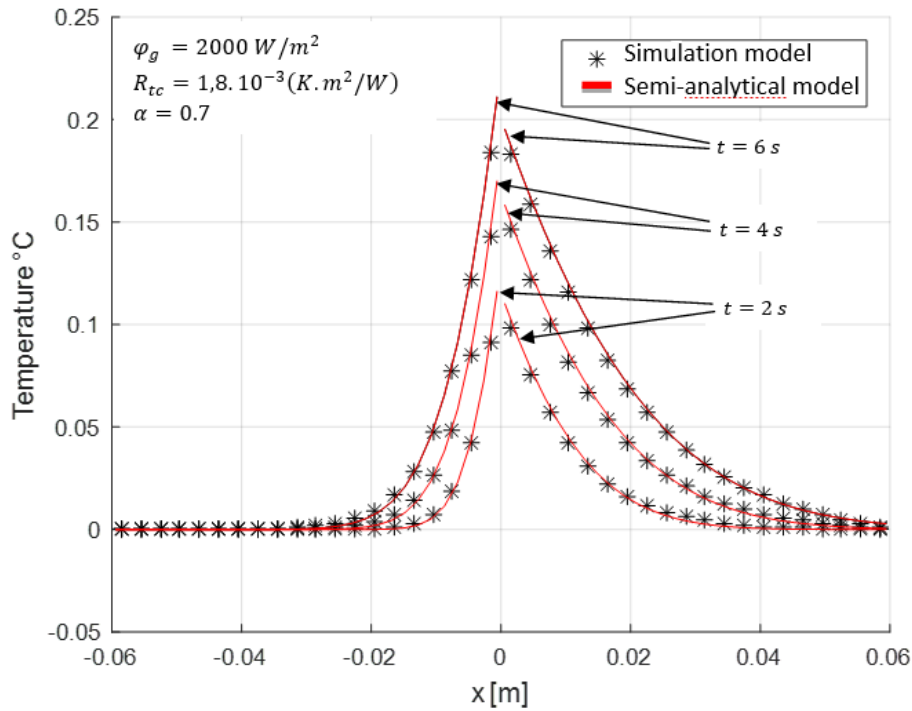


Figure IV.3 : Champs de température liée au flux généré (Longueurs infinies).

La figure IV.3 présente le champ de température liée au flux généré pour de longueurs infinies.

À $t=2\text{s}$, On remarque une distinction significative dans les profondeurs auxquelles les champs de température pénètrent l'aluminium et le titane. Elle atteint 40 mm dans l'aluminium, ce qui indique une propagation et une réponse thermique efficaces. En revanche, la profondeur de pénétration dans le titane est inférieure à 20 mm, suggérant une réponse plus lente à la propagation de la chaleur par rapport à l'aluminium. Cette différence peut être attribuée aux conductivités thermiques et diffusivités contrastées des deux matériaux.

Il est important de prendre en compte que l'hypothèse des milieux semi-infinis est valable uniquement pour $t < 0,15\tau$ [2], où τ représente la constante de temps fondamentale. Cette durée constante est calculée à partir de l'équation transcendante résolue en utilisant la technique de séparation des variables [2]. Cela signifie que l'approche semi-analytique fournit des résultats précis dans la plage de temps spécifiée, tandis que le modèle de simulation COMSOL offre une analyse complète des champs de température.

