



Faculté des Sciences de l'ingénieur
Département de Génie Mécanique

Année 2008

THESE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de

DOCTORAT

**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.**

Option: Thermique-Energétique

par

Salah-Eddine AZZOUZ

Directeur de Thèse:

Kamel CHAOUI

Professeur

Université Badji Mokhtar, Annaba

Devant le jury

Président: Mahfoud KADJA

Professeur

Université de Constantine

Examineurs:

Zoubir NEMOUCHI

Professeur

Université de Constantine

Mustapha LAHMAR

Professeur

Université 8 mai 1945, Guelma

Tidjani BOUCHAMI

M.C.

Université Badji Mokhtar, Annaba

Brahim BOUROUGA

Professeur invité

Université de Nantes

A mes parents

A ma femme

A mes enfants

A toute la famille

Remerciements

Je tiens à exprimer ma sincère reconnaissance à messieurs les Professeurs Brahim Bourouga, et Kamel Chaoui pour le temps qu'ils ont consacré à mon encadrement, les compétences qu'ils ont mises à ma disposition. Je tiens à remercier particulièrement le Professeur Bourouga de m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de Thermocinétique de l'université de Nantes, de mettre à ma disposition les moyens du laboratoire et de financer une bonne partie de la thèse.

Je remercie, Monsieur Mahfoud KADJA, Professeur à l'université de Constantine, d'avoir accepté de présider le jury de ma thèse.

Mes remerciements vont également à messieurs les membres de jury, Zoubir Nemouchi, Professeur à l'université de Constantine, Mustapha Lahmar, Professeur à l'université 8 mai 1945, Guelma, et Tidjani Bouchami, Maître de conférences à l'université Badji Mokhtar Annaba, ont accepté

نعلل سبب إقدامنا على هذه الدراسة بالحاجة إلى إبراز الجديد فيما يخص الظواهر التي تحدث عند التماس المتقطع. التطبيق الأكثر تعريفا لهذا الموضوع يتمثل في نموذج صمام محرك السيارات. تواجه الصناعيين مشاكل التحكم في تبريد مثل هذه النماذج. من خلال هذه الدراسة النظرية استطعنا إبراز تأثير خصائص التقطع على التدفق في الأسطح المستوية و المتقابلة. من أجل ذلك خرجنا بحالتين الأولى متعلقة بالتماس الكامل و الثانية بالتماس الغير كامل. الحالة الأولى سمحت بالتحقق من أن التماس المتقطع يدخل شبه مقاومة حرارية معرفة انطلاقا من كثافة التدفق و درجات الحرارة المتوسطة في الأسطح الداخلية المتقابلة. في حالة التماس الكامل، تكون شبه المقاومة الحرارية عبارة عن دالة تنازلية بدلالة التواتر و تظهر بقيم معتبرة مقارنة بالقيم المعروفة للمقاومة الحرارية للتماس، خاصة في مجال التواتر أقل من 20. عندما يكون التماس غير كامل، شبه المقاومة الحرارية تكون أيضا تنازلية بدلالة التواتر و تؤول إلى نسبة المقاومة الحرارية للتماس الساكن على معامل التجزئة للدور. هذا الأخير معرفا على أنه نسبة الكسر الدوري التي تكون فيها الأسطوانتان في تماس من خلال الأسطح المستوية و المتقابلة. نقترح أيضا نموذج للتدفق المتحول وفق تماس متقطع. الفكرة الأساسية لإيجاد النموذج هو في اعتبار التماس المتقطع على أنه يتابع بطى ل تماس مفاجئ للمعدنين. اهتمنا أيضا بالجانب القياسي و كذا حل المشكل المعاكس. نعرض كيفية الدراسة التجريبية القادرة على الربط الأمثل للتماس المتقطع بنظريات المسألة.

Résumé:

On justifie la présente étude par la nécessité de mettre à jour les phénomènes mis en jeu lors du contact intermittent. L'application d'un tel sujet la plus connue est celle du système siège-soupape dans les moteurs à combustion ou dans les compresseurs. Les industriels sont confrontés à des problèmes de maîtrise du refroidissement dans de tels systèmes. A travers l'étude théorique on a pu faire ressortir l'influence des paramètres d'intermittence sur le transfert à l'interface. Pour cela, il a été retenu deux situations : la première est relative au contact parfait et la seconde au contact imparfait. La première situation a permis d'établir que l'intermittence du contact introduit une pseudo résistance thermique (RIC) définie à partir de la densité de flux et des températures moyennes à l'interface. Lorsque le contact est parfait, la RIC_p est monotone décroissante suivant la fréquence et présente des valeurs appréciables, comparables à des valeurs courantes de résistance thermique de contact, notamment dans le domaine de fréquence inférieur à 20. Lorsque le contact est imparfait la RIC_i est également décroissante suivant f et tend asymptotiquement vers le rapport Rc/γ ; Rc étant la résistance thermique de contact statique. On propose aussi un modèle de flux transféré à travers un contact intermittent. L'idée de base dans cette modélisation c'est de considérer le contact intermittent comme une succession monotone de brusques mises en contact des deux solides. On s'est intéressé aussi à l'aspect d'instrumentation et à la résolution du problème inverse. Finalement une étude est faite sur un dispositif expérimental capable de reproduire aux mieux le contact intermittent aux hypothèses du problème.

Abstract:

We justify the present study by the necessity of updating the physical phenomena during intermittent contact. The application of this subject most known is that of the system seat-valve in the combustion engines or the compressors. The industrialists are confronted a problem of cooling in such systems. Through the theoretical study, we were able to emphasize the influence of the parameters of intermittency on the transfer at interface. For that, it was retained two situations: first relates to the perfect contact and the second to the imperfect contact. The first situation made it possible to establish that the intermittency of the contact introduces a pseudo thermal resistance (RIC) definite from the average thermal parameters at the interface. When the contact is perfect, RIC_p decreasing according to the frequency and presents appreciable values, comparable to the thermal resistance of contact, particularly in the domain $f < 20$ Hz. When the contact is imperfect, RIC_i is also decreasing according to f and tends asymptotically to Rc/γ . Rc is the thermal resistance of static contact. we propose also a model of flux transferred through at intermittent contact. The basic idea in this modeling is to regard intermittent contact is a succession monotonous of abrupt contact of the two solids. We were also interested at the aspect of instrumentation and the resolution of the inverse problem. Finally a study is made on an experimental device able to reproduce in best the intermittent contact with the assumptions of the problem.

Table des matières

LISTE DES FIGURES.....	3
NOMENCLATURE	5
INTRODUCTION	7
CHAPITRE I ANALYSES PHYSIQUES LIEES AU TRANSFERT DE CHALEUR PAR CONTACT.....	9
1.1 NOTION DE RESISTANCE DE CONTACT	10
1.1.1 MECANISMES DE TRANSFERT THERMIQUE EN REGIME STATIONNAIRE	10
1.1.2 SCHEMATISATION DU TRANSFERT DE CHALEUR A L'INTERFACE	12
1.1.3 DOMAINE DE LA VALEUR RTC.....	14
DANS LE CAS DU CONTACT STATIQUE TROIS TYPES DE RESISTANCES SONT OBSERVES.....	14
1.2 VOIES DE PASSAGE DE LA CHALEUR DANS LE CONTACT IMPARFAIT.....	14
1.2.1- VOIE SOLIDE-SOLIDE ET PHENOMENE DE CONSTRICTION THERMIQUE.....	15
1.2.1.1- <i>Cas classique de la constriction à un contact.....</i>	15
1.2.1.1.1- <i>Formes du contact et du tube de flux.....</i>	17
1.2.1.1.2- <i>Constriction en milieu fini.....</i>	18
1.2.1.1.3- <i>Constriction dans un milieu mince.....</i>	19
1.2.1.2- <i>Modèles de constriction à plusieurs contacts.....</i>	20
1.2.1.2.1- <i>Contacts indépendants.....</i>	20
1.2.1.2.2- <i>Contacts dépendants.....</i>	21
1.2.1.2.3- <i>Groupement de contacts (dépendants).....</i>	22
1.2.2- LA VOIE FLUIDE.....	23
1.2.2.1- <i>Effets d'accommodation.....</i>	24
1.2.2.2- <i>Echanges par rayonnement.....</i>	24
1.3 DIFFERENTS TYPES DE CONTACT THERMIQUE.....	25
1.3.1 RESISTANCE THERMIQUE DE CONTACT DYNAMIQUE.....	25
1.3.3 CONTACT INTERMITTENT.....	33
CHAPITRE II PROBLEME DIRECT DU CONTACT INTERMITTENT.....	42
2.1 MODELE MATHEMATIQUE.....	43
2.2 RESOLUTION NUMERIQUE.....	44
2.2.1 CONTACT FERME.....	46
2.2.2 CONTACT OUVERT.....	49
2.3 ALGORITHME DE RESOLUTION.....	52
2.4 CONDITION DU REGIME PERIODIQUE ETABLI.....	54
2.4.1. COMPARAISON DES TEMPERATURES SUCCESSIVES.....	54
2.4.2 REGIME PERIODIQUE A PARTIR DE LA CONSTANTE DE TEMPS.....	55
2.5 RESULTATS ET INTERPRETATION.....	56
2.5.1 CHAMP DE TEMPERATURE ET RESISTANCE D'INTERMITTENCE DE CONTACT: CAS DU CONTACT PARFAIT.....	56
2.5.2 INFLUENCE DES PARAMETRES D'INTERMITTENCE DE CONTACT (F, γ) SUR LE TRANSFERT : CAS DU CONTACT PARFAIT.....	58
2.5.3 INFLUENCE DE LA QUALITE DU CONTACT THERMIQUE.....	63

CHAPITRE III MODELISATION DU FLUX DE CHALEUR A L'INTERFACE DU CONTACT INTERMITTENT.....	65
3.1 BRUSQUE MISE EN CONTACT ET CONTACT INTERMITTENT	66
3.2. MODELE APPROCHE DU FLUX TRANSFERE D'UNE INTERFACE DE CONTACT INTERMITTENT.....	67
3.2.1. CONTACT PARFAIT.....	67
3.2.2. CONTACT IMPARFAIT.....	69
CHAPITRE IV METHODOLOGIE EXPERIMENTALE.....	76
4.1. PRINCIPE DE MESURE DES PARAMETRES LOCAUX ET INSTANTANES.....	77
4.2. ASPECTS THEORIQUES DE L'INSTRUMENTATION.....	78
4.2.1 ETUDE DE LA SENSIBILITE AUX FLUX DE CHALEUR TRANSFERE	79
4.2.2 INSTRUMENTATION PAR THERMOCOUPLES.....	80
4.2.2.1. <i>Capteur fluxmètre pariétal</i>	80
4.2.2.2. <i>Aspect théorique de l'instrumentation par capteur fluxmétrique pariétal</i>	81
4.2.2.3. <i>Compromis sensibilité-précision de mesure</i>	81
4.2.2.4. <i>Biais de mesure liés à l'estimation de conditions thermiques superficielles</i>	81
4.2.2.5. <i>Temps de réponse du capteur</i>	83
4.2.2.6. <i>Instrumentation thermique et mécanique</i>	83
4.3. METHODE SEQUENTIELLE DE BECK.....	84
4.3.1 PRINCIPE DE LA METHODE.....	84
4.3.1.1- <i>Formulation du problème</i>	84
4.3.1.2 - <i>Description de la méthode séquentielle</i>	85
4.3.1.3 <i>Principe de la méthode</i>	86
4.3.1.4 <i>Algorithme de calcul</i>	88
4.3.2 DIFFICULTES LIEES AUX PROBLEMES INVERSES EN CONDUCTION DE LA CHALEUR.....	89
4.3.3 VALIDATION DU PROBLEME INVERSE	90
CHAPITRE V MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE.....	94
5.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	95
5.2 PROCEDURE DE MISE EN DEMARRAGE	97
5.3 ETUDE CINEMATIQUE.....	97
5.3.1 TRAJECTOIRE DE O_2 DANS LE REPERE (O_1, \vec{u}, \vec{v})	99
5.3.2 COORDONNEES DU POINT DE CONTACT ENTRE LA CAME ET GALET.....	102
5.2.3 RAYON DE COURBURE DE LA CAME.....	103
5.4 SOLLICITATIONS MECANIQUES.....	109
CONCLUSION GENERALE.....	113
ANNEXE.....	115
A1. ORGANIGRAMME DE LA RESOLUTION DETAILLE.....	115
A2. SCHEMA DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL	118
A3. CONTACT MECANIQUE.....	118
A3.1. CHOC ELASTIQUE LIBRE.....	119
A3.2. CHOC AVEC MAINTIEN D'EFFORT	120
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	122

Liste des figures

Chapitre I

Figure 1.1 : Schématisation de la résistance thermique de contact.....	11
Figure 1.2 Schéma d'une zone de contact avec les lignes de courant thermique.....	12
Figure 1.3 Schéma électrique équivalent.....	13
Figure 1.4 Constriction en milieu semi-infini.....	16
Figure 1.5 Constriction dans un tube de longueur semi-infini.....	18
Figure 1.6 Constriction dans un tube mince.....	20
Figure 1.7 N tubes de flux dans milieu infini avec $a/b > 0,1$	21
Figure 1.8 Groupements ordonnés de N contacts circulaires sur une section droite carrée.....	22
Figure 1.9 Ecart entre les modèles, pour N = 16 en fonction de G.....	23
Figure 1.10 Schéma du principe de mesure.....	26
Figure 1.11 Distribution spatiale de la RTC.....	27
Figure 1.12 Distribution spatio-temporelle de la RTC.....	28
Figure 1.13 Deux milieux semi-infini en glissement relatif.....	29
Figure 1.14 Dispositif pour contact périodique d'après HOWARD.....	35
Figure 1.15 Evolution du rapport $\frac{\bar{R}_m}{R(t)}$ avec le temps.....	36
Figure 1.16 Dispositif pour contact périodique d'après MOSES.....	37
Figure 1.17 Dispositif du système siège de soupape de COUEDEL.....	37
Figure 1.18 Schéma électrique équivalent représentant les résistances apparentes limites.....	38
Figure 1.19 Dispositif expérimental de WANG.....	39
Figure 1.20 Schéma du modèle de contact périodique de WANG.....	41

Chapitre II

Figure 2.1 : Schéma de principe du modèle.....	43
Figure 2.2 Schéma de la période contact fermé.....	46
Figure 2.3 Schéma de discrétisation du système.....	47
Figure 2.4 Schéma de la période contact ouvert.....	49
Figure 2.5 Algorithme de résolution du problème intermittent.....	53
Figure 2.6 Algorithme du régime établi.....	55
Figure 2.7 Champs de température moyen et total.....	57
Figure 2.8 Profil de température fluctuant (alu sur alu - $f=10\text{Hz}$).....	58
Figure 2.9 Saut de température moyen et initial à l'interface en fonction de l'effusivité.....	59
Fig 2.10 Densité du flux moyen transféré en fonction de la fréquence.....	60
Figure 2.11 Saut de température moyen en fonction de la fréquence.....	61
Figure 2.12 $RICp$ en fonction de la fréquence et de la nature des couples.....	62

Figure 2.13 RIC_p en fonction de du coefficient de partage de la période $f=10\text{Hz}$	62
Figure 2.14 RIC_p RIC_i en fonction de la fréquence.....	63
Chapitre III	
Figure 3.1 Schéma de l'évolution du flux de la brusque mise en contact.....	66
Figure 3.2 Rapport de densités $\bar{\varphi}_I / \bar{\varphi}_{bc}$ en fonction de γ pour 5 couples et 3 fréquences.....	68
Figure 3.3 Courbe du fitting à partir du rapport moyen de densité, pour $\gamma \in [0.01 \div 0.8]$	68
Figure 3.4 Courbe du fitting à partir du rapport moyen de densité, pour $\gamma \in [0.8 \div 0.99]$	69
Figure 3.5 Rapport de densités $r = \bar{\varphi}_I / \bar{\varphi}_{bc}$ en fonction de γ en fonction pour $R = 10^{-3}$	72
Figure 3.6. Ecart relatif entre r_{moy} et r , pour 3 matériaux et 3 fréquences, pour $R = 10^{-3}$	72
Figure 3.7 Courbe du fitting à partir du rapport moyen de densité Pour $R = 10^{-3}$	73
Figure 3.8 Rapport de densités $\bar{\varphi}_I / \bar{\varphi}_{bc}$ en fonction de γ en fonction pour $R = 10^{-6}$	73
Figure 3.9 Courbe du fitting à partir du rapport moyen de densité pour $R = 10^{-6}$	74
Figure 3.10 Ecart relatif entre r_{moy} et r pour 3 matériaux et 3 fréquences, pour $R = 10^{-6}$	75
Chapitre VI	
Figure 4.1 Schéma de principe de mesure à l'interface du contact.....	77
Figure 4.2 Sensibilité de mesure S_ϕ en fonction du temps.....	79
Figure 4.3 Schéma de principe d'un capteur pariétal.....	80
Figure 4.4 Schéma d'implantation des thermocouples.....	84
Figure 4.5 Validation de la méthode inverse à partir d'un flux imposé sous forme d'échelon.....	91
Figure 4.6 Validation de la méthode inverse à partir d'un flux imposé sous forme de créneau.....	92
Chapitre V	
Figure 5.1 Dispositif expérimental du contact intermittent.....	96
Figure 5.2 Repère de la came et du galet.....	98
Figure 5.3. Déplacement du galet et de la came.....	99
Figure 5.4. Géométrie d'adhérence galet-came pour $\theta=10^\circ$	106
Figure 5.5 Géométrie d'adhérence galet-came pour $\theta=5^\circ$	107
Figure 5.6 Déplacement du barreau et centre du galet.....	107
Figure 5.7 Vitesse du déplacement du barreau mobile.....	108
Figure 5.8 Accélération du barreau mobile.....	108
Figure 5.9 Vitesse de rotation du galet.....	109
Figure 5.10 Evolution des efforts lors du contact intermittent.....	110
Figure 5.11 Pression de contact entre la came et le galet.....	111
Figure 5.12 Couple appliqué entre la came et le galet.....	111
Figure 5.13 Efforts sur la douille de guidage et la came et le galet.....	112
Figure 5.14 Puissance développée au niveau de la came.....	112

Nomenclature

- a Diffusivité thermique (m^2/s)
 b Effusivité thermique ($\text{W s}^{-1/2} \text{K}^{-1} \text{m}^{-2}$)
 \bar{b} Effusivité thermique harmonique
 c_p Chaleur spécifique ($\text{J}/\text{kg K}$)
 CT' Constante de temps harmonique (s)
 f Fréquence de contact (Hz)
 F Fonction de constriction (m^{-1}).
 g_T Coefficient de correction de la résistance thermique (température imposée)
 g_T Coefficient de correction de la résistance thermique (flux imposé)
 i Incrément spatial
 L_j ($j=1,2$) Épaisseur de la paroi (m)
 M Incrément spatial correspondant à L
 n Incrément temporel
 O_1 Centre de la came
 O_2 Centre du galet
 r Erreur de troncature relative
 R_c Résistance thermique de contact ($\text{K.m}^2/\text{W}$)
 r_{1_0} Rayon de la came
 r_2 Rayon du galet
 RIC Résistance d'intermittence de contact ($\text{K.m}^2/\text{W}$)
 T, \bar{T} Température totale, moyenne (K)
 T_{0_j} ($j=1,2$) Températures limites imposées (K)
 X : Axe du déplacement du galet
 $\overline{\Delta T}$ Saut de température moyen (K)
 $T_{1,2}^0$ Température initiale à l'interface du régime périodique établi
 ΔT^0 Ecart de température initial du régime périodique établi
 $\Delta x, \Delta t$ Pas d'espace (m) et de temps (s)
 θ Facteur de poids de la méthode combinée
 $\bar{\varphi}_l$ Densité de flux moyen de brusque mise en contact

$\bar{\varphi}_{bc}$ Densité de flux moyen du contact intermittent

γ Coefficient de partage de la période.

λ Conductivité thermique (W/m.K)

ρ Masse volumique (kg/m³)

$\rho_{o_2}(\theta)$ Rayon de courbure de la came (m)

σ Surface du tube de flux élémentaire (m²)

σ_b Constante de Stefan

Σ Surface totale du tube de flux élémentaire (m²)

τ Période de contact (s)

Introduction :

Le contact thermique intermittent est un sujet intéressant aussi bien sur le plan fondamental que sur celui des applications. L'application la plus connue est celle du système siège-soupape dans les moteurs à combustion ou dans les compresseurs. Le développement des moteurs à combustion interne plus petits pour des véhicules urbains va dans le sens de réduction de la matière en rendant les moteurs de moins en moins encombrants et plus légers. Cette réduction de matière ne concerne en rien les niveaux thermiques et les intensités de flux à évacuer. Les industriels sont confrontés à des problèmes de maîtrise du refroidissement dans de tels systèmes. Il est alors nécessaire d'optimiser les échanges de chaleur en étudiant les phénomènes physiques mis en jeu lors du contact intermittent. Le paramètre le plus important à connaître est l'évolution de la résistance de contact. Dans cette perspective d'étude on va voir l'influence des paramètres d'intermittence à savoir la période et le coefficient de partage de la période sur le transfert thermique à l'interface. Tout d'abord il convient de modéliser le problème thermique de transfert de chaleur par conduction à travers une telle interface sachant que le flux est réduit à cause de diverses résistances thermiques d'origines différentes. Il s'agit de la pseudo résistance liée à l'intermittence de contact, la résistance thermique de contact, et éventuellement une résistance de macro constriction lorsque les sections en contact ont des aires différentes ou lorsque celles – ci ne sont pas plane (conique par exemple) induisant un phénomène de macro constriction illustré par le retournement des lignes de flux).

L'action de recherche proposée ici est à caractère théorique; dont l'objectif principal est d'explicitier la compétition qui existe entre les deux premiers types de résistances thermiques évoquées plus haut en fonction des paramètres de fonctionnement, notamment la fréquence et le coefficient de partage pour des états de surface donnés. Il s'agit donc d'étudier le comportement du flux de chaleur transféré à une interface de contact intermittent sur une interface plane. Le modèle considéré est du type cylindre fini en contact intermittent et on ne s'intéresse qu'au régime thermique établi.

Cette thèse se compose de cinq chapitres. Le premier est consacré à l'étude bibliographique. On tente de faire ressortir les bases physiques qui décrivent les événements thermiques qui caractérisent une interface soumise à une charge sous plusieurs formes. On aborde aussi les recherches théoriques et expérimentales effectuées sur le contact intermittent.

Le deuxième chapitre est dévolu à la présentation du modèle direct du problème de contact thermique intermittent. Nous présentons en détail la résolution numérique du problème ainsi que les résultats et leurs interprétations. L'étude est effectuée sur cinq matériaux, les paramètres intervenant dans le système sont respectivement la période de contact et le coefficient de partage de la période. Nous avons étudié deux situations de contact, le contact parfait et le contact imparfait.

Dans le troisième chapitre on présente la modélisation du flux moyen de chaleur à une interface de contact intermittent. La modélisation du flux est basée principalement sur la théorie de brusque mise en contact que nous l'avons prise comme référence pour le contact intermittent.

Dans le quatrième chapitre on trouve la mise en œuvre de la technique inverse qui permet d'estimer les paramètres thermique non accessible par l'instrumentation à l'interface, et on teste aussi la fiabilité du modèle développé grâce à une démarche basée sur la méthode séquentielle de BECK, on traite aussi dans ce chapitre les aspects théoriques et techniques de la métrologie thermique par thermocouples.

Le cinquième chapitre est réservé à l'approche expérimentale. Dans cette thèse on s'intéresse uniquement à l'étude d'un dispositif expérimental capable de contourner les difficultés des dispositifs de la bibliographie. En effet ces dispositifs sont d'une part de type pneumatique, situation qui ne permis pas de maîtriser les durées de contact et de non contact d'autre part ils ne garantissent pas des contacts plans à l'interface. De ce fait le dispositif que nous présentons son étude en détail va prendre en compte la planéité des surfaces en contact et respecte les périodes et les coefficients de partage de la période imposés dans l'hypothèse du problème.

Chapitre I

**Analyses physiques liées au transfert
de chaleur par contact**

Dans ce chapitre, nous tentons de faire ressortir les bases physiques qui décrivent les événements thermiques qui caractérisent une interface soumise à une charge sous plusieurs formes. Tout d'abord on commence par la notion de résistance thermique de contact statique en donnant sa définition précise et en tentant de décrire au mieux les mécanismes de transfert de chaleur à une interface de contact statique, on évoquera les rôles respectifs de tous les paramètres intervenants directement ou indirectement dans les transferts aux interfaces solide-solide. Par la suite on présentera les voies de passages fluides, en évoquant la situation des effets d'accommodations et la situation d'échanges par rayonnements. Ensuite, on passera en revue les différents types de contacts thermiques, notamment les contacts dynamique et mobile. La dernière partie qu'on traitera concerne le cas particulier du contact mobile correspondant à notre cas d'étude celle du contact intermittent, où on aborde les recherches théoriques et expérimentales effectuées et les difficultés rencontrées dans ces études.

1.1 NOTION DE RESISTANCE DE CONTACT

1.1.1 Mécanismes de transfert thermique en régime stationnaire:

Le problème des résistances de contact, intervient à chaque fois qu'un transfert de chaleur s'effectue entre solides accolés. Soient deux solides 1 et 2 en contact π , l'imperfection inévitable des surfaces (rugosité par exemple) fait que le contact ne s'effectue jamais sur toute la surface apparente, mais simplement en certaines zones de surfaces très faibles devant la surface apparente, de l'ordre de 1% pour les métaux [1].

Lorsqu'un flux de chaleur permanent traverse le contact, le champ de température qui en résulte se trouve considérablement perturbé dans une région localisée de part et d'autre de l'interface. Certaines lignes de flux convergent vers les zones de contact, d'autres traversent le fluide. L'évolution de la température s'effectue selon deux directions normales \vec{n}_1 et \vec{n}_2

$$R_{P1P2} = \frac{\theta_1 - \theta_2}{\varphi} = \frac{\theta_1 - \theta_1^0}{\varphi} + \frac{\theta_1^0 - \theta_2^0}{\varphi} + \frac{\theta_2^0 - \theta_2}{\varphi} \quad (1.1)$$

$$R_{P1P2} = R_{P1\pi} + R_{ic} + R_{\pi P2} \quad (1.2)$$

$$R_{ic} = \frac{\theta_1^0 - \theta_2^0}{\varphi} \quad (1.3)$$

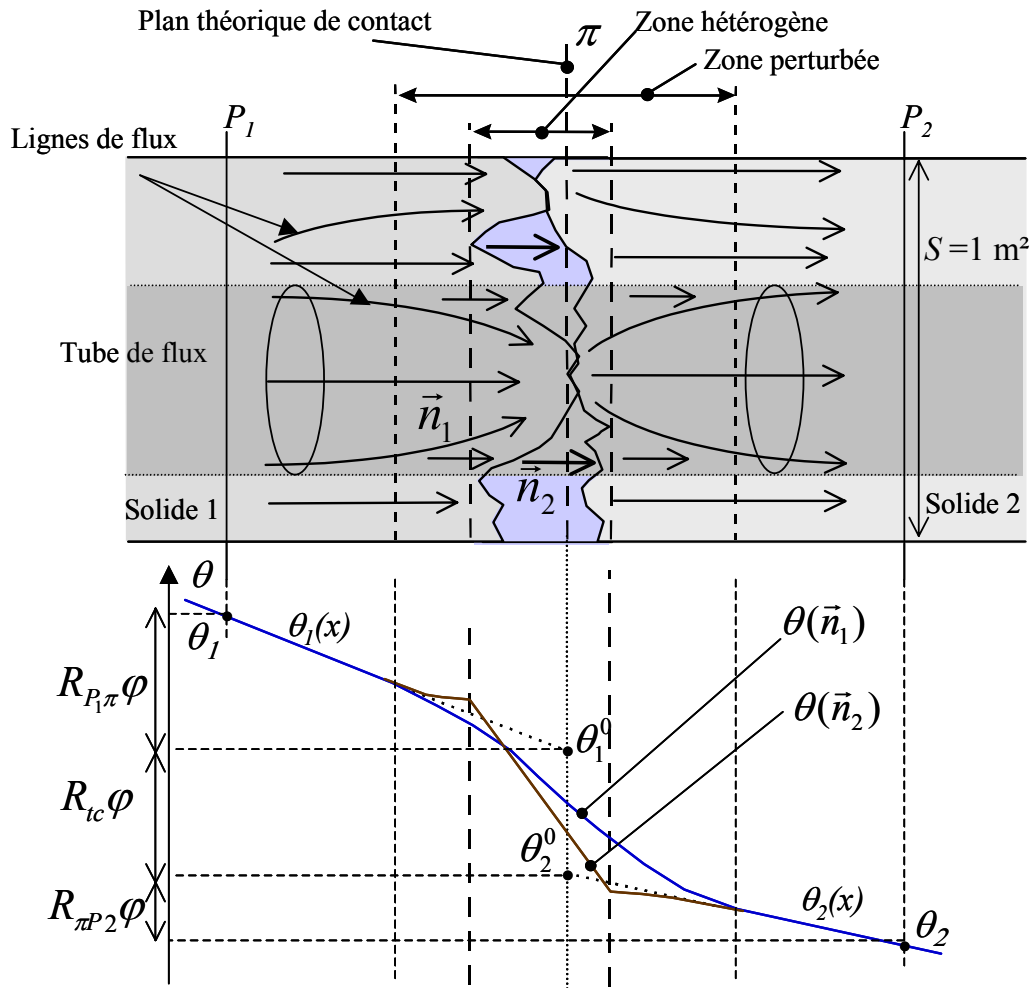


Figure 1.1 : Schématisation de la résistance thermique de contact

Si le milieu est constitué par deux solides accolés, ceux-ci ne sont jamais en contact parfait, on en déduit qu'une partie notée R_c de la valeur de résistance thermique totale R_t a pour origine ce contact imparfait. En effet, lorsque deux matériaux sont pressés l'un contre l'autre, seules quelques zones sont en contact réel (figure 1.1) dont la surface apparente représente qu'une fraction très faible de la structure apparente. Entre ces zones subsistent des volumes interstitiels comblés par le fluide qui environne les deux matériaux (la zone interfaciale constituée par ces volumes interstitiels et par les zones où les deux solides sont en contact est dite « zone hétérogène ». La conductivité thermique du fluide interstitiel est généralement inférieure à la conductivité des matériaux. De ce fait, la chaleur a tendance à traverser l'interface aux points de contact réel. Il se produit alors autour de l'interface une convergence des lignes de flux vers la zone de contact (effet de constriction). La zone de part et d'autre de l'interface où l'effet de constriction se réalise est appelé zone perturbée. Pour déterminer la part \bar{R}_c des contacts imparfaits dans la résistance globale \bar{R}_t , on considère habituellement que l'épaisseur de la zone perturbée autour de l'interface entre deux solides est nulle. Il est alors

possible d'introduire la résistance thermique \bar{R}_p qui particularise la relation (1.1) pour le cas idéal où le contact entre les corps serait parfait [1] :

$$\bar{R}_c = \bar{R}_t - \bar{R}_p \quad (1.4)$$

Deux points importants sont soulignés à propos de cette définition de R_c :

- Elle est définie en régime permanent,
- L'écart de température ($\theta_1^0 - \theta_2^0$) est une extrapolation jusqu'à l'interface à partir des régions non perturbées et qui représente une discontinuité mathématique et non physique.

1.1.2 Schématisation du transfert de chaleur à l'interface

Pour bien comprendre le phénomène de résistance thermique de contact, on représente sur la figure 1.2 les schémas du tube de flux dans le cas du contact réel (a) et dans celui idéal (b).

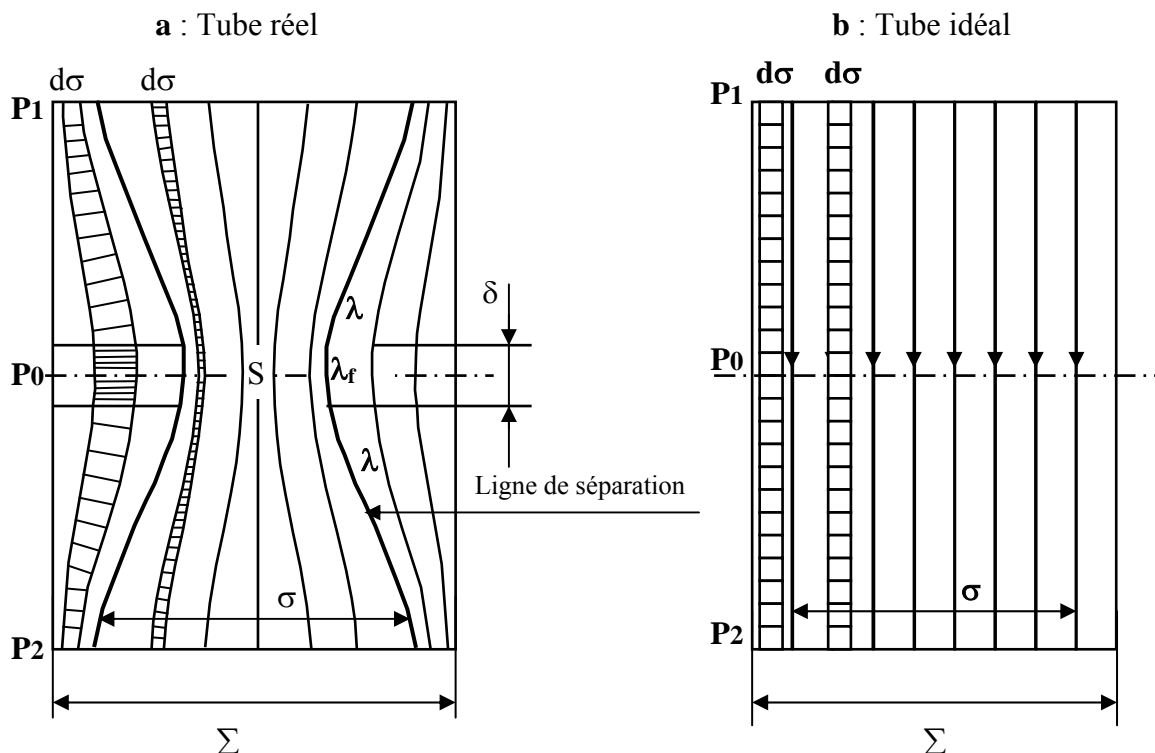


Figure 1.2 : Schéma de la zone de contact et des lignes de courant thermique [1].