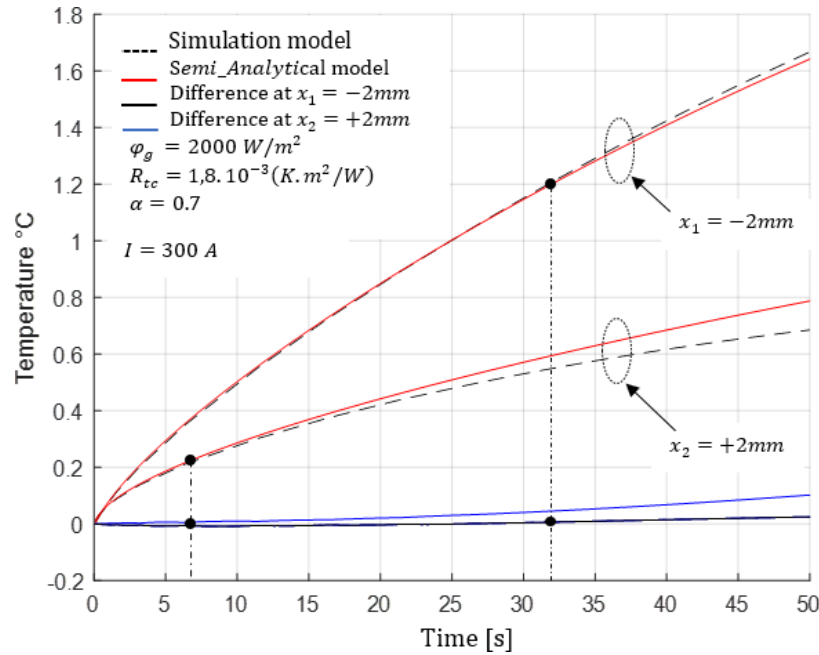


Figure IV.4 : Comparaison entre le modèle de simulation et le modèle semi-analytique.

La figure IV.4 présente une comparaison détaillée des variations de température au temps court entre le modèle de simulation Comsol et le modèle semi-analytique en temps court. Dans la barre en aluminium au point $x_2 = 2\text{mm}$, la différence de température entre les deux modèles commence à augmenter autour de $t = 6\text{s}$. En revanche, dans la barre en titane au point $x_1 = -2\text{mm}$, l'écart entre les deux courbes est observé à $t = 33\text{s}$. Ces écarts peuvent être attribués à l'influence de la diffusivité thermique. Plus précisément, à un instant donné, un matériau avec une diffusivité thermique plus élevée présentera une plus grande profondeur de pénétration thermique que le matériau ayant la plus faible diffusivité.

Cette observation souligne que l'hypothèse de milieu semi-infini, qui simplifie les calculs en éliminant deux constantes (lorsque x approche $\pm \infty$), présente une convergence limitée pour les matériaux avec une diffusivité thermique plus élevée. Comme le met en évidence la figure IV.4, la solution semi-analytique est valable jusqu'à $t \leq 6\text{s}$ pour Al, tandis que la méthode utilisée commence à converger au-delà de $t = 78\text{s}$ pour le même cas.

Pour surmonter ces limitations et obtenir des résultats plus précis, il est proposé de résoudre le système 'D' en utilisant la méthode de Laplace.

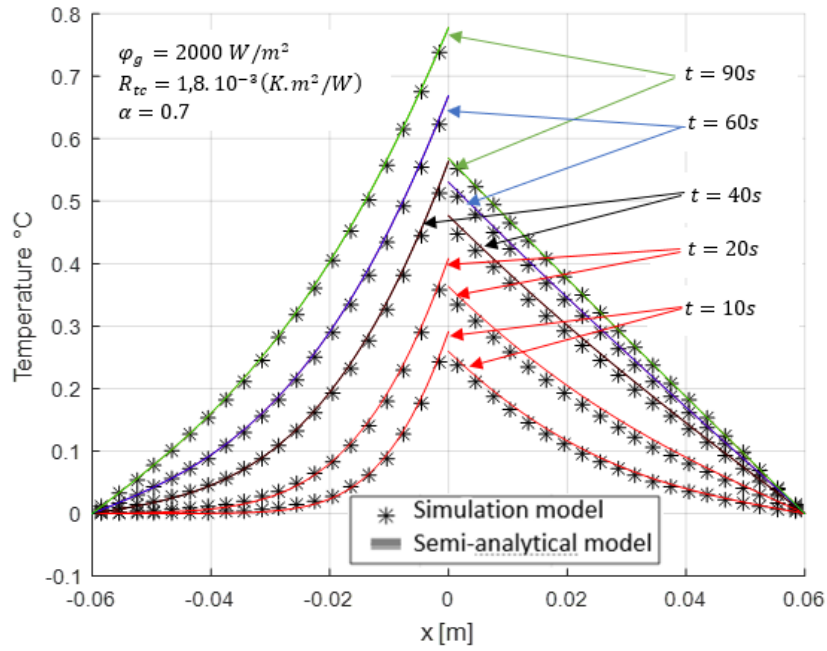


Figure IV.5 : Champs de température liés au flux généré (Longueurs finies).