On suppose que la surface latérale du tube de flux est isolée et que la densité du flux de chaleur est uniforme aux plans P_1 et P_2 .

En comparant les lignes de flux établies au sein des deux tubes, on constate une perturbation importante de ces dernières dans le cas du contact réel. Cette perturbation est essentiellement

due à la présence du fluide interstitiel et donc à la discontinuité de conductivité à l'interface solide-fluide. Cela induit le phénomène de constriction thermique qui traduit la convergence d'une partie des lignes vers le contact aspérité-aspérité et la divergence du reste des lignes de flux qui traversent le milieu interstitiel. Le transfert de la chaleur entre les deux solides aura emprunté ainsi deux voies distinctes : un passage par voie directe à travers le contact solide-solide (aspérité-aspérité) et un autre par voie indirecte à travers le fluide interstitiel. Notons que, quelle que soit la voie de passage, les lignes de flux sont plus longues dans le cas réel. Cet allongement des lignes de flux dans le cas réel exprime le surplus de résistance thermique par rapport au cas du tube idéal où toutes les lignes de flux sont rectilignes [1].

En régime thermique stationnaire, on peut faire l'analogie avec la diffusion électrique et décomposer la résistance thermique de contact en deux composantes : R_s et R_f figure 1.3.

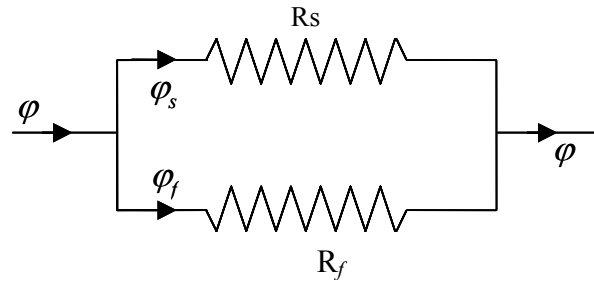


Figure 1.3 : Schéma électrique équivalent.

La résistance thermique de contact au sein du tube de flux réel que l'on notera r est donnée alors par la formule suivante :

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_s} + \frac{1}{R_f} \quad (1.5)$$

avec :

$$R_s = R_{P_1P_2}(\sigma) - R_{P_1P_2}^0(\sigma) \quad (1.6a)$$

$$R_f = R_{P_1P_2}(\Sigma - \sigma) - R_{P_1P_2}^0(\Sigma - \sigma) \quad (1.6b)$$

$R_{P_1P_2}(\sigma)$ et $R_{P_1P_2}(\Sigma - \sigma)$ constituent les résistances thermiques entre les plans P_1 et P_2 des tubes central et annulaire respectivement, dans le cas réel.

$R_{P_1P_2}^0(\sigma)$ et $R_{P_1P_2}^0(\Sigma - \sigma)$ sont les résistances thermique internes des parois cylindriques de même base σ et $(\Sigma - \sigma)$ correspondant au cas idéal du contact parfait.

Comme valeur physique des composantes R_s et R_f de la résistance thermique de contact on a :

R_s représente la perturbation due au resserrement des lignes de flux de σ à S figure 1.2 ; c'est la résistance propre de l'aspérité, elle tient compte de l'effet de constriction.

R_f représente la perturbation due au changement de conductivité de λ_s à λ_f dans l'anneau fluide, et à la dilatation du tube annulaire.

1.1.3 Domaine de la valeur RTC :

Dans le cas du contact statique trois types de résistances sont observés :

1^{er} type : Les solides sont pressés l'un contre l'autre et en raison de l'irrégularité des surfaces, un milieu interstitiel mauvais conducteur (vide, gaz) subsiste entre les zones de contact.

Le domaine de résistance de contact est [2]:

- $10^{-5} \text{ KW}^{-1} \text{ m}^2$ à $10^{-4} \text{ KW}^{-1} \text{ m}^2$ pour les surfaces rugueuses présentant une bonne planéité
- $10^{-4} \text{ KW}^{-1} \text{ m}^2$ à $10^{-3} \text{ KW}^{-1} \text{ m}^2$ pour des surfaces rugueuses présentant des ondulations de grande longueur d'onde.

2^{ème} type : Les solides avec leurs irrégularités de surfaces sont encore accolés mais le milieu interstitiel est plus conducteur que dans le premier type. Il contient un fluide (graisse conductrice par exemple) ou une colle (résine conductrice) ou une brasure. Les défauts les plus importants sont liés à l'existence de zones sans adhésion (défauts surfaciques) de bulles gazeuses, ou de fissures (défauts volumiques). La résistance se trouve dans le domaine de $10^{-5} \text{ KW}^{-1} \text{ m}^2$ à $10^{-4} \text{ KW}^{-1} \text{ m}^2$

3^{ème} type : Le contact entre les solides est beaucoup plus intime, il s'effectue par dépôt de l'un des solides sur l'autre ou par fusion des deux milieux.

Les défauts se situent à l'échelle du grain ou des frontières de grain, ils peuvent être dus à la formation de composés intermétalliques de conductivité médiocre, à la présence de lacune ou d'impuretés.

Le domaine de résistance de contact est encore plus bas et se situe autour de $10^{-7} \text{ KW}^{-1} \text{ m}^2$ et même bien en dessous.

1.2 VOIES DE PASSAGE DE LA CHALEUR DANS LE CONTACT IMPARFAIT

La voie de passage de la chaleur est à la base de la notion de résistance thermique de contact. Dans le cas d'un transfert unidirectionnel, les lignes de flux sont rectilignes. Un ensemble de lignes de flux voisines forment un tube de flux. La constriction thermique se manifeste suite à une variation brusque de la section droite du tube de flux de chaleur. C'est le

cas du rétrécissement de la section solide du tube de flux occasionné par une grande disproportion entre contact réel et contact nominal Figure 1.2. Pour bien cerner la notion de constriction thermique au sein de solides, nous allons l'étudier par étape. On commencera par définir la résistance de constriction thermique pour un contact seul avant d'aborder de façon claire les modèles à plusieurs contacts correspondants à la juxtaposition de n tubes de flux.

1.2.1- Voie solide-solide et phénomène de constriction thermique

1.2.1.1- Cas classique de la constriction à un contact

Soit un milieu semi-infini homogène et isotrope limité par un plan normal à l'axe Ox . Ce plan est adiabatique, excepté sur un disque de centre O sur Ox et de rayon a tel que représenté sur la figure 1.4. On vient imposer sur ce cercle soit une température uniforme T_0 , soit une densité de flux uniforme φ_0 . Au loin, règne une température uniforme T_∞ . Il s'agit d'un problème de conduction en régime stationnaire axisymétrique en r et x et sa solution est classique.

L'écart de température entre la section de passage du flux et les régions lointaines est donné par :

$$T_\infty - T_0 = \frac{F}{\lambda} \varphi_0 \quad (1.7)$$

Où λ est la conductivité thermique du milieu, F est la fonction de constriction qui dépend de la forme géométrique du contact et de la condition à la limite appliquée. La résistance de constriction s'écrit alors :

$$R_c = \frac{1}{\lambda} F \quad (1.8)$$

Pour un contact circulaire, on établit que [1]:

$$F_T = \frac{1}{4a} \quad (1.9a)$$

Dans le cas d'une température imposée uniforme sur le cercle de contact, et

$$F_\varphi = \frac{8}{3\pi^2 a} \quad (1.9b)$$

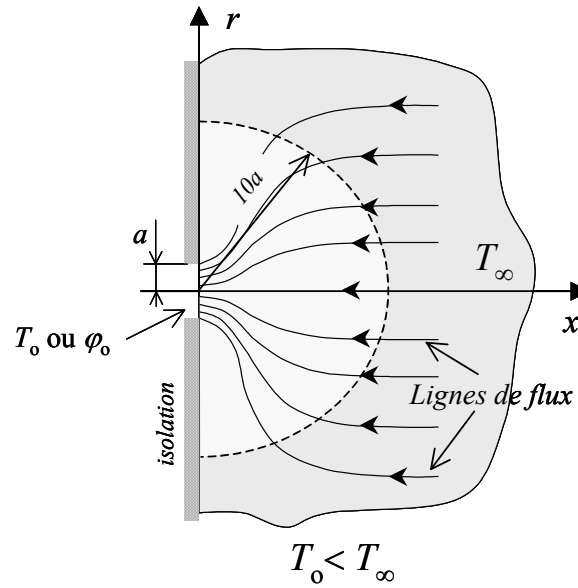


Figure 1.4 : Constriction en milieu semi-infini.

Dans le cas d'une densité de flux uniforme imposée sur le cercle de contact. La fonction de constriction a pour dimension l'inverse d'une longueur (m^{-1}).

A partir de (1.8), on définit le coefficient de constriction ψ tel que :

$$\psi = r_c \lambda \sqrt{s} = F \sqrt{s} \quad (1.10)$$

(1.9a) et (1.9b) dans (1.10) nous donne directement :

$$\psi_T = \frac{\sqrt{\pi}}{4} = 0.4431 \quad (1.11a)$$

et

$$\psi_\varphi = \frac{8}{3\pi^{3/2}} = 0.4789 \quad (1.11b)$$

ψ est sans dimension. La comparaison des deux valeurs données par (1.11) montre que la fonction de constriction est de 8% plus grande dans le cas de la condition de flux imposé. Dans la réalité, la condition thermique sur un contact est intermédiaire entre ces deux cas extrêmes.

L'analyse du champ de température stationnaire $T(r,z)$ au sein du milieu montre que la chute de température ($T_0 - T_\infty$) due à la résistance de constriction thermique se déroule à 96 % dans une demi sphère de rayon égal à $10a$ tel que cela est représenté sur la figure 1.4.

La fonction de constriction peut être définie pour d'autres formes de contacts. Ainsi pour une aire de contact rectangulaire avec un fort rapport de forme, on obtient [2]:

$$F \approx \frac{1}{4\pi} \cdot \log\left(\frac{4L}{l}\right) \quad \text{avec } l \ll L \quad (1.12)$$

Où l et L sont la largeur et la longueur du rectangle.

Si le contact est elliptique :

$$F = \frac{1}{4A'} \frac{2}{\pi} K \left(\sqrt{1 - \left(\frac{B'}{A'}\right)^2} \right) \quad (1.13a)$$

Avec :

$$K(u) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\omega}{\sqrt{1 - u^2 \sin^2 \omega}} \quad (1.13b)$$

A' et B' étant les demi axes du contact elliptique ($A' < B'$), et K l'intégrale elliptique complète de première espèce.

1.2.1.1.1- Formes du contact et du tube de flux

NEGUS et YOvanovich [3] proposent plusieurs expressions analytiques de la résistance de constriction en fonction de la forme du contact et du tube de flux dans le cas d'une condition de flux imposé. Lorsque le contact et le tube de flux sont tout deux de forme carrée, alors :

$$R_c \approx \frac{1}{\lambda \sqrt{s}} (0,4732 - 0,62075\varepsilon + 0,1198\varepsilon^3) \quad \text{pour } 0 \leq \varepsilon \leq 0.5 \quad (1.14)$$

sachant que : $\varepsilon = \sqrt{s/S}$ où s est l'aire du contact et S est l'aire du tube de flux.

Lorsque le contact est circulaire et le tube de flux carré :

$$R_c = \frac{1}{\lambda \sqrt{s}} (0,47890 - 0,62055\varepsilon + 0,11593\varepsilon^3 + 0,006688\varepsilon^5 + 0,04015\varepsilon^7) \quad \text{pour } 0 \leq \varepsilon \leq 0.8 \quad (1.15)$$

Lorsque le contact et le tube de flux sont tout les deux de forme circulaire, les auteurs proposent une expression qui couvre un domaine de ε encore plus grand :

$$R_c = \frac{1}{\lambda \sqrt{s}} (0,47890 - 0,62498\varepsilon + 0,11789\varepsilon^3 - 0,000071\varepsilon^5 + 0,02582\varepsilon^7) \quad \text{pour } 0 \leq \varepsilon \leq 0.9 \quad (1.16)$$

Notons que les trois expressions données de R_c sont de mêmes formes. L'étendue du domaine de valeur de ε augmente le nombre de termes du polynôme entre parenthèses.

1.2.1.1.2- Constriction en milieu fini

On considère maintenant le cas d'un cylindre de rayon b et de longueur L . Une section circulaire de rayon a centrée sur une de ses bases permet d'appliquer une source thermique de type température ou flux imposés. Il est évident que pour une grande longueur et un rapport $(a/b) \ll 1$, on se retrouve dans le cas précédent (milieu semi infini). Par contre si $(a/b) > 0.1$, alors la convergence des lignes de flux est limitée par un diamètre de tube de flux réduit. De ce fait la constriction n'est pas pleinement développée dans la direction radiale et sa résistance est inférieure à celle en milieu semi-infini.

Conformément au schéma de la figure (1.5), on considère un domaine cylindrique avec une source circulaire centrée sur la face avant. Sur la face arrière on impose une température nulle ($T_\infty=0$) et sur la reste de sa surface extérieure une condition adiabatique. La condition imposée sur le contact est encore, soit une température uniforme, soit une densité de flux uniforme.

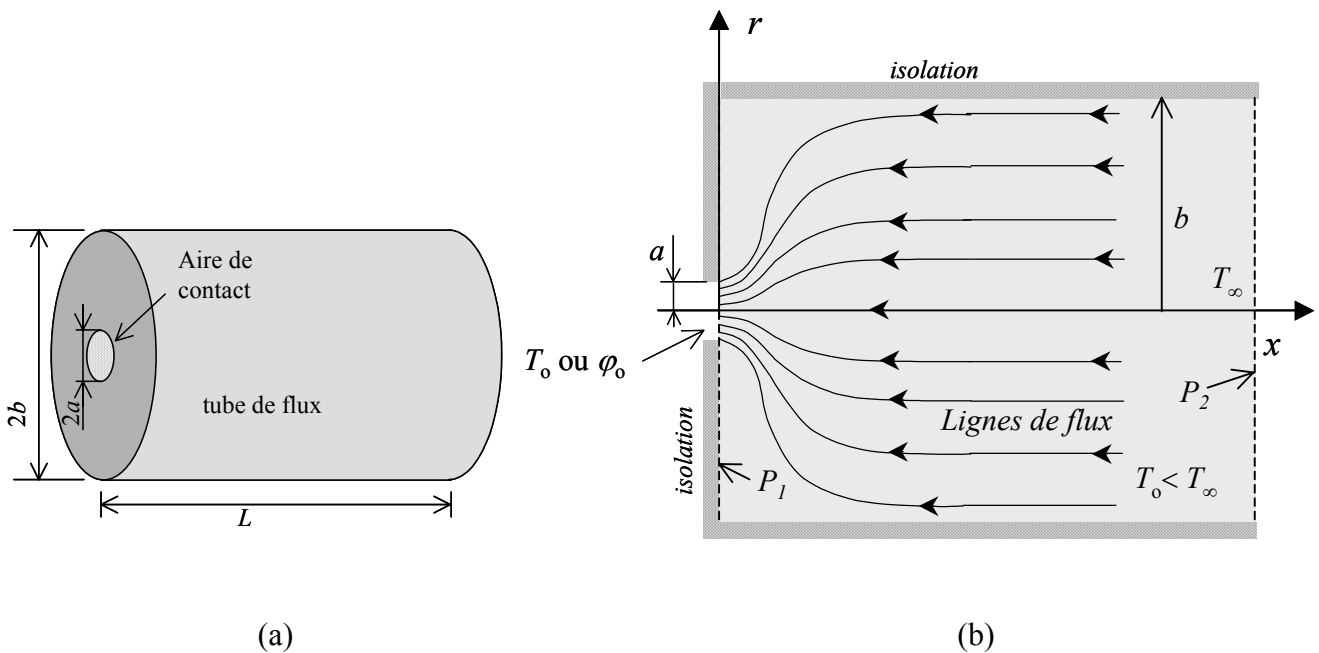


Figure 1.5 : Constriction dans un tube semi-infini.

Condition de première espèce: avec une condition de température imposée sur le contact, la résistance de constriction s'écrit en fonction du rapport des rayons :

$$R_c = \frac{1}{4a\lambda} \cdot g_r \left(\frac{a}{b} \right) \quad (1.17)$$

avec : $g_T(u) \rightarrow 1$ quand $u \rightarrow 0$. Rappelons que le rapport des rayons représente la racine carrée du taux réel de contact donné par :

$$s^* = s/S = (a/b)^2 \quad (1.18)$$

g_T est une fonction de correction par rapport au cas où l'hypothèse de milieu semi-infini est vérifiée. La littérature fait état de deux expressions. D'abord celle donnée par la série limitée (ici à deux termes) de ROESS [14] :

$$R_c \approx \frac{1}{4a\lambda} \left(1 - 1,41 \frac{a}{b} \right) \quad \text{avec } a/b < 0,3 \quad (1.19)$$

Puis celle proposée par COOPER, MIKIC et YOVANOVICH [50] :

$$R_c \approx \frac{1}{4a\lambda} \left(1 - \frac{a}{b} \right)^{1,5} \quad (1.20)$$

On note que dans les deux cas, lorsque $a/b \rightarrow 0$, on retrouve la solution de la constriction en milieu semi-infini.

Condition de deuxième espèce : Pour une condition de flux imposé, l'expression de r_c devient :

$$R_c = \frac{8}{3\pi^2 \lambda a} \cdot g_\varphi \left(\frac{a}{b} \right) \quad (1.21)$$

Pour une condition imposant $a/b < 0,3$ on a :

$$R_c \approx \frac{8}{3\pi^2 \lambda a} \left(1 - 1,29 \frac{a}{b} \right) \quad (1.22)$$

Quand le taux réel de contact devient très petit ($a/b \rightarrow 0$), on retrouve là aussi la solution de la constriction en milieu semi-infini.

1.2.1.1.3- Constriction dans un milieu mince

On parle de milieu mince lorsque $L < 10a$. Dans ce cas, la constriction ne peut pas se développer pleinement. La condition à la frontière $x=-L$ (figure 1.6) détermine fortement le champ thermique dans la zone de constriction et la résistance de constriction n'a plus de caractère intrinsèque au contact. Dans le cas d'une température imposée, elle est donnée par :

$$R_c = R_c(\infty) g_T(L/a) \quad (1.23)$$

Où : $g_T \leq 1$ et $g_T \xrightarrow{L/a \rightarrow \infty} 1^-$. Dans le cas d'un flux imposé, elle est donnée par

$$R_c = R_c(\infty) g_\varphi(L/a) \quad (1.24)$$

Avec : $g_\varphi \geq 1$ et $g_\varphi \xrightarrow{L/a \rightarrow \infty} 1^+$.

Dans le cas d'une condition de convection (h) en $x = -L$, la résistance de constriction est donnée par :

$$R_c = R_c(\infty)g_h(L/a) \quad (1.25a)$$

Selon les valeurs de h , g_h reste comprise entre g_T et g_φ , avec les tendances suivantes :

$$g_h \xrightarrow{h \rightarrow 0} g_\varphi \text{ et } g_h \xrightarrow{h \rightarrow \infty} g_T \quad (1.25b)$$

Cet aspect est à considérer surtout dans le cadre des RTC entre des couches minces.

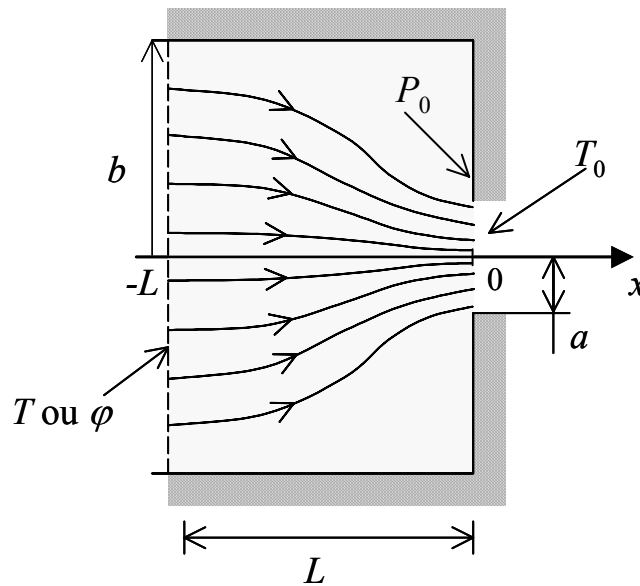


Figure 1.6 : Constriction dans un tube mince.

1.2.1.2- Modèles de constriction à plusieurs contacts

Les modèles à plusieurs contacts peuvent être construits de plusieurs façons selon les hypothèses retenues. On considèrera dans un premier temps le cas d'un taux réel de contact très faible permettant une construction par juxtaposition de tubes de flux où la micro constriction est pleinement développée. Puis le cas où le taux réel de contact est tel que les constriction voisines ne sont pas indépendantes. Enfin on évoquera le cas général des contacts de taille et de position aléatoire.

1.2.1.2.1- Contacts indépendants

Considérons N contacts circulaires identiques de rayon a disposés de façon régulière sur un plan délimitant un milieu semi-infini homogène (figure 1.7). En dehors des contacts, le

reste du plan est adiabatique. Les contacts peuvent être qualifiés d'indépendants dès lors que l'aire d'un contact est très petite devant le carré de la distance entre deux contacts. Dans ce plan, on peut appliquer le modèle de résistance de constriction en milieu semi-infini évoqué plus haut.

Les N résistances de constriction sont disposées en parallèle et leur résultante R_{st} est donnée par :

$$R_{st} = \frac{R_s}{N} = \frac{1}{4\lambda a N} \quad (1.26)$$

1.2.1.2.2- Contacts dépendants

Lorsqu'on a N contacts identiques de rayon circulaire a disposés à la frontière de N tubes de flux juxtaposés, également identiques et de rayon b , tel que le rapport $(a/b) > 0.1$, on ne peut plus faire appel à l'hypothèse de "milieu semi-infini". Si les tubes de flux et les contacts sont identiques et équirépartis comme le montre la figure 1.7, l'expression de la

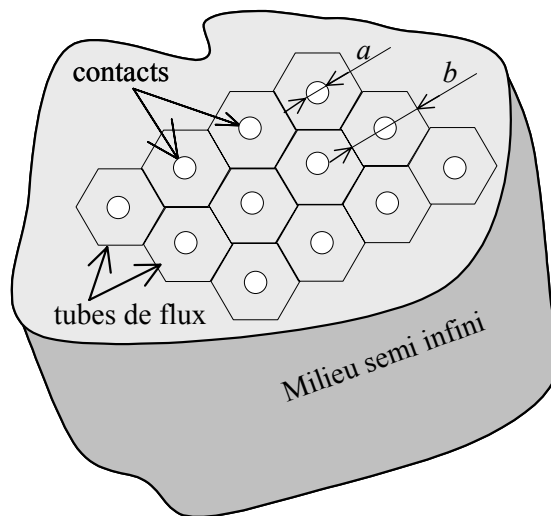


Figure 1.7 : N tubes de flux dans milieu infini avec $a/b > 0,1$.

résistance de constriction résultante R_{st} est donnée par l'expression suivante :

$$R_{st} = \frac{R_s}{N} \quad (1.27)$$

$$\text{ou encore } R_{st} = \frac{1}{4a\lambda N} \left(1 - 1,41 \frac{a}{b} \right) \quad (1.27\text{bis})$$

Si S désigne l'aire de la section des tubes, on définit le rayon équivalent des tubes de flux b

avec l'expression suivante : $b = \sqrt{\frac{S}{\pi}}$.

1.2.1.2.3- Groupement de contacts (dépendants)

En 1990 DAS et SADHAL [4] ont proposé un modèle de résistance pour une configuration se présentant comme un groupement ordonné de contacts tel que le représente la figure 1.8. Il a été appliqué aux cas de $N = 4$ et 9 contacts circulaires de même rayon a . Plus tard, en 1999 LARZABAL et DANES [5] l'ont appliqué au cas $N = 16$.

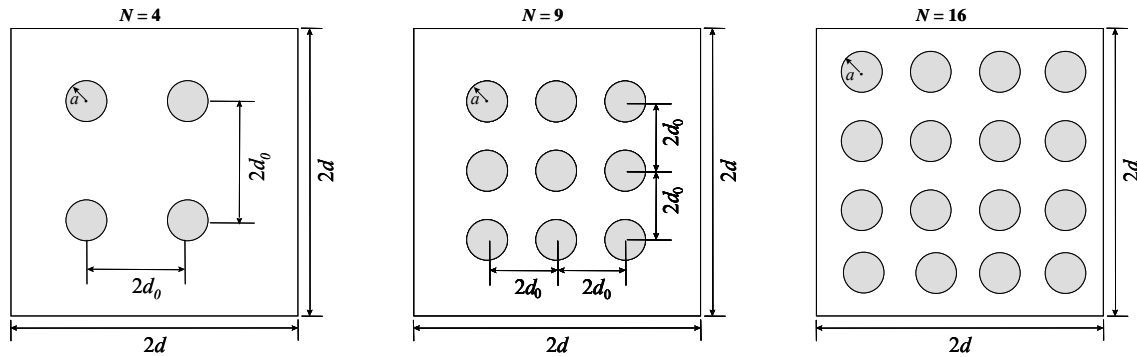


Figure 1.8 : Groupements ordonnés de N contacts circulaires sur une section droite carrée.

Les expressions des résistances thermiques proposées par DAS et SADHAL [4] sont lourdes. Il est intéressant de faire une comparaison entre le modèle à contacts groupés et le modèle simple d'une résistance par juxtaposition de tubes de flux en utilisant la formule (1.16) de COOPER *et al.*[50]. Ceci a été réalisé par LARZABAL [5], on part de l'expression du coefficient de constriction pour les contacts groupés définie par :

$$\psi_c^{(Das)} = \lambda a \sqrt{\pi} R_c^{Das} \quad (1.28)$$

où $R_c^{(Das)}$ est définie dans la référence [4].

Pour les contacts équirépartis, le coefficient de constriction est donné par :

$$\psi_c^{(EQ)} = \lambda a \sqrt{\pi} R_c = \frac{1}{4N} (1 - \varepsilon)^{1.5} \quad (1.29)$$

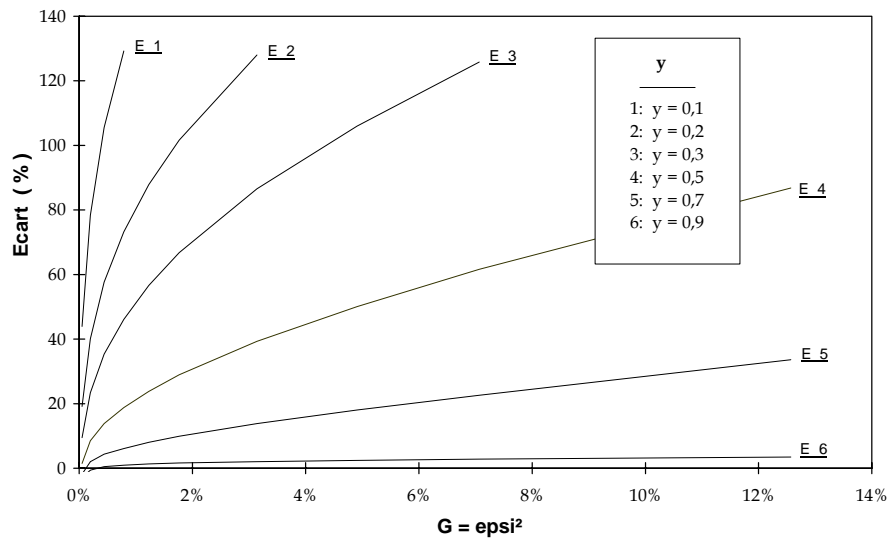


Figure 1.9 : Ecart entre les modèles, pour $N = 16$ en fonction de G

On définit les paramètres de l'équation (1.16) :

$$\varepsilon \text{ est le taux réel de contact défini par : } \varepsilon = \frac{N\pi a^2}{4d_0^2} = \sqrt{G},$$

$$N \text{ est la densité de point de contact telle que : } C_a = \frac{1}{\sqrt{N}}.$$

On distingue les deux expressions par l'écart logarithmique suivant E donné par:

$$E = -100 \cdot \ln\left(\frac{\Psi_c^{(EQ)}}{\Psi_c^{(Das)}}\right) \quad (1.30)$$

que l'on exprimera en fonction de $y = C_a$.

La figure 1.9 montre l'exemple de $N=16$. Quelle que soit la valeur de y , l'écart entre les deux modèles augmente avec ε , et atteint jusqu'à 130%. On relève l'ampleur de l'erreur que l'on peut faire si on néglige le groupement géométrique des contacts alors qu'il est avéré (densité de points de contact).

1.2.2- La voie fluide

Dans une première approche simple on considère une épaisseur de lame fluide constante d'épaisseur δ telle que sa résistance thermique R_f s'écrit :

$$R_f = \frac{\delta}{\lambda_f^e} \quad (1.31)$$

Avec : δ est l'épaisseur de la couche fluide

λ_f^e est la conductivité thermique effective du milieu qui dépend des effets d'accommodation et des échanges par rayonnement :

1.2.2.1- Effets d'accommodation

Lorsque l'épaisseur moyenne de l'espace interstitiel δ est de l'ordre de quelques libres parcours moyens l des molécules du gaz interstitiel ou moins, les effets d'accommodation ne sont pas négligeables et la conductivité thermique du fluide est diminuée, elle devient λ_f' tel que :

$$\lambda_f' = \frac{\lambda_f}{1 + \frac{g_1 + g_2}{\delta}} \quad (1.32)$$

où g_1 et g_2 sont les longueurs des sauts d'accommodation. Elles sont proportionnelles au libre parcours moyen l et dépendent aussi des coefficients d'accommodation des molécules du gaz avec les parois α_1 et α_2 on a :

$$g_i = k \frac{(2 - \alpha_i)}{\alpha_i} l \quad (1.33)$$

$$k = 1,996 \frac{\gamma}{\gamma + 1} (\text{Pr})^{-1} \quad (1.34)$$

γ est le rapport des chaleurs spécifiques à pression et à volume constants $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$

Pr est le nombre de Prandtl du gaz.

1.2.2.2- Echanges par rayonnement :

Généralement, le transfert radiatif est toujours négligeable à la température ambiante, cependant pour les hautes températures on peut en tenir compte en introduisant une conductivité apparente λ_R :

$$\lambda_R = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \varepsilon_2} 4 \sigma_b T^3 \delta \quad (1.35)$$

Avec ε_1 et ε_2 sont les émissivités des parois

σ_b est la constante de Stefan

T est la température moyenne de contact

La conductivité effective est donnée par la formule :

$$\lambda_f^e = \lambda_f + \lambda_R \quad (1.36)$$

Et finalement on calcule la RTC par :

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_s} + \frac{1}{R_f} \quad (1.37)$$

Nous avons présenté ici les mécanismes de transfert à travers les deux voies qui définissent la notion de RTC.

1.3 DIFFERENTS TYPES DE CONTACT THERMIQUE

1.3.1 Résistance thermique de contact dynamique

On aborde dans cette partie un modèle de résistance thermique de contact dynamique proposé par BOUROUGA et al. [6], dans le cas particulier de l'application du forgeage à chaud.

Dans le cas du contact statique, il y a pas mal de modèles expérimentaux proposés, qui permettent de résoudre le problème de la RTC statique, par contre, ces modèles ne peuvent pas être appliqués à l'interface du contact dynamique. L'une des plus importantes différences c'est que lors du contact dynamique les paramètres varient avec le temps et l'espace.

On peut trouver quelques travaux dans ce domaine comme, par exemple, le travail de MARCHAND et RAYNARD [7,8] qui proposent une technique numérique pour estimer la RTC à l'interface pièce-outil de forgeage ; Le calcul de la géométrie de l'aspérité sera fait à partir de la contrainte normale et la loi de comportement de la pièce à chaque pas de temps (<< modèle de la vague plastique >>) CHALLEN [9].

Sur le plan expérimental, la plupart des auteurs considèrent, implicitement, l'hypothèse de la RTC valable quels que soient les conditions et le mode de forgeage [10-18].

L'objet principal dans le modèle proposé ici, est le calcul du taux réel de contact (qui est le rapport de la contrainte normale locale sur la contrainte d'écoulement) et de relier le taux réel de contact à la densité de points de contact et à l'épaisseur interstitielle moyenne. La liaison aura lieu à travers des fonctions obtenues par traitement topographiques des surfaces de la pièce et de l'outil en contact avant l'opération de forgeage. Connaissant le taux réel de contact à chaque pas de temps, on peut savoir les autres paramètres, et d'estimer la RTC dynamique instantanée.

a- Principe de mesure de la loi spatio-temporelle de la RTC

Dans le cas du forgeage, la pièce et l'outil sont portés à des températures très différentes l'une de l'autre, cette grande différence entretient une différence capitale entre la contrainte d'écoulement de l'outil et celle de la pièce.

Grâce à cette différence de température, un transfert de chaleur intense à l'interface pièce-outil aura lieu ; Ce transfert de chaleur est gouverné par la résistance thermique de contact dynamique. Le contact pièce-outil de forgeage est un contact dynamique puisque le champ de contrainte normale à l'interface est variable lors de l'opération de forgeage.