La figure IV.5 présente une comparaison détaillée entre les profils de température obtenus à partir du modèle semi-analytique et les résultats du modèle de longueur finie jusqu'à environ 6 secondes. On peut observer que la résolution avec des longueurs finies présente un temps de convergence plus long par rapport à la méthode précédente. Cela est particulièrement pertinent lorsque l'on considère des situations où des longueurs imposées sont présentes, ce qui ressemble étroitement à des scénarios du monde réel.

Les données présentées ci-dessus confirment cette observation, car on obtient des courbes de température à partir du modèle semi-analytique et celui de simulation Comsol commencent à diverger aux temps plus longs. En utilisant la méthode de Laplace et en prenant en compte les longueurs finies, il est possible de capturer plus précisément le comportement thermique transitoire et d'obtenir une convergence améliorée

Conclusions générales et perspectives

Ce travail de recherche a permis d'explorer en profondeur les phénomènes de transfert thermique dans les contacts périodiques et électrothermiques, deux phénomènes clés dans de nombreuses applications industrielles. L'objectif principal était de développer des modèles numériques avancés pour prédire et comprendre le comportement thermique de ces contacts, en tenant compte des propriétés thermophysiques des matériaux et des conditions de contact spécifiques.

La recherche a abouti au développement de modèles numériques robustes pour les deux types de contacts. Pour le contact thermique périodique, le modèle a été validé par une comparaison avec des données expérimentales issues de la littérature scientifique, montrant une bonne concordance avec des écarts de inférieurs à 5 % dans plusieurs cas. En ce qui concerne le contact électrothermique, le modèle a été validé en le comparant aux résultats de simulations réalisées avec le logiciel COMSOL, ce qui a également confirmé la précision et la fiabilité de notre approche.

L'étude a également mis en lumière l'impact de la fréquence de contact sur le transfert de chaleur. Nous avons observé que l'augmentation de la fréquence de contact (f) entraîne une augmentation de la densité de flux thermique, mais que le taux de transfert de chaleur diminue progressivement à des fréquences élevées. Par exemple, pour des matériaux à faible diffusivité thermique, le taux de transfert de chaleur reste relativement stable après 10 Hz, tandis que pour des matériaux à haute diffusivité, comme le cuivre, le transfert de chaleur s'améliore significativement. Cela souligne l'importance de la diffusivité thermique dans le choix des matériaux pour des applications spécifiques.

Également, nous avons constaté que la résistance intermittente de contact (R_{ic}) diminue de manière monotone avec l'augmentation de la fréquence, avec des valeurs initiales atteignant $2,5 \times 10^{-5} \text{ m}^2\text{K/W}$ à 1 Hz, et se stabilisant à des valeurs inférieures à $2,5 \times 10^{-4} \text{ m}^2\text{K/W}$ à 20 Hz. Cette diminution est particulièrement marquée pour les matériaux ayant une conductivité thermique plus faible, ce qui est essentiel pour la conception de composants moteurs.

Concernant le contact électrothermique, l'étude s'est également penchée sur deux scénarios distincts pour le contact électrothermique : le chauffage avec des longueurs infinies et le chauffage avec des longueurs finies. Dans le cas des longueurs infinies, l'hypothèse de milieu semi-infinie est valable uniquement pour des temps courts ($t < 0,15\tau$), où τ représente la constante de temps fondamentale. Pour des temps plus longs, la méthode de Laplace est

recommandée pour obtenir des résultats plus précis. En ce qui concerne les longueurs finies, la résolution numérique du problème permet une meilleure capture du comportement thermique transitoire et une convergence améliorée.