Des études récentes faites par GOIZET et al. [19-21] montrent que la RTC dynamique à l'interface de contact pièce-outil, est un paramètre spatio-temporel. La distribution spatiale est une conséquence de la déformation plastique de la pièce, causée par l'effort de forgeage croissant. Le modèle expérimental proposé est formé par une pièce en alliage d'aluminium, qui se présente comme un cylindre (diamètre 80 mm, hauteur 160), et outil de forme cylindrique (diamètre 280, épaisseur 60 mm):

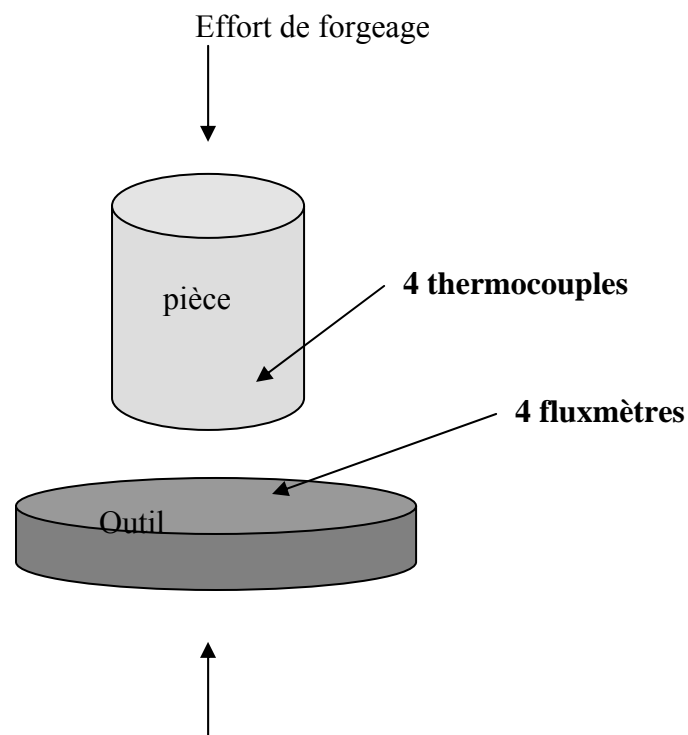


Figure 1.10 : Schéma du principe de mesure

Le principe consiste à placer des thermocouples de part et d'autre de l'interface pièce-outil, et de forme radiale. Quatre positions radiales ont été choisies $r = 0,11,22,33$ mm.

A chaque position, un thermocouple est placé dans la pièce (à 0,7 mm de l'interface) et deux thermocouples sont placés dans l'outil (un à 0,5 mm et l'autre à 1 mm de l'interface) constituant ainsi, un capteur de flux pariétal.

Les thermocouples utilisés sont formés par des fils de type chromel-alumel de diamètre $25\mu\text{m}$. Les enregistrements de température sont traités au moyen d'une technique par méthode inverse non linéaire BECK [22]. Les deux thermocouples de l'outil permettent d'identifier la température de contact côté outil, et la densité de flux de chaleur traversant l'interface.

Connaissant la température mesurée à la base de la pièce, et la densité de flux de chaleur estimée à l'interface, on peut savoir la température de contact côté pièce (par solution du problème direct).

Alors, on a à chaque instant le saut de température, et la densité de flux de chaleur, leur rapport représente la RTC instantanée en chaque point de mesure.

b- Variations spatiales et temporelles de la résistance de contact dynamique

La figure 11 présente la variation de la résistance de contact dynamique avec le temps pour les différentes positions radiales ($r = 0, 11, 22, 33 \text{ mm}$).

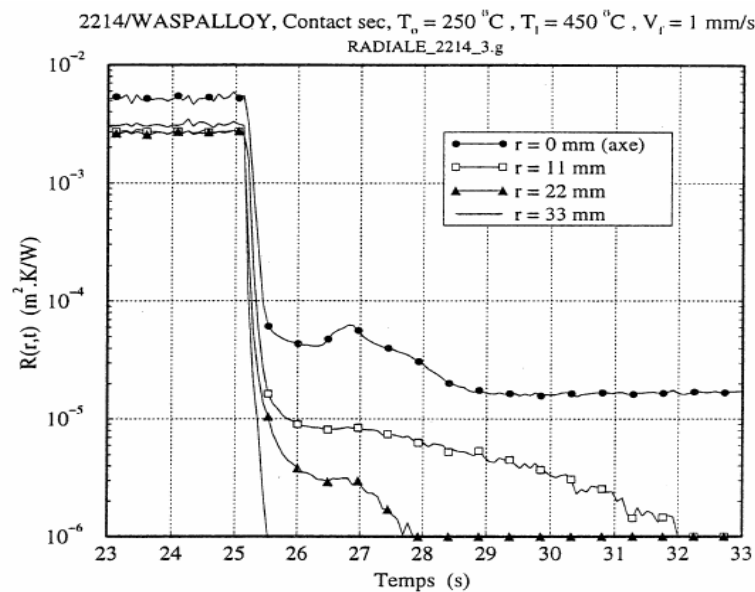


Figure 1.11 : Distribution spatiale de la RTC

On remarque que les valeurs initiales de la RTC pour les différentes positions ne sont pas les mêmes, la valeur pour $r = 0$ est différente des autres, cela est probablement due à l'opération d'usinage de la face instrumentée de la pièce. Les valeurs pour les trois autres positions sont égales à la résistance de la lame d'air équivalente. La $R_c(r,t)$ pendant la période de déformation présente une allure décroissante, mais différente d'une position à une autre.

On constate que la RTC dynamique reste maximum au centre ($r = 0$), et de plus en plus faible avec l'augmentation de r , BOUROUGA [6] explique ce résultat par la distribution non uniforme du champ de contrainte normale au plan de contact pendant l'opération de forgeage.

La figure 1.12 représente la distribution spatiale de la RTC à différents instants.

A partir de $t = 25,12$ s, la déformation commence (d'après figure 1.12); Avant cet instant la distribution spatiale $R_c(r,t)$ est constante et uniforme. Pendant le forgeage, la distribution spatiale $R_c(r,t)$ devient une fonction monotone décroissante suivant r et t .

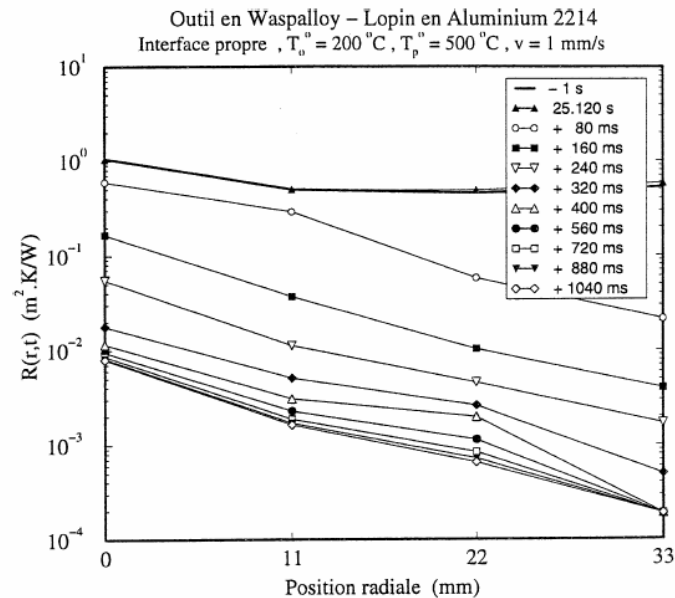


Figure 1.12 : Distribution spatio-temporelle de la RTC [6].

On remarque, aussi, que la RTC est diminuée 100 fois sur l'axe, et 1000 fois à la périphérie entre le début et la fin du forgeage.

A propos du taux de portance s^* , il peut être calculé en faisant le rapport de la contrainte locale sur la contrainte d'écoulement de la pièce correspondante à la température de contact locale ; La première est calculée à partir de la solution thermomécanique obtenue par le code de calcul, et la seconde est une donnée rhéologique (métallurgique).

Dans les cas classiques des milieux accolés, s^* n'excède jamais quelques pourcents; Ici dans le cas du forgeage, s^* peut atteindre des valeurs assez proches de l'unité BOUROUGA [23].

Les effets de constriction dans ces situations extrêmes, deviennent très petits de même que la résistance de contact qui atteint des valeurs extrêmement faibles ($< 10^{-6}$ K.m²/W).

1.3.2 Résistance thermique de contact glissant :

Les transferts de chaleur qui auront lieu à l'interface de deux solides en glissement relatif, constituent des phénomènes thermiques très intéressants. BARDON [24] a donné les bases physiques des conditions de contact thermique entre deux milieux en glissement relatif : on présente, tout d'abord, les particularités rencontrées lors du contact entre deux milieux en

glissement relatif, ensuite, on explique comment le mouvement relatif provoque la génération d'un flux de chaleur et la modification des mécanismes de constriction

Considérons deux solides accolés misent en contact, le glissement apparaît lorsque la force d'appui présente deux composantes : une composante normale M et une autre tangentielle Z , et pour $Z \geq M \tan \psi$ avec $\psi =$ angle de frottement, les deux solides entrent en glissement relatif.

A cause de l'irrégularité des surfaces, ce glissement contribue à une double génération de chaleur : au niveau des aspérités de contact et dans l'espace interstitiel qui les sépare.

GREEN [25] et GREENWOOD et TABOR [26] ont montré que la génération de chaleur à travers le premier voie (au niveau des contacts) s'effectue dans des zones très localisées, sous-jacentes à chaque contact et appartenant à chaque aspérité qui glisse sur l'autre milieu.

On obtient, ainsi, une source mobile de chaleur sur le deuxième milieu, et une source fixe sur le milieu auquel cette aspérité appartient.

L'étude des transferts de chaleur entre deux milieux à températures différentes, accolés et en glissement relatif, est plus compliquée que celle entre deux milieux fixes en contact statique.

L'objectif dans cette partie est de préciser les bases physiques des conditions de contact thermique imparfait entre milieux en glissement relatif, en montrant l'affectation des mécanismes de constriction par le mouvement relatif des deux solides, puis en expliquant comment la génération de chaleur participe à la chute de température à l'interface.

La condition thermique de contact entre deux milieux en glissement introduit d'après LARAQI [27] deux paramètres pour caractériser le contact thermique glissant :

- Une résistance de contact glissant R_G qui est différente de la résistance de contact statique, et dépend de la vitesse de glissement.
- Un facteur α appelé coefficient de partage de flux, qui caractérise la partie du flux généré participant à la chute de température à l'interface.

a- Phénomène physique d'atténuation de la constriction

On considère la situation présentée dans la figure 1.13 :

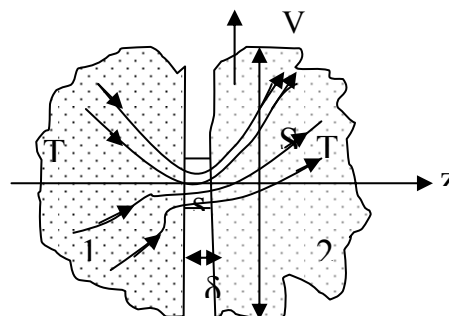


Figure 1.13 : Deux milieux semi-infini en glissement relatif

Deux milieux semi-infinis, l'un porté à la température T_1 , l'autre à T_2 avec $T_1 > T_2$, entrent en glissement relatif (vitesse V); On se place dans un référentiel lié au milieu 1, et on considère que le contact aura lieu à travers une seule aspérité appartenant à ce milieu.

On a la relation suivante :

$$T_1 - T_0 = R_1 Q_1 \quad (1.38)$$

avec T_0 est la température moyenne de contact.

$$\text{Et} \quad R_1 = \frac{1}{\lambda_1} f + \frac{1}{\lambda_1} \frac{\delta}{s} \quad (1.39)$$

avec f est la fonction de constriction (statique).

R_1 est la somme des résistances de constriction défini en 1 et de l'aspérité δ .

Q_1 est le flux de chaleur provenant de 1 et convergeant sur s .

Ajoutons, le flux pénétrant dans le milieu 2, est la somme du flux Q_1 et du flux surfacique due au frottement sur s Q_{G1} , on obtient : $Q_2 = Q_1 + Q_{G1}$

De même, on a la relation :

$$T_0 - T_2 = R_2^S Q_2 \quad (1.40)$$

$$\text{avec} \quad R_2^S = \frac{1}{\lambda_2} f \cdot g(v_2^*) \quad (1.41)$$

R_2^S est la résistance de constriction glissante qui dépend de la vitesse de glissement.

$$g(v_2^*) = \frac{1 - \exp(-\beta v^*)}{\beta v^*} = \text{fonction décroissante de } v^* \text{ et } \beta \approx 1,178$$

$$v_2^* = \text{vitesse réduite} = v^* l / 2 a_2 \quad l = \text{longueur caractéristique de } s.$$

D'après BARDON [24], pour $v^* > 9$, la résistance de constriction glissante R_2^S peut être négligeable et le phénomène de constriction disparaît.

En combinant (1.38) et (1.40), on obtient :

$$T_1 - T_2 = R_1 Q_1 + R_2^S Q_2 = R_G (Q_1 + \alpha_1 Q_{G1}) \quad (1.42)$$

Avec R_G est la résistance globale de contact glissant = $R_1 + R_2^S$

α_1 est la fraction du flux généré Q_{G1} qui participe à la chute de température $T_1 - T_2$, elle est

$$\text{égale à : } \alpha_1 = 1 - \frac{1}{1 + \frac{g(v_2^*)}{A}} \quad (1.43a)$$

$$\text{et } A = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \left(1 + \frac{\delta}{s \cdot f} \right) \quad (1.43b)$$

On déduit que la résistance thermique de contact glissant se présente comme la somme de la résistance de constriction définie en 1, et de l'aspérité de hauteur δ , et la résistance de constriction glissante définie en 2 ; R_G et α_1 diminuent quand la vitesse augmente et pour des grandes vitesses $\beta v^* > 9$ on a : $R_G \approx R_1$ et $\alpha_1 \approx 0$.

Jusqu'ici, on a considéré que le transfert de chaleur aura lieu à travers l'aspérité en contact seulement ; On suppose maintenant que l'espace entre 1 et 2 d'épaisseur moyenne δ_i , est occupé par un milieu diphasique (solide+fluide).

Alors, on a un transfert et une génération de chaleur à travers un deuxième voie qui est le milieu interstitiel.

BARDON [24] a donné l'expression de flux de chaleur pénétrant dans l'espace interstitiel et venant du milieu 1 :

$$q_1^i = \frac{\lambda_i}{\delta_i} (T_1 - T_2) - \mu_i \left(\frac{v}{\delta_i}\right)^2 \cdot \frac{\delta_i}{2} \quad (1.44)$$

Avec λ_i , μ_i = conductivité et viscosité du milieu interstitiel.

On déduit l'expression du flux de chaleur quittant l'espace interstitiel et pénétrant dans le milieu 2

$$q_1^i = \frac{\lambda_i}{\delta_i} (T_1 - T_2) + \mu_i \left(\frac{v}{\delta_i}\right)^2 \cdot \frac{\delta_i}{2} \quad (1.45)$$

On obtient enfin:

$$q_1^i + \mu_i \left(\frac{v}{\delta_i}\right)^2 \cdot \delta_i = q_2^i \quad (1.46)$$

b- Conditions de contact thermique entre deux milieux en glissement

On a trois cas envisagés, tout d'abord, le cas élémentaire où le contact entre 1 et 2 aura lieu à travers une seule aspérité de contact, ensuite, le cas généralisé et qui semble plus réaliste, où le contact s'effectue selon N_1 aspérités qui appartiennent toutes au milieu 1.

Enfin, le cas le plus compliqué, c'est le cas où il existe une distribution d'aspérités sur chaque surface et qui frottent sur l'autre surface.

- Contact à travers une seule aspérité :

L'analyse effectuée par BARDON [24] permet de donner le flux total transféré selon les deux voies (a) et (i) et selon toute la surface s :

$$q_1 = q_1^a + q_1^i = (T_1 - T_2) \left(\frac{1}{R_1 + R_2^s} \cdot S + \frac{\lambda_i}{\delta_i} \right) - \frac{R_2^s}{R_1 + R_2^s} \cdot \frac{Q_{G1}}{S} - \mu_i \cdot \frac{v^2}{2\delta_i} \quad (1.47)$$

$$\frac{1}{r_G} = \frac{1}{(R_1 + R_2^s) \cdot S} + \frac{\lambda_i}{\delta_i} \quad (1.48a)$$

$$\text{et} \quad \alpha_1 = \frac{R_2^s}{R_1 + R_2^s} \quad (1.48b) \quad \text{et} \quad q_{G1} = \frac{Q_{G1}}{S} \quad (1.48c)$$

avec $q_i = \mu_i \cdot \frac{v^2}{\delta_i}$ on obtient :

$$T_1 - T_2 = r_G (q_1 + \alpha_1 q_{G1} + \frac{1}{2} q_i) \quad (1.49)$$

Cette expression présente donc le saut de température à l'interface de contact entre deux milieux en glissement relatif.

r_G est la résistance thermique de contact glissant correspondant à ce cas.

- Contact à travers N_1 aspérités appartenant au milieu 1 :

En généralisant le premier cas, on obtient le saut de température à l'interface des deux milieux en glissement relatif dans le cas où le contact aura lieu à travers N_1 aspérités identiques se trouvant en 1, on obtient :

$$T_1 - T_2 = r_G (q_1 + \alpha_1 q_{G1} + \frac{1}{2} q_i) \quad (1.50)$$

$$q_1 + q_{G1} + q_i = q_2 \quad (1.51)$$

$$\text{Avec } q_1 = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} \quad (1.51a), \quad q_2 = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} \quad (1.51b),$$

$$q_{G1} = v.M.tg\psi \quad (1.51c), \quad q_i = \mu_i \cdot \frac{v^2}{\delta_i} \quad (1.51d)$$

$$\text{Et} \quad \frac{1}{r_G} = \frac{N_1}{(R_1 + R_2^s).S} + \frac{\lambda_i}{\delta_i} \quad (1.52)$$

L'expression de la conductance globale de contact glissant $1/r_G$ montre que :

- La résistance globale de contact r_G est bien différente de la RTC statique r_c ($r_G \leq r_c$).

Elle dépend de la vitesse de glissement v (à travers R_2^s), r_G diminue lorsque la vitesse augmente.

- Seules les fractions des flux générés par frottement au niveau des aspérités, et au sein des interstices participent à la chute de température à l'interface.

- α_1 diminue avec la vitesse et $\alpha_1 = 1 - \frac{1}{1 + \frac{g(v_2^*)}{A}}$ et $A = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \left(1 + \frac{\delta}{s.f} \right)$

3- Contacts en présence d'une distribution d'aspérités sur chaque surface :

Lorsque la surface S_2 présente des aspérités uniformément réparties à raison de n_2 par unité de surface, et qui glissent sur S_1 , le bilan énergétique doit être complété en tenant compte du

flux transmis à travers ces nouvelles aspérités en contact, et des flux générés à leur sommet. Le saut de température est donné par la relation suivante :

$$T_1 - T_2 = r_G (q_1 + \alpha_1 q_{G1} + \alpha_2 q_{G2} + \frac{1}{2} q_i) \quad (1.53)$$

$$\text{avec } \frac{1}{r_G} = \frac{N_1}{(R_1 + R_2^s).S} + \frac{N_2}{(R_1 + R_2^s).S} + \frac{\lambda_i}{\delta_i} \quad (1.54)$$

$$\text{et } q_1 + q_{G1} + q_{G2} + q_i = q_2 \quad (1.55)$$

$$\text{Avec } q_1 = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z}, \quad q_2 = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z}, \quad q_{G1} + q_{G2} = v.M.tg\psi = q_G \quad q_i = \mu_i \cdot \frac{v^2}{\delta_i}$$

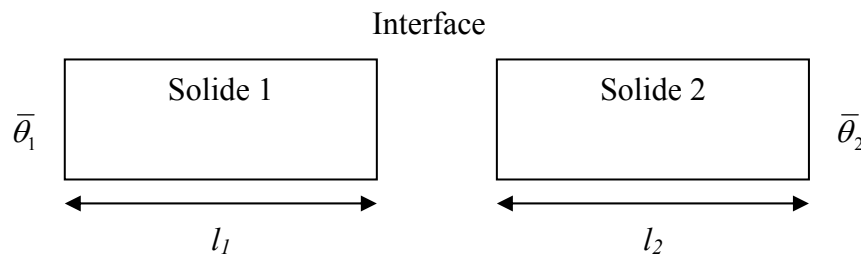
$$\text{Et } \alpha_1 q_{G1} + \alpha_2 q_{G2} = \alpha q_G \quad (1.56)$$

r_G est la résistance thermique globale dans le cas où deux milieux entrent en glissement relatif, et chaque milieu présente une distribution d'aspérités en contact avec l'autre milieu.

1.3.3 Contact intermittent

On peut considérer que les travaux de recherches dans le domaine du contact périodique ont débuté en 1970 avec HOWARD et SUTTON [28,29]. Un calculateur analogique a été employé pour déterminer l'effet de la fréquence et de la durée de contact par cycle sur le transfert de chaleur à travers des surfaces qui se rejoignent et se séparent selon un cycle régulier. Ils étudient le cas de deux barreaux monodimensionnels de section uniforme qui sont mis en contact un nombre infini de fois pendant une durée τ_c et séparés pendant τ_{nc} . Les surfaces latérales sont supposées isolées. Les deux températures aux extrémités sont imposées $\bar{\theta}_1$ et $\bar{\theta}_2$. A l'interface, une résistance de contact constante \bar{R} est imposée pendant la phase de contact et une isolation parfaite pendant la phase de non-contact. Les caractéristiques physiques sont supposés invariables. L'origine des temps est au début de la période de contact. Les équations pour le solide 2 peuvent être obtenues en intervertissant les indices 1 et 2 pour x, T, l, a et θ .

Ce problème se réduit au cas du contact périodique entre deux parois planes, étant donné que le Laplacien cylindrique se simplifie.



Géométrie :

Mathématiquement, les équations pour le solide 1 sont :

$$\text{Equation de transfert :} \quad \frac{\partial^2 T_1}{\partial x_1^2} = \frac{1}{a_1} \frac{\partial T_1}{\partial t} \quad (1.57)$$

$$\text{En } x_1 = 0 \quad T_1(0, t) = \bar{\theta}_1 \quad (1.58)$$

$$\text{En } x_1 = l_1 \quad \left. \begin{array}{l} -\lambda_1 \left(\frac{\partial T_1}{\partial x_1} \right)_{l_1} = \frac{1}{R} [T_1(l_1, t) - T_2(l_1, t)] \quad \text{pour } 0 < t < \tau_c \end{array} \right\} \quad (1.59)$$

$$\left. \begin{array}{l} \left(\frac{\partial T_1}{\partial x_1} \right)_{l_1} = 0 \quad \text{pour } \tau_c < t < \tau \end{array} \right\} \quad (1.60)$$

$$\text{Condition de périodicité} \quad T_1(x_1, 0) = T_1(x_1, \tau) \quad (1.61)$$

$$\text{avec } \tau = \tau_c + \tau_{nc} \quad (1.61 \text{ bis})$$

Les résultats de cette recherche montrent qu'aux fréquences élevées, la perte de taux de transfert de chaleur résultant de l'interruption de flux de chaleur en raison de la séparation des surfaces, est faible et aux basses fréquences elle dépendant moins de la durée de contact par cycle.

Puis en 1973, REED et MULLINEUX [30] développent une solution approchée du même problème de type semi numérique. En 1974, MIKHAILOV [31] donne la solution analytique complète du problème, en utilisant les transformations intégrales. Cette méthode est très intéressante et très puissante, surtout dans le cas de milieux semi infinis. En 1976 une étude expérimentale du problème défini précédemment a été faite par HOWARD [32], Il conclut qu'en dépit des grandes variations de la résistance thermique de contact entre les approches successives des deux surfaces, dues à l'effet dynamique, la résistance thermique de contact périodique moyenne (mesurée à partir des champs moyens de température) peut être prédite de façon satisfaisante en connaissant la valeur de la résistance thermique de contact statique.

L'équipement utilisé par Howard est montré sur la figure 1.14. Dans ce dispositif, le cylindre supérieur est mobile, le déplacement étant contrôlé par un vérin à air comprimé. La fréquence et le rapport cyclique sont contrôlés automatiquement par une valve.

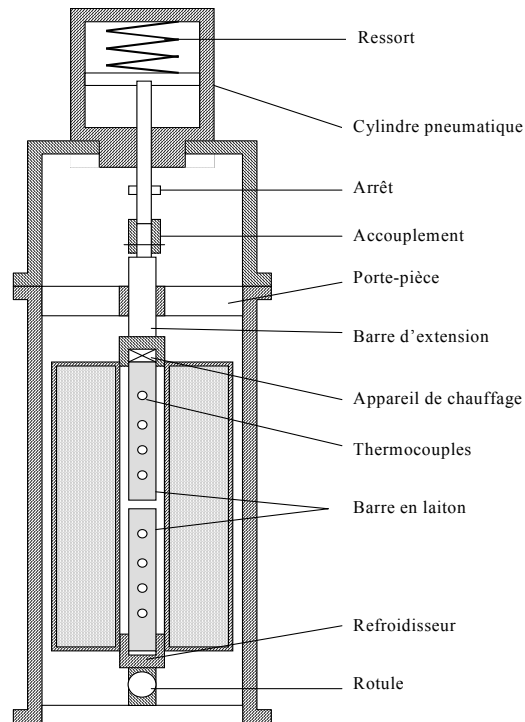


Figure 1.14 Dispositif pour contact périodique d'après HOWARD

En 1981, VICK et OZISIK [33] reprennent les travaux de MIKHAILOV en les exploitant et en faisant une analyse physique. Les conclusions de ce travail s'intéressent tout particulièrement à deux grandeurs :

- Le champ de température initiale $f^1(x)$ de la phase de non contact (contact ouvert).
- Le champ de température initiale $f^2(x)$ de la phase de contact (contact fermé).

Pour deux barreaux identiques, les résultats sont les suivants :

- $f^1(x)$ diminue lorsque la fréquence de mise en contact diminue, quelque soit la position x , et pour une même valeur de la résistance de contact \bar{R} ;
- $f^2(x)$ diminue lorsque la fréquence de mise en contact augmente, quelque soit la position x , et pour une même valeur de la résistance de contact \bar{R} ;
- $f^1(x)$, $f^2(x)$ diminuent lorsque le rapport de conductivité $K=k_2/k_1$ des deux barreaux en contact augmente, quelque soit la position x , pour une même valeur de \bar{R} et de fréquence de mise en contact ;
- $f^1(x)$, $f^2(x)$ diminuent lorsque le rapport de diffusivité $\alpha=\alpha_2/\alpha_1$ des deux barreaux en contact augmente, quelque soit la position x , pour une même valeur de \bar{R} et de fréquence de mise en contact ;

Les conclusions de cette publication sont intéressantes mais ont l'inconvénient de ne pas s'intéresser à l'évolution du flux de chaleur à l'interface, avec les différents paramètres.

En 1986 MOSES et JONSHON [34,35] ont examiné expérimentalement des contacts périodiques pour des surfaces métalliques identiques. Ils ont montré que, pour des cycles avec des temps de contact courts, la conductance thermique varie pendant toute la période de contact, ce qui n'est pas en accord avec les théories utilisés. MOSES s'est intéressé plus particulièrement à l'évolution du rapport $\frac{\bar{R}_m}{R(t)}$ avec le temps lorsque deux barreaux était brusquement mis en contact figure 19 ($R(t)$ est la résistance de contact à chaque instant t et \bar{R}_m est la résistance de contact statique. Mais théoriquement lorsque le temps tend vers 0, la résistance de contact instantanée $R(t)$ doit aussi tendre vers zéro. Les premières valeurs de la courbe ne traduisent pas cette évolution et semblent plutôt liés à des problèmes d'enregistrement expérimentaux. D'après la courbe de la Figure 1.15 la résistance décroît avec le temps à partir de l'initiation du contact, passe au dessus de \bar{R}_m et finalement tend vers cette valeur. MOSES conclut que pour des temps de contact courts il est erroné de considérer $R(t)$ comme constante pendant la période de contact et comme instantanément établi.

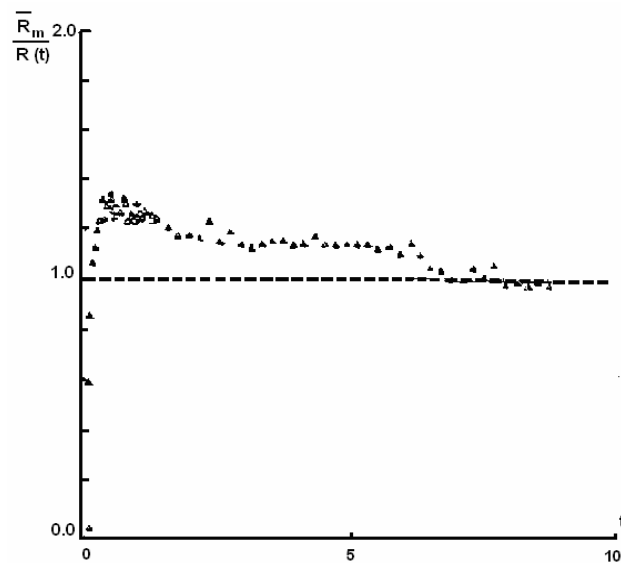


Figure 1.15 Evolution du rapport $\frac{\bar{R}_m}{R(t)}$ avec le temps

Le dispositif développé par MOSES et JONSHON est présenté dans la figure 1.16, l'échantillon inférieur est mobile, le contact est obtenu par l'action d'un vérin pneumatique. L'assemblage de l'échantillon supérieur est monté de manière souple afin d'obtenir le contact plan sur plan des deux barres. Les auteurs ont obtenu les résultats comparables à ceux de VICK et OZISIK.

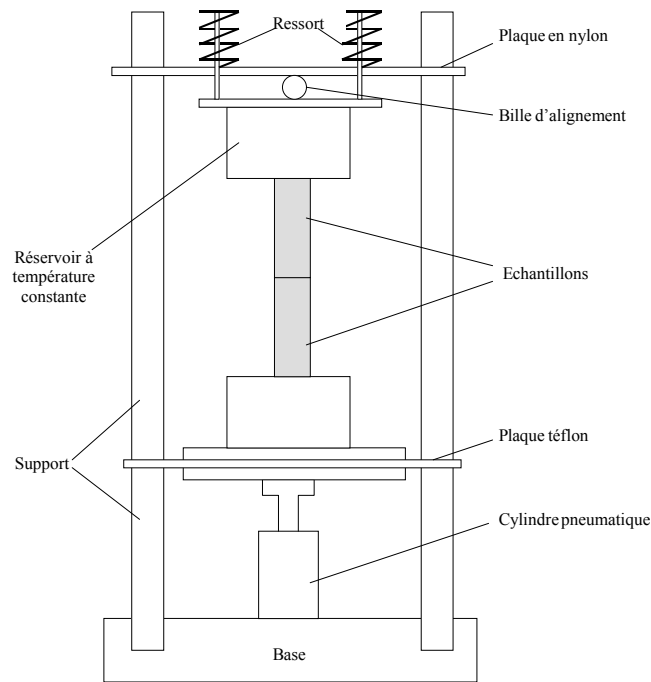


Figure 1.16 Dispositif pour contact périodique d'après MOSES et al [34]

En 1992 COUEDEL et al [36,37], ont étudié les transferts de chaleur dans le système siège-soupape d'un moteur à combustion interne. Les résultats expérimentaux montrent que la résistance de contact intermittent moyenne décroît linéairement suivant la fréquence du domaine de la valeur prospecté.

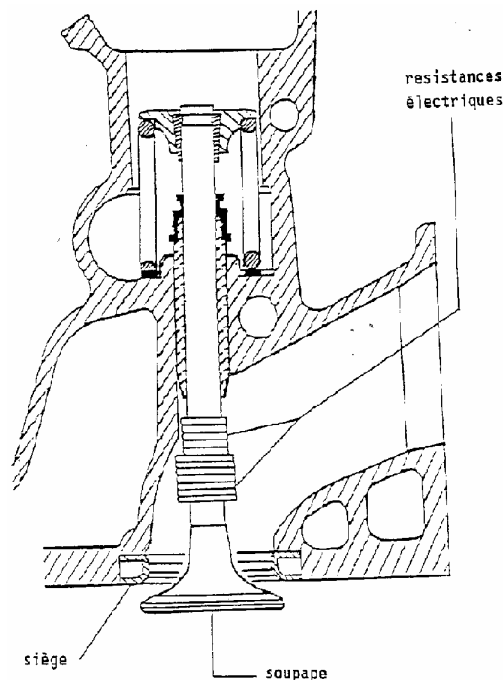


Figure 1.17 Dispositif du système siège de soupape de COUEDEL

Le dispositif expérimentale [37] a été conçu pour mesurer in situ les valeurs des champs de température et oscillants d'une soupape et de son siège dans un moteur à combustion interne. Le chauffage de la soupape est réalisé par deux résistances électriques chauffantes brasées sur la queue de celle-ci. L'élément le plus près de l'interface est en double enroulement. Le deuxième plus petit sert de garde thermique.

En 1996, DEGIOVANNI et BATSALE [38] reprennent les travaux de MIKHAILOV [31] et de VICK et OZISIK [33], la démarche suivie par Degiovanni est pratiquement identique à celle de MIKHAILOV [31]. Plus précisément, il s'est intéressé aux cas limites pour des fréquences de contact nulles et infinies, il conclut que dans le cas des temps de contact très long, la résistance apparente du système est représentée par deux résistances en parallèle. Dans le cas de temps de contact très courts la résistance du milieu est en série avec une résistance équivalente de contact formée de 2 résistances en parallèle.

$$R_{app0} = 1 + \frac{\tau_1 + \tau_2}{\left(\frac{\tau_1}{R_1} + \frac{\tau_2}{R_2} \right)} \tag{1.62}$$

$$R_{app\infty} = \frac{\tau_1 + \tau_2}{\left(\frac{\tau_1}{1 + R_1} + \frac{\tau_2}{1 + R_2} \right)} \tag{1.63}$$

Les τ_i et les R_i (avec $i=1$ ou 2) représentent respectivement les durées de contact et les résistances thermique de contact. Il y a alternance entre la période de contact 1 et la période de contact 2, qui peuvent par exemple représenter le cas du tout ou rien (1=contact, 2=non-contact).

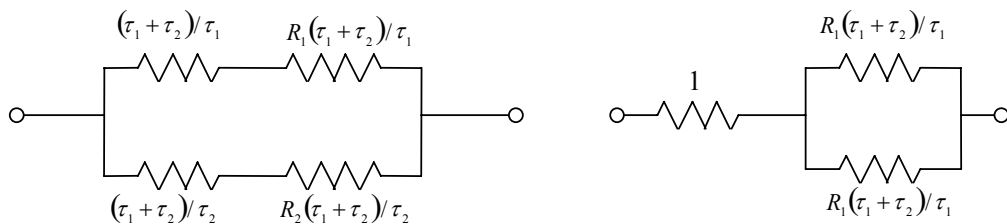


Fig.1.18 Schéma électrique équivalent représentant les résistances apparentes limites

Pour le problème inverse du contact périodique COUEDEL [37] a utilisé la même méthode que FLACH et OZISIK [35]. Elle consiste à calculer une solution analytique du problème direct d'un barreau cylindrique dont une des faces est à température constante, et l'autre face subit une température fluctuante périodique $f(t)$. mais les difficultés numériques liées à la

divergence des séries dans le domaine de fréquence correspondant aux domaines de mesure (4 à 24 Hz) n'ont pas permis d'exploiter les résultats expérimentaux du contact périodique soupape-siège.