Les résultats obtenus à partir de notre modèle ont été comparés à ceux de simulations réalisées avec le logiciel COMSOL. Les écarts de température entre les deux modèles ont été minimisés, avec des différences notables observées à des temps courts, ce qui démontre la capacité de notre modèle à capturer les dynamiques thermiques transitoires.

Le modèle semi-analytique a permis de prédire la profondeur de pénétration thermique et les fluctuations de température dans ces contacts. À $t = 2$ s, la profondeur de pénétration thermique dans l'aluminium a atteint 40 mm, tandis que dans le titane, elle était limitée à 20 mm. Ces différences sont attribuées aux propriétés thermiques distinctes des matériaux, soulignant l'importance de la conductivité thermique dans les applications électrothermiques.

Malgré les résultats prometteurs, plusieurs pistes de recherche demeurent à explorer pour approfondir notre compréhension des mécanismes sous-jacents dans les contacts périodiques et électrothermiques. L'intégration de conditions plus réalistes, telles que la rugosité de surface, les variations de température et les caractéristiques thermiques non linéaires des matériaux, pourrait enrichir nos modèles et améliorer encore leur précision. De plus, des études expérimentales des interactions mécaniques entre les matériaux dans ces contextes pourront offrir des nouvelles perspectives pour optimiser le transfert de chaleur.

Références bibliographiques

- [1] S. Azzouz, “Etude théorique et méthodologie expérimentale du contact thermique intermittent : Influence de la fréquence et du coefficient de partage de la période sur le transfert thermique a l’interface.,” Thèse de doctorat, Université Badji Mokhtar, Annaba, 2008.
- [2] H. Mokrani, “Etude de la condition de liaison thermique à une interface de contact électrothermique,” Thèse de doctorat, École polytechnique universitaire de Nantes Université, Nantes, 2008.
- [3] J. P. Bardon, “Introduction à l’étude des résistances thermiques de contact,” *Revue générale de Thermique*, vol. 125, pp. 429–447, 1972.
- [4] J. P. Bardon, “Contribution à l’étude du transferts de chaleurs au contact de deux matériaux. ,” 1965.
- [5] T. N. Cetinkale and M. Fishenden, “Thermal conductance of metal surfaces in contact,” *International Conference on Heat Transfer*, Institution of Mechanical Engineers, pp. 271–275, 1951.
- [6] F. P. Bowden, D. Tabor, and F. Palmer, “The Friction and Lubrication of Solids,” *Am J Phys*, vol. 19, no. 7, pp. 428–429, Oct. 1951, doi: 10.1119/1.1933017.
- [7] M. R. Sridhar and M. M. Yovanovich, “Review of elastic and plastic contact conductance models - Comparison with experiment,” *J Thermophys Heat Trans*, vol. 8, no. 4, pp. 633–640, Oct. 1994, doi: 10.2514/3.592.
- [8] M. G. Cooper, B. B. Mikic, and M. M. Yovanovich, “Thermal contact conductance,” *Int J Heat Mass Transf*, vol. 12, no. 3, pp. 279–300, 1969, doi: 10.1016/0017-9310(69)90011-8.
- [9] M. G. Cooper, B. B. Mikic, and M. M. Yovanovich, “Thermal contact conductance,” *Int J Heat Mass Transf*, vol. 12, no. 3, pp. 279–300, 1969, doi: 10.1016/0017-9310(69)90011-8.
- [10] P. G. Slade, *Electrical contacts : principles and applications*. New York,USA: Inc, 1999.
- [11] Y. V Sharvin, “A possible method for studying fermi surfaces,” *Theoret. Phys. (U.S.S.R.)*, vol. 48, pp. 984–985, 1965.
- [12] G. Wexler, “The size effect and the non-local Boltzmann transport equation in orifice and disk geometry,” *Proceedings of the Physical Society*, vol. 89, no. 4, p. 927, Dec. 1966, doi: 10.1088/0370-1328/89/4/316.