En 2002 WANG, et al [40,41]. ont présenté un modèle quadripolaire pour résoudre le problème de transfert conductif dans un contact périodique monodimensionnel puis dans un problème cylindrique. La modélisation est effectuée à l'aide d'un développement en séries de Fourier des variables périodiques en temps. Dans le cas du contact intermittent, la solution du modèle fait apparaître une oscillation harmonique et un phénomène de Gibbs au point de discontinuité de la conductance à cause de l'insuffisance des séries de Fourier à décrire parfaitement des fonctions discontinues. Par contre, la méthode présente une convergence très rapide lorsque la conductance varie continûment en temps. Les résultats expérimentaux sont comparés aux solutions théoriques. L'accord est très bon pour des périodes réduites supérieures à 1. Pour des périodes inférieures à 1, l'expérience ne correspond plus parfaitement aux hypothèses du modèle et des corrections doivent être introduites.

Problème de Wang :

$$\text{Equation de transfert} \quad \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (1.64)$$

Avec les conditions aux limites

$$\text{en } x=0 \quad T = T_0 \quad (1.65)$$

$$\text{en } x=l \quad -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_0 = h(t)(T - T_c) \quad (1.66)$$

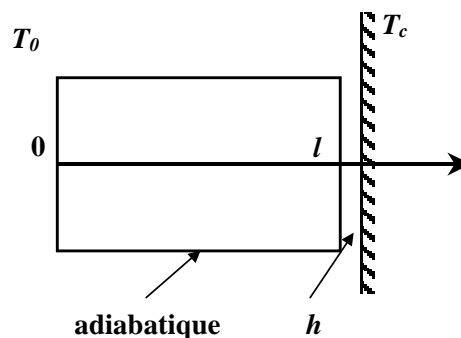


Figure 1.19 Schéma du modèle de contact périodique de WANG.

Tous les résultats ont été donnés en paramètres réduits.

$$T^* = \frac{T - T_c}{T_0 - T_c}, \quad x^* = \frac{x}{l}, \quad t^* = \frac{t}{\tau_b}$$

et

$$R_c^* = \frac{R_c}{R_b} \quad (h^* = R_b h), \quad \tau^* = \frac{\tau}{\tau_b}$$

$$R_b = l/k, \quad \tau_b = l^2/a$$

Résistance apparente

$$R_{app} = \frac{T_0 - T_c}{\bar{q}} \quad (1.67)$$

et la résistance apparente réduite :

$$R_{app}^* = \frac{R_{app}}{l/k} \quad (1.68)$$

$h(t)$ est la résistance thermique de contact.

La méthode quadripolaire utilisée consiste, après une transformation de Laplace sur les températures et les flux, une écriture matricielle entre les grandeurs d'entrée (température et flux en $x = 0$) et les grandeurs de sortie (température en $x = l$) (matrice de transfert inverse). Cette méthode a été utilisée pour résoudre en particulier les problèmes de résistance de contact ou de multicouches en régime transitoire. Une approche a été faite dans le cas de régimes périodiques établis en remplaçant la transformation de Laplace par une décomposition en série de Fourier.

Le dispositif expérimental simulant le problème utilisé par WANG [42] figure 1.18 est un cylindre pneumatique pilotable qui permet d'établir les périodes de contact et de non contact. Les périodes de contact et non-contact sont contrôlées par un dispositif de valves sur les lignes d'entrée et de sortie de l'air comprimé. Les températures constantes et uniformes sont obtenues sur la base de l'échantillon et la surface de contact par deux cuves à eau. Les deux cuves à eau sont alimentées par deux bains thermostatés. Et une fine couche d'indium déposée sur l'acier afin d'améliorer le contact laiton-acier.

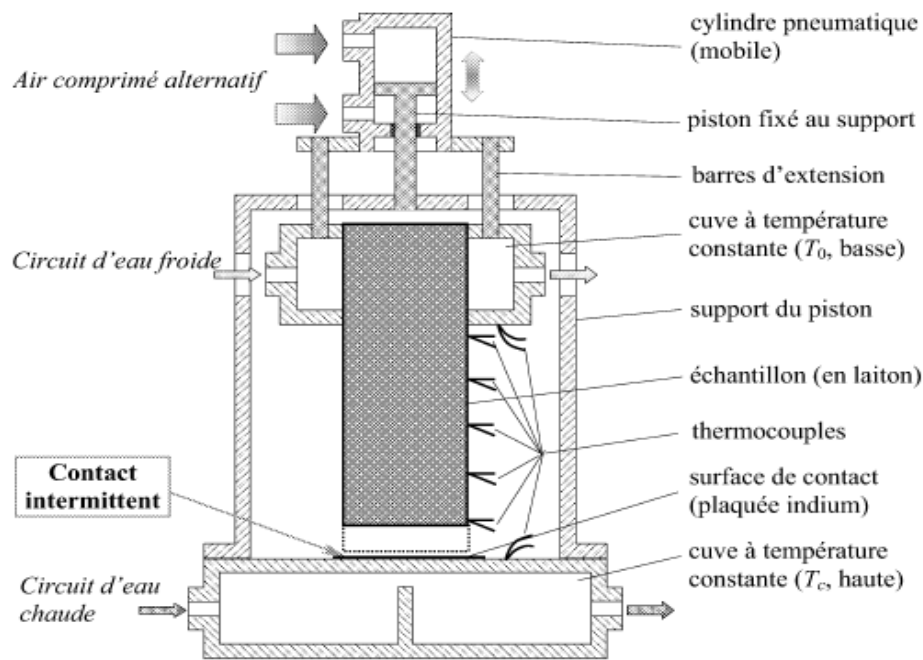


Figure 1.20 Dispositif expérimental de WANG

A travers cette étude on a pu rappeler la notion de résistance thermique et les modèles statiques et dynamiques connus. Nous avons aussi évoqués les travaux réalisés dans le domaine du contact intermittent. L'étude montre que le problème du contact intermittent reste ambiguë tant sur le plan théorique qu'expérimental, les modèles théoriques présentent des difficultés de mise en œuvre et restent peu pratiques pour l'analyse et la compréhension du phénomène de transfert. Les solutions souvent se ramènent à des inversions de matrices pleines et très grandes. Quant aux résultats des études expérimentales, elles restent insuffisantes et mêmes parfois contradictoires. Cela est du principalement à la qualité des dispositifs réalisés à ce jour. Parmi les défauts, on peut citer que les expériences menées ne garantissent pas une planéité des surfaces en contact, de plus les durées de contact et de non contact ne peuvent être respectées lors des essais, c'est le défaut des systèmes pneumatique et hydraulique, ce problème de non respect des durées de contact et de non contact a été aussi évoqué dans la partie des résultats de la thèse de Wang. Cependant une étude plus fine garantissant les hypothèses de départ doit être menée, c'est l'objectif même notre étude.

Chapitre II

**Problème direct du contact
intermittent**

Ce chapitre est consacré à la présentation du modèle direct du problème de contact thermique intermittent. Nous présentons aussi en détail la résolution numérique du problème. La dernière section de ce chapitre est dévolue à la présentation et l'interprétation des résultats obtenus. L'étude est effectuée sur cinq matériaux, les paramètres intervenant dans le système sont respectivement la période de contact et le coefficient de partage de la période. Nous avons étudié deux situations, le contact parfait et le contact imparfait.

2.1 MODELE MATHEMATIQUE

Le modèle retenu se présente comme deux cylindres de sections droites circulaires égales en contact périodique établi à travers l'intégralité des aires de leurs bases [43,44]. Au cours de la période notée τ , le contact entre le deux solides n'a lieu que durant une fraction de période $\gamma\tau$ (s), γ étant le coefficient de partage de la période ($\gamma < 1$). On retiendra les deux hypothèses suivantes :

- Les matériaux constituant les deux solides sont homogènes et isotropes.
- La surface latérale des deux solides est supposée parfaitement isolée.

Le schéma de principe du modèle cylindrique mono dimensionnel retenu est représenté sur la figure 1. Le système d'équations est construit autour de l'équation de conduction de la chaleur linéaire, avec les conditions aux limites appropriées, notamment à l'interface :

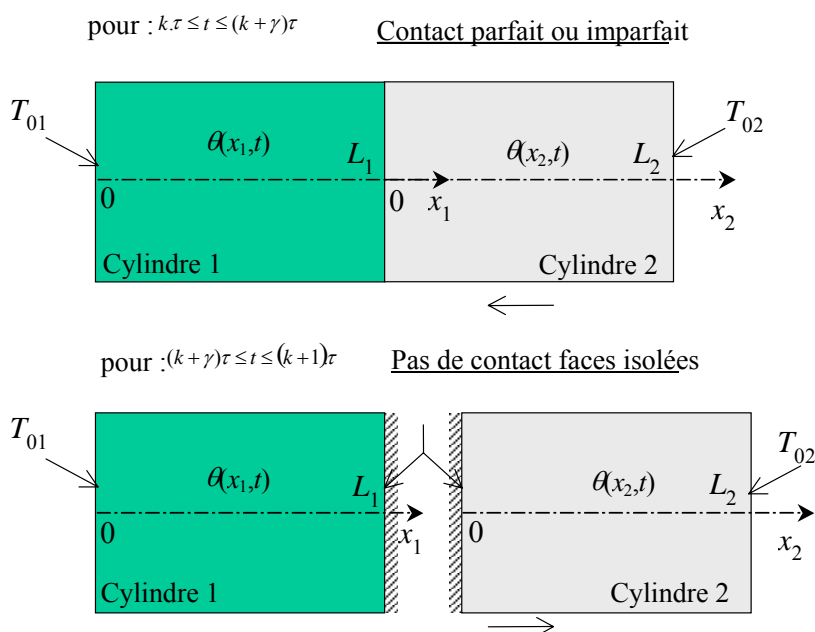


Figure 2.1 : Schéma de principe du modèle

$$\frac{\partial^2 T_j}{\partial x_j^2} = \frac{1}{a_j} \frac{\partial T_j}{\partial t} \quad j=1,2 \text{ et } 0 < x_1 < L_1 ; 0 < x_2 < L_2 ; t > 0 \quad (2.1a)$$

$$T_1(0, t) = T_{1\infty} \quad (2.1b)$$

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

$$\lambda_1 \left(\frac{\partial T_1(L_1, t)}{\partial x_1} \right) = \lambda_2 \left(\frac{\partial T_2(0, t)}{\partial x_2} \right) \quad (2.1c)$$

$$R_c . \lambda_1 \left(\frac{\partial T_1(L_1, t)}{\partial x_1} \right) = T_2(0, t) - T_1(L_1, t)$$

et $\forall t$ tel que : $(k + \gamma)\tau \leq t \leq (k + 1).\tau$

$$\left(\frac{\partial T_1(L_1, t)}{\partial x_1} \right) = \left(\frac{\partial T_2(0, t)}{\partial x_2} \right) = 0 \quad (2.1d)$$

$$T_2(L_1 + L_2, t) = T_{2\infty} \quad (2.1e)$$

$$T_j(x, t) = T_j(x, t + \tau) \quad (2.1f)$$

Condition initiale :

$$T_j(x_j, 0) = T_{0j} \quad j = 1, 2 \quad (2.2)$$

On ignore le début de la solution correspondant au régime transitoire pour ne considérer que le cas des temps très longs illustrant la solution en régime périodique établi.

2.2 RESOLUTION NUMERIQUE

Les solutions analytiques sont difficiles à obtenir et elles présentent des difficultés de mise en œuvre pour la compréhension des phénomènes mise en jeu lors du contact intermittent. Nous allons de ce fait pour la solution du problème utiliser un modèle numérique, on a choisi la méthode des différences finies (schéma de Crank – Nicolson). Cette méthode convient tout à fait aux problèmes complexes de type transfert de chaleur, et elle présente de nombreux avantages, notamment la facilité de programmation, la faible demande en ressources CPU...

Nous allons donc dans un premier temps effectuer quelques rappels sur la méthode en question, puis l'appliquer à notre système, et enfin construire un programme de calcul adéquat

afin de résoudre le problème posé. L'ouvrage qui va servir de référence dans cette partie est celui d'OZIŞIK, "Finite difference methods in heat transfer" [45].

La résolution numérique utilise le schéma de Crank – Nicolson. Il est dérivé du schéma de différenciation implicite (voir rappels sur les différences finies en annexe). Prenons à ce titre le problème qui nous intéresse :

$$\frac{\partial^2 T_j}{\partial x_j^2} = \frac{1}{a_j} \frac{\partial T_j}{\partial t} \quad (2.3)$$

La discrétisation selon Crank et Nicolson du second membre reste identique au schéma implicite :

$$\frac{1}{a_j} \cdot \frac{T_{j,i_j}^{n+1} - T_{j,i_j}^n}{\Delta t} \quad (2.4)$$

Par contre le premier membre est le résultat de la moyenne arithmétique pondérée de l'équation implicite et de l'équation explicite :

$$\theta \cdot \frac{T_{j,i_{j-1}}^{n+1} - 2T_{j,i_j}^{n+1} + T_{j,i_{j+1}}^{n+1}}{(\Delta x_j)^2} + (1-\theta) \cdot \frac{T_{j,i_{j-1}}^n - 2T_{j,i_j}^n + T_{j,i_{j+1}}^n}{(\Delta x_j)^2} \quad (2.5)$$

θ est le facteur de poids, il représente le degré implicite de la méthode :

- $\theta=0$ méthode explicite : $0[\Delta t, (\Delta x)^2]$
- $\theta=1$ méthode implicite : $0[\Delta t, (\Delta x)^2]$
- $\theta=1/2$ méthode de Crank-Nicolson : $0[(\Delta t)^2, (\Delta x)^2]$

Sont rapportés de plus les ordres de précision de chaque méthode, obtenus en examinant l'erreur de troncature (voir en annexe). On remarque dès lors que la méthode la plus précise est celle de Crank-Nicolson.

La connaissance du critère de stabilité associé à un schéma de différence donné est nécessaire à l'obtention de calculs stables. Le critère de stabilité dépend de la valeur du facteur de poids θ comme indiqué ci-dessous :

(a) $\frac{1}{2} \leq \theta \leq 1$: stable sans conditions quelque soit r

(b) $0 \leq \theta < \frac{1}{2}$: stable seulement si $0 \leq r \leq \frac{1}{2-4\theta}$ avec $r = \frac{a_i \cdot \Delta t}{(\Delta x)^2}$

On constate finalement que le schéma de discrétisation choisi est inconditionnellement stable.

L'étape initiale est la séparation de notre problème en deux, avec d'un coté le contact fermé et de l'autre le contact ouvert. Nous allons ensuite appliquer le schéma de discrétisation présenté ci-avant (Crank-Nicolson) pour la résolution.