- [13] B. Nikolić and P. Allen, “Electron transport through a circular constriction,” *Phys Rev B*, vol. 60, no. 6, p. 3963, Aug. 1999, doi: 10.1103/PhysRevB.60.3963.
- [14] R. Holm, “The contact resistance. General theory,” in *Electric Contacts*, Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1967, pp. 9–11. doi: 10.1007/978-3-662-06688-1_3.
- [15] G. Norberg, S. Dejanovic, and H. Hesselbom, “Contact resistance of thin metal film contacts,” *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies*, vol. 29, no. 2, pp. 371–378, Jun. 2006, doi: 10.1109/TCAPT.2006.875891.
- [16] F. Kohlrausch, “Ueber den stationären Temperaturzustand eines elektrisch geheizten Leiters,” *Ann Phys*, vol. 306, no. 1, pp. 132–158, 1900, doi: 10.1002/ANDP.19003060107.
- [17] J. A. Greenwood, “Constriction resistance and the real area of contact,” *British Journal of Applied Physics*, vol. 17, no. 12, p. 1621, Dec. 1966, doi: 10.1088/0508-3443/17/12/310.
- [18] P. M. Davidson, “The theory of the Thomson effect in electrical contacts,” *Proceedings of the IEE - Part I: General*, vol. 96, no. 102, pp. 293–295, Nov. 1949, doi: 10.1049/PI-1.1949.0059.
- [19] J. B. J. Fourier, *The analytical theory of heat*. 2009. doi: 10.1017/CBO9780511693205.
- [20] Mikic. B, “Analytical Studies of Contact of Nominally Flat Surfaces; Effect of Previous Loading,” *Journal of Lubrication Technology*, vol. 93, no. 4, pp. 451–456, Oct. 1971, doi: 10.1115/1.3451616.
- [21] Mikic. B, “Thermal contact conductance; theoretical considerations,” *Int J Heat Mass Transf*, vol. 17, no. 2, pp. 205–214, Feb. 1974, doi: 10.1016/0017-9310(74)90082-9.
- [22] M. R. Sridhar and M. Yovanovich, “Review of elastic and plastic contact conductance models - comparison with experiment,” *J Thermophys Heat Trans*, vol. 8, no. 4, pp. 633–640, 1994, doi: 10.2514/3.592.
- [23] F. H. Milanez, M. M. Yovanovich, and M. B. H. Mantelli, “Thermal Contact Conductance at Low Contact Pressures,” *J Thermophys Heat Trans*, vol. 18, no. 1, pp. 37–44, 2003, doi: 10.2514/1.2259.
- [24] I. Savija, J. R. Culham, M. M. Yovanovich, and E. E. Marotta, “Review of Thermal Conductance Models for Joints Incorporating Enhancement Materials,” *J Thermophys Heat Trans*, vol. 17, no. 1, pp. 43–52, May 2003, doi: 10.2514/2.6732.
- [25] F. Pobell, “Matter and Methods at Low Temperatures,” *Matter and Methods at Low Temperatures*, 2007, doi: 10.1007/978-3-540-46360-3/COVER.

- [26] H. R. B. Orlande and M. N. Özişik, “Inverse problem of estimating interface conductance between periodically contacting surfaces,” *J Thermophys Heat Trans*, vol. 7, no. 2, pp. 319–325, 1993, doi: 10.2514/3.422.
- [27] L. St-Georges, L. I. Kiss, M. Rouleau, J. Bouchard, and D. Marceau, “Effects of high temperatures and pressures on cathode and anode interfaces in Hall-Heroult electrolytic cells,” *TMS Light Metals*, pp. 997–1001, 2011, doi: 10.1007/978-3-319-48160-9_170/COVER.
- [28] T. Kimura, M. Takeuchi, N. Nagai, and T. Yoshida, “Transient characteristics of thermal contact conductance between isotropic rough surfaces of metals,” *Heat Transfer—Asian Research*, vol. 30, no. 4, pp. 341–356, Jun. 2001, doi: 10.1002/HTJ.1022.
- [29] S. Azzouz, B. Bourouga, and K. Chaoui, “Transfert thermique a travers une interface de contact intermittent en regime periodique etabli,” *Revue Synthèse*, pp. 102–108, 2007.
- [30] W. Moses and R. Johnson, “An experimental study of the transient behavior of the thermal contact,” 1986.
- [31] W. M. Moses and R. R. Johnson, “Experimental results for the quasi-steady heat transfer through periodically contacting surfaces,” *J Thermophys Heat Trans*, vol. 3, no. 4, pp. 474–476, 1987, doi: 10.2514/6.1987-1608.
- [32] N. C. Dodd and W. M. Moses, “Heat transfer across aluminum/stainless steel surfaces in periodic contact,” *AIAA 23rd Thermophysics, Plasmadynamics and Lasers Conference, 1988*, vol. 4, no. 3, pp. 1989–1991, 1988, doi: 10.2514/6.1988-2646.
- [33] J. Zhao, A. Wang, and C. Yang, “Prediction of thermal contact conductance based on the statistics of the roughness profile characteristics,” *Int J Heat Mass Transf*, vol. 48, no. 5, pp. 974–985, 2005, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.07.021.
- [34] K. Goudarzi, M. H. Shojaefard, and M. Fazelpour, “Effect of contact pressure and frequency on contact heat transfer between exhaust valve and its seat,” *International Journal of Engineering, Transactions B: Applications*, vol. 21, no. 4, pp. 401–408, 2008.
- [35] M. H. Shojaefard, V. M. Khaneshan, and M. M. Sharfabadi, “The investigation of the valve spring stiffness influence on the thermal contact conductance between the exhaust valve and its seat,” *Heat Transfer Engineering*, vol. 36, no. 1, pp. 58–67, 2015, doi: 10.1080/01457632.2014.906280.
- [36] J. R. Howard, “An experimental study of heat transfer through periodically contacting surfaces,” *Int J Heat Mass Transf*, vol. 19, no. 4, pp. 367–372, 1976, doi: 10.1016/0017-9310(76)90092-2.

- [37] M. H. Shojaeefard, “Studying the Transient Thermal Contact Conductance Between the Exhaust Valve and Its Seat Using the Inverse Method,” p. 10765, 2016, doi: 10.1007/s10765-015-2012-2.
- [38] J. Cowart and W. Cheng, “Intake Valve Thermal Behavior During Steady-State and Transient Engine Operation,” *SAE Technical Papers*, Oct. 1999, doi: 10.4271/1999-01-3643.
- [39] C. H. Huang and T. M. Ju, “An inverse problem of simultaneously estimating contact conductance and heat transfer coefficient of exhaust gases between engine’s exhaust valve and seat,” *Int J Numer Methods Eng*, vol. 38, no. 5, pp. 735–754, 1995, doi: 10.1002/nme.1620380503.
- [40] I. Paradis, J. R. Wagner, and E. E. Marotta, “Thermal Periodic Contact of Exhaust Valves,” <https://doi.org/10.2514/2.6712>, vol. 16, no. 3, pp. 356–365, May 2012, doi: 10.2514/2.6712.
- [41] M. H. Shojaeefard and K. Goudarzi, “The numerical estimation of thermal contact resistance in contacting surfaces,” *Am J Appl Sci*, vol. 5, no. 11, pp. 1566–1571, 2008, doi: 10.3844/ajassp.2008.1566.1571.
- [42] K. Goudarzi, A. Moosaei, and M. Gharaati, “Applying artificial neural networks (ANN) to the estimation of thermal contact conductance in the exhaust valve of internal combustion engine,” *Appl Therm Eng*, vol. 87, pp. 688–697, Jun. 2015, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2015.05.060.
- [43] R. Xu, H. Feng, L. Zhao, and L. Xu, “Experimental investigation of thermal contact conductance at low temperature based on fractal description,” vol. 33, pp. 811–818, 2006, doi: 10.1016/j.icheatmasstransfer.2006.02.023.
- [44] J. Wang, H. Wang, and H. Zhuang, “Thermal contact conductance of ceramic AlN and oxygen-free high-conductivity copper interfaces under low temperature and vacuum for high-temperature superconducting cryocooler cooling,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 77, no. 2, Feb. 2006, doi: 10.1063/1.2165567/348412.
- [45] R. Xu and L. Xu, “An experimental investigation of thermal contact conductance of stainless steel at low temperatures,” *Cryogenics (Guildf)*, vol. 45, no. 10–11, pp. 694–704, Oct. 2005, doi: 10.1016/J.CRYOGENICS.2005.09.002.
- [46] D.-H. Liu and X.-C. Shang, “The Physical-Mechanism Based High-Temperature Thermal Contact Conductance Model with Experimental Verification,” *Chinese Physics Letters*, vol. 30, no. 3, p. 036501, Mar. 2013, doi: 10.1088/0256-307X/30/3/036501.

- [47] B. Kshirsagar, J. Nagaraju, and M. V. Krishna Murthy, "Thermal contact conductance of silicon nitride-coated OFHC copper contacts," *Experimental Heat Transfer*, vol. 16, no. 4, pp. 273–279, 2003, doi: 10.1080/08916150390223100.
- [48] P. Sadowski and S. Stupkiewicz, "A model of thermal contact conductance at high real contact area fractions," *Wear*, vol. 268, no. 1–2, pp. 77–85, Jan. 2010, doi: 10.1016/J.WEAR.2009.06.040.
- [49] S. K. Loyalka, "A Model for Gap Conductance in Nuclear Fuel Rods," *Nucl Technol*, vol. 57, no. 2, pp. 220–227, May 1982, doi: 10.13182/NT82-A26284.
- [50] V. Singhal, P. J. Litke, A. F. Black, and S. V. Garimella, "An experimentally validated thermo-mechanical model for the prediction of thermal contact conductance," *Int J Heat Mass Transf*, vol. 48, no. 25–26, pp. 5446–5459, Dec. 2005, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.06.028.
- [51] M. Bahrami, J. R. Culham, M. M. Yovanovich, and G. E. Schneider, "Thermal Contact Resistance of Nonconforming Rough Surfaces, Part 2: Thermal Model," *J Thermophys Heat Trans*, vol. 18, no. 2, pp. 218–227, May 2004, doi: 10.2514/1.2664.
- [52] P. Vernotte, *Thermocinétique générale*, vol. 379. Publications Scientifiques et Techniques du Ministère de l'Air, 1961.
- [53] S. Chandrasekar, T. N. Farris, R. R. Hebbar, S. A. Hucker, and V. H. Bulsara, "Thermal Aspects of Surface Finishing Processes," *Surface Engineering*, pp. 152–157, Dec. 1994, doi: 10.31399/ASM.HB.V05.A0001239.
- [54] A. D. Dimarogonas and D. Michalopoulos, "A compilation of heat distribution parameters at sliding contacts," *Tribol Int*, vol. 14, no. 4, pp. 225–229, Aug. 1981, doi: 10.1016/0301-679X(81)90048-7.
- [55] K. Váradi, Z. Néder, and K. Friedrich, "Evaluation of the real contact areas, pressure distributions and contact temperatures during sliding contact between real metal surfaces," *Wear*, vol. 200, no. 1–2, pp. 55–62, Dec. 1996, doi: 10.1016/S0043-1648(96)07269-9.
- [56] A. A. Yevtushenko and V. I. Pauk, "The non-stationary contact problem for rough bodies taking heat generation by friction into account," *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, vol. 60, no. 4, pp. 687–692, Jan. 1996, doi: 10.1016/S0021-8928(96)00086-X.
- [57] J. P. Bardon, "Bases physiques des conditions de contact thermique imparfait entre milieux en glissement relatif," *Revue Générale de Thermique*, 1994.

- [58] J. G. Bauzin, N. Laraqi, and A. Bări, “Estimation of thermal contact parameters at the interface of two sliding bodies,” *J Phys Conf Ser*, vol. 135, no. 1, p. 012015, Nov. 2008, doi: 10.1088/1742-6596/135/1/012015.
- [59] G. Le Meur, B. Bourouga, and J. P. Bardou, “Microscopic analysis of interfacial electrothermal phenomena - Definition of a heat generation factor,” *Int J Heat Mass Transf*, vol. 49, no. 1–2, pp. 387–401, Jan. 2006, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.02.029.
- [60] G. Le Meur, B. Bourouga, and T. Dupuy, “Measurement of contact parameters at electrode/sheet interface during resistance spot welding process,” *Science and Technology of Welding and Joining*, vol. 8, no. 6, pp. 415–422, Dec. 2003, doi: 10.1179/136217103225005589.
- [61] H. Mokrani and B. Bouroug, “Modèle de coefficient de partage du flux généré à une interface de contact électrothermique – approche microscopique en régime permanent,” in *12èmes Journées Internationales de Thermique*, Tanger, Morocco, p. 426, 2005.
- [62] H. Mokrani and B. Bourouga, “Mesure des paramètres de contact à une interface de contact électrothermique imparfait,” pp. 1–6, 2007.
- [63] A. Degiovanni, Y. Jannot, and C. Moyne, “Electrical analogy associated with a multi-isotherms medium with internal heat source,” *Thermal Science and Engineering Progress*, vol. 28, p. 101177, Feb. 2022, doi: 10.1016/J.TSEP.2021.101177.
- [64] A. El Maakoul, C. Moyne, and A. Degiovanni, “A general approach to solve heat conduction problems with internal heat sources using resistance and quadrupole concepts,” *Int J Heat Mass Transf*, vol. 129, pp. 793–800, Feb. 2019, doi: 10.1016/J.IJHEATMASSTRANSFER.2018.10.008.
- [65] M. H. Shojaeefard, V. M. Khaneshan, and M. M. Sharfabadi, “The investigation of the valve spring stiffness influence on the thermal contact conductance between the exhaust valve and its seat,” *Heat Transfer Engineering*, vol. 36, no. 1, pp. 58–67, 2015, doi: 10.1080/01457632.2014.906280.
- [66] P. G. Siddappa and A. Tariq, “Experimental estimation of thermal contact conductance across pressed copper–copper contacts at cryogenic-temperatures,” *Appl Therm Eng*, vol. 219, p. 119412, Jan. 2023, doi: 10.1016/J.APPLTHERMALENG.2022.119412.
- [67] M. R. Sridhar and M. M. Yovanovich, “Elastoplastic contact conductance model for isotropic conforming rough surfaces and comparison with experiments.,” *J Heat Transfer*, vol. 118, no. 1, pp. 3–9, Feb. 1996, doi: 10.1115/1.2824065.

- [68] B. Vick and M. N. Özişik, “Quasi-Steady-state temperature distribution in periodically contacting finite regions,” *J Heat Transfer*, vol. 103, no. 4, pp. 739–744, 1981, doi: 10.1115/1.3244535.
- [69] A. Tariq and M. Asif, “Experimental investigation of thermal contact conductance for nominally flat metallic contact,” *Heat and Mass Transfer*, vol. 52, no. 2, pp. 291–307, Feb. 2016, doi: 10.1007/s00231-015-1551-1.
- [70] M. Parikh, S. Shah, H. Vaghela, and A. K. Parwani, “A comprehensive experimental and numerical estimation of thermal contact conductance,” *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 172, Feb. 2022, doi: 10.1016/j.ijthermalsci.2021.107285.