2.2.1 Contact fermé :

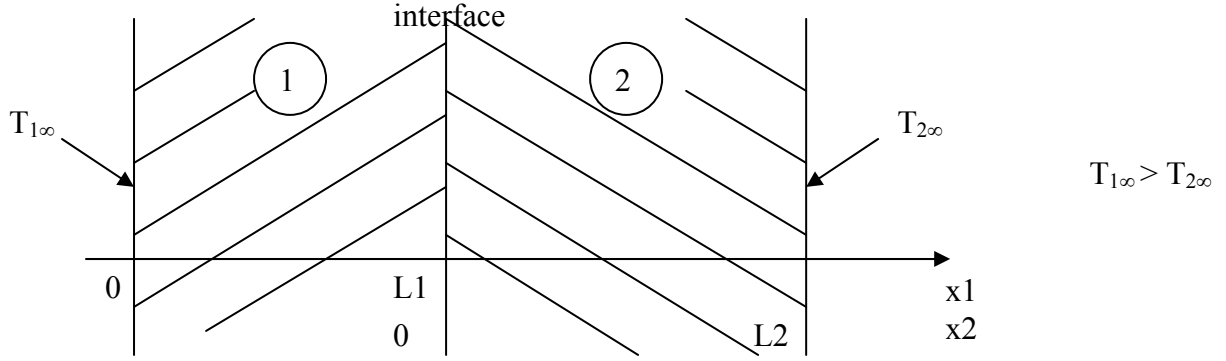


Figure 2.2 Schéma de la période contact fermé

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

$$\text{Equation de transfert :} \quad \frac{\partial^2 T_j}{\partial x_j^2} = \frac{1}{a_j} \frac{\partial T_j}{\partial t} \quad \left(\text{avec } a_j = \frac{\lambda_j}{\rho_j \cdot C_j} \right) \quad (2.6)$$

$(j = 1 \text{ ou } 2)$

$$\text{En } x_1 = 0 : \quad T_1(0, t) = T_{1\infty} \quad (2.7)$$

$$\text{En } x_2 = L_2 : \quad T_2(L_2, t) = T_{2\infty} \quad (2.8)$$

$$\text{En } x_1 = L_1 \text{ (et } x_2 = 0) : \quad \left\{ \begin{array}{l} -\lambda_1 \left(\frac{\partial T_1}{\partial x_1} \right)_{x_1=L_1} = \frac{T_1(L_1, t) - T_2(0, t)}{R_c} \\ -\lambda_1 \left(\frac{\partial T_1}{\partial x_1} \right)_{x_1=L_1} = -\lambda_2 \left(\frac{\partial T_2}{\partial x_2} \right)_{x_2=0} \end{array} \right. \quad (2.9)$$

$$\text{Conditions initiales } (k = 0) : \quad T_1(x, 0) = T_{1\infty} \quad (2.11)$$

$$T_2(x, 0) = T_{2\infty} \quad (2.12)$$

$$\text{Conditions initiales } (k \neq 0) : \quad T_1(x, t) = T_1(x, k.\tau) \quad (2.13)$$

$$T_2(x, t) = T_2(x, k.\tau) \quad (2.14)$$

Discrétisation du système

Méthode des différences finies :

Schéma de discrétisation du système :

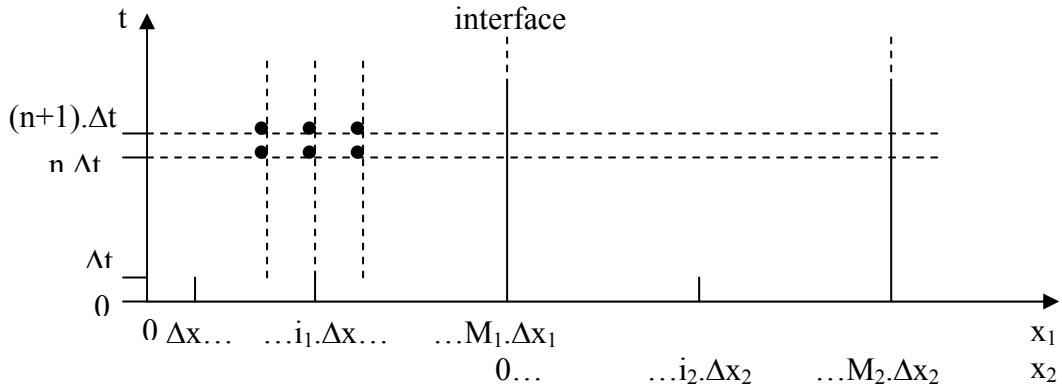


Figure 2.3 Schéma de discrétisation du système

$$(2.6) \Rightarrow \theta \cdot \frac{T_{j,i_j-1}^{n+1} - 2T_{j,i_j}^{n+1} + T_{j,i_j+1}^{n+1}}{(\Delta x_j)^2} + (1-\theta) \cdot \frac{T_{j,i_j-1}^n - 2T_{j,i_j}^n + T_{j,i_j+1}^n}{(\Delta x_j)^2} = \frac{1}{a_j} \cdot \frac{T_{j,i_j}^{n+1} - T_{j,i_j}^n}{\Delta t}$$

θ est le facteur de poids, il représente le degré implicite de la méthode :

- $\theta=0$ méthode explicite
- $\theta=1$ méthode implicite
- $\theta=1/2$ méthode de Crank-Nicolson

Si maintenant nous posons :

$$r_j = \frac{a_j \cdot \Delta t}{(\Delta x_j)^2}$$

L'équation (2.1) discrétisée devient :

$$-r_j \cdot \theta T_{j,i_j-1}^{n+1} + (1 + 2r_j \cdot \theta) T_{j,i_j}^{n+1} - r_j \cdot \theta T_{j,i_j+1}^{n+1} = r_j \cdot (1-\theta) T_{j,i_j-1}^n + [1 - 2r_j \cdot (1-\theta)] T_{j,i_j}^n + r_j \cdot (1-\theta) T_{j,i_j+1}^n \quad (2.15)$$

Cette équation fournit les valeurs des températures $T_{j,i}^{n+1}$ à l'intérieur des deux domaines ($j = 1$ ou 2) en fonction des températures de part et d'autre et des températures de l'itération temporelle précédente.

Il reste donc à atteindre les températures en limite des domaines. Nous allons pour cela appliquer le même schéma de discrétisation sur les conditions aux limites :

$$(2.7) \quad \text{en } x_1 = 0 : \quad T_{1,0}^n = T_{1\infty} \quad (2.16)$$

$$(2.8) \quad \text{en } x_2 = L_2 : \quad T_{2,M_2}^n = T_{2\infty} \quad (2.17)$$

Nous avons ici les températures aux deux extrémités « libres » de notre système.

$$(2.9) \quad \text{en } x_1 = L_1 \text{ (ou } x_2 = 0) : \quad -\lambda_1 \left(\frac{T_{1,M_1+1}^n - T_{1,M_1-1}^n}{2\Delta x_1} \right) = \frac{T_{1,M_1}^n - T_{2,0}^n}{R_c}$$

$$\Leftrightarrow T_{1,M_1+1}^n = T_{1,M_1-1}^n - \frac{2\Delta x_1}{\lambda_1 R_c} (T_{1,M_1}^n - T_{2,0}^n) \quad (2.18)$$

$$(2.10) \quad \text{en } x_1 = L_1 \text{ (ou } x_2 = 0) : \quad -\lambda_1 \left(\frac{T_{1,M_1+1}^n - T_{1,M_1-1}^n}{2\Delta x_1} \right) = -\lambda_2 \left(\frac{T_{2,1}^n - T_{2,-1}^n}{2\Delta x_2} \right)$$

$$\Leftrightarrow T_{2,-1}^n = T_{2,1}^n - \frac{\Delta x_1 \lambda_1}{\Delta x_2 \lambda_2} (T_{1,M_1+1}^n - T_{1,M_1-1}^n)$$

$$\Leftrightarrow T_{2,-1}^n = T_{2,1}^n + \frac{2\Delta x_2}{\lambda_2 R_c} (T_{1,M_1}^n - T_{2,0}^n) \quad (2.19)$$

On utilise ensuite l'équation (6) écrite à l'interface pour les deux solides :

□ solide 1 :

$$(2.6) \Rightarrow -r_1 \theta T_{1,M_1-1}^{n+1} + (1 + 2r_1 \theta) T_{1,M_1}^{n+1} - r_1 \theta T_{1,M_1+1}^{n+1} = r_1 (1 - \theta) T_{1,M_1-1}^n + [1 - 2r_1 (1 - \theta)] T_{1,M_1}^n + r_1 (1 - \theta) T_{1,M_1+1}^n$$

On combine ceci avec la relation (2.19) :

$$(2.15) \Rightarrow -r_1 \theta T_{1,M_1-1}^{n+1} + (1 + 2r_1 \theta) T_{1,M_1}^{n+1} - r_1 \theta \left[T_{1,M_1-1}^{n+1} - \frac{2\Delta x_1}{\lambda_1 R_c} (T_{1,M_1}^{n+1} - T_{2,0}^{n+1}) \right]$$

$$= r_1 (1 - \theta) T_{1,M_1-1}^n + [1 - 2r_1 (1 - \theta)] T_{1,M_1}^n + r_1 (1 - \theta) \left[T_{1,M_1-1}^n - \frac{2\Delta x_1}{\lambda_1 R_c} (T_{1,M_1}^n - T_{2,0}^n) \right]$$

$$\Leftrightarrow -2r_1 \theta T_{1,M_1-1}^{n+1} + \left[1 + 2r_1 \theta \left(1 + \frac{\Delta x_1}{\lambda_1 R_c} \right) \right] T_{1,M_1}^{n+1} - r_1 \theta \frac{2\Delta x_1}{\lambda_1 R_c} T_{2,0}^{n+1}$$

$$= 2r_1 (1 - \theta) T_{1,M_1-1}^n + \left[1 - 2r_1 (1 - \theta) \left(1 + \frac{\Delta x_1}{\lambda_1 R_c} \right) \right] T_{1,M_1}^n + r_1 (1 - \theta) \frac{2\Delta x_1}{\lambda_1 R_c} T_{2,0}^n \quad (2.20)$$

□ solide 2 :

$$(2.15) \Rightarrow -r_2 \cdot \theta T_{2,-1}^{n+1} + (1 + 2r_2 \cdot \theta) T_{2,0}^{n+1} - r_2 \cdot \theta T_{2,1}^{n+1} = r_2 \cdot (1 - \theta) T_{2,-1}^n + [1 - 2r_2 \cdot (1 - \theta)] T_{2,0}^n + r_2 \cdot (1 - \theta) T_{2,1}^n$$

On combine ceci avec la relation (2.19) :

$$\begin{aligned} (2.15) &\Rightarrow -r_2 \cdot \theta \left[T_{2,1}^{n+1} + \frac{2 \cdot \Delta x_2}{\lambda_2 \cdot R_c} (T_{1,M_1}^{n+1} - T_{2,0}^{n+1}) \right] + (1 + 2r_2 \cdot \theta) T_{2,0}^{n+1} - r_2 \cdot \theta T_{2,1}^{n+1} \\ &= r_2 \cdot (1 - \theta) \left[T_{2,1}^n + \frac{2 \cdot \Delta x_2}{\lambda_2 \cdot R_c} (T_{1,M_1}^n - T_{2,0}^n) \right] + [1 - 2r_2 \cdot (1 - \theta)] T_{2,0}^n + r_2 \cdot (1 - \theta) T_{2,1}^n \\ \Leftrightarrow &-2r_2 \cdot \theta T_{2,1}^{n+1} + \left[1 + 2r_2 \cdot \theta \left(1 + \frac{\Delta x_2}{\lambda_2 \cdot R_c} \right) \right] T_{2,0}^{n+1} - r_2 \cdot \theta \cdot \frac{\Delta x_2}{\lambda_2 \cdot R_c} T_{1,M_1}^{n+1} \\ &= 2r_2 \cdot (1 - \theta) T_{2,1}^n + \left[1 - 2r_2 \cdot (1 - \theta) \left(1 + \frac{\Delta x_2}{\lambda_2 \cdot R_c} \right) \right] T_{2,0}^n + r_2 \cdot (1 - \theta) \cdot \frac{2 \cdot \Delta x_2}{\lambda_2 \cdot R_c} T_{1,M_1}^n \end{aligned} \quad (2.21)$$

Les conditions initiales de ce problème sont les suivantes :

$$(2.11) \Rightarrow T_{1,i_1}^0 = T_{1\infty} \quad (2.22)$$

$$(2.12) \Rightarrow T_{2,i_2}^0 = T_{2\infty} \quad (2.23)$$

Ces conditions ne sont valables qu'en $t=0$ ($k=0$). A chaque nouvelle période, la nouvelle condition « initiale » sera tout simplement le résultat de l'itération précédente (dernière itération du calcul effectué en contact ouvert).

$$\text{Conditions initiales } (k \neq 0): \quad T_{1,i_1}^n = T_{1,i_1}^{k \cdot n_\tau} \quad (2.24)$$

$$T_{2,i_2}^n = T_{2,i_2}^{k \cdot n_\tau} \quad (2.25)$$

(n_τ incrément temporel correspondant à τ)

Il est dès lors possible avec les équations obtenues de calculer toutes les températures dans les deux solides.

2.2.2 Contact ouvert :

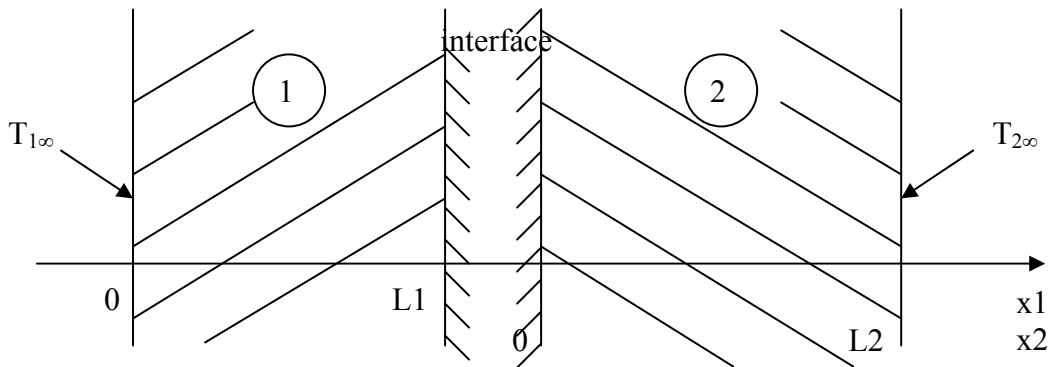


Figure 2.4 Schéma de la période contact ouvert

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

Cette fois-ci, il faut séparer le système en deux ; c'est à dire qu'il faut résoudre le problème dans les deux solides pris séparément. Il convient donc à ce titre d'écrire deux systèmes d'équation distincts.

Solide 1

$$\text{Equation de transfert :} \quad \frac{\partial^2 T_1}{\partial x_1^2} = \frac{1}{a_1} \frac{\partial T_1}{\partial t} \quad 0 \leq x_1 \leq L_1 \quad (2.25)$$

$$\text{En } x_1 = 0 : \quad T_1(0, t) = T_{1\infty} \quad (2.26)$$

$$\text{En } x_1 = L_1 : \quad \left(\frac{\partial T_1}{\partial x_1} \right)_{x_1=L_1} = 0 \quad (2.27)$$

$$\text{Condition initiale } (k = 0) : \quad T_1(x_1, t) = T_1(x_1, \tau_c) \quad (2.28)$$

$$\text{Condition initiale } (k \neq 0) : \quad T_1(x_1, t) = T_1(x_1, k.\tau + \tau_c) \quad (2.29)$$

Discrétisation du système

(Même méthode que précédemment)

L'équation (2.25) devient :

$$-r_1.\theta.T_{1,i-1}^{n+1} + (1 + 2.r_1.\theta)T_{1,i}^{n+1} - r_1.\theta.T_{1,i+1}^{n+1} = r_1.(1 - \theta)T_{1,i-1}^n + [1 - 2.r_1.(1 - \theta)]T_{1,i}^n + r_1.(1 - \theta)T_{1,i+1}^n \quad (2.30)$$

Les conditions aux limites :

$$(2.26) \text{ en } x_1 = 0 : \quad T_{1,0}^n = T_{1\infty} \quad (2.31)$$

$$(2.27) \text{ en } x_1 = L_1 : \quad \frac{T_{1,M_1+1}^n - T_{1,M_1-1}^n}{2.\Delta x_1} = 0 \quad \Leftrightarrow T_{1,M_1+1}^n = T_{1,M_1-1}^n$$

On utilise l'équation (2.24) écrite en $x_1=L_1$ pour éliminer le terme fictif T_{1,M_1+1}^n :

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

En combinant ces deux dernières équations, on obtient :

$$-2.r_1.\theta.T_{1,M_1-1}^{n+1} + (1 + 2.r_1.\theta)T_{1,M_1}^{n+1} = 2.r_1.(1 - \theta)T_{1,M_1-1}^n + [1 - 2.r_1.(1 - \theta)]T_{1,M_1}^n \quad (2.32)$$

La condition initiale devient quand à elle :

$$(2.28) \Rightarrow T_{1,i_1}^0 = T_{1,i_1}^{n_c} \quad (2.33)$$

avec n_c incrément temporel correspondant à τ_c

$$(2.29) \Rightarrow T_{1,i_1}^n = T_{1,i_1}^{k.n_\tau + n_c} \quad (2.34)$$

avec n_τ incrément temporel correspondant à τ

Solide 2 :

$$\text{Equation de transfert :} \quad \frac{\partial^2 T_2}{\partial x_2^2} = \frac{1}{a_2} \frac{\partial T_2}{\partial t} \quad 0 \leq x_2 \leq L_2 \quad (2.35)$$

$$\text{En } x_2 = L_2 : \quad T_2(0, t) = T_{2\infty} \quad (2.36)$$

$$\text{En } x_2 = 0 : \quad \left(\frac{\partial T_2}{\partial x_2} \right)_{x_2=0} = 0 \quad (2.37)$$

$$\text{Condition initiale } (k \neq 0) : \quad T_2(x_2, t) = T_2(x_2, \tau_c) \quad (2.38)$$

$$\text{Condition initiale } (k = 0) : \quad T_2(x_2, t) = T_2(x_2, k.\tau + \tau_c) \quad (2.39)$$

Discrétisation du système

L'équation (2.35) devient :

$$-r_2.\theta.T_{2,i_2-1}^{n+1} + (1 + 2.r_2.\theta)T_{2,i_2}^{n+1} - r_2.\theta.T_{2,i_2+1}^{n+1} = r_2.(1-\theta)T_{2,i_2-1}^n + [1 - 2.r_2.(1-\theta)]T_{2,i_2}^n + r_2.(1-\theta)T_{2,i_2+1}^n \quad (2.40)$$

Les conditions aux limites :

$$(2.37) \text{ en } x_2 = L_2 : \quad T_{2,M_2}^n = T_{2\infty} \quad (2.41)$$

$$(2.36) \text{ en } x_2 = 0 : \quad \frac{T_{2,1}^n - T_{2,-1}^n}{2.\Delta x_2} = 0 \quad \Leftrightarrow T_{2,1}^n = T_{2,-1}^n$$

On utilise l'équation (2.35) écrite en $x_2=0$ pour éliminer le terme fictif $T_{2,-1}^n$:

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

En combinant ces deux dernières équations, on obtient :

$$-2.r_2.\theta.T_{2,1}^{n+1} + (1 + 2.r_2.\theta)T_{2,0}^{n+1} = 2.r_2.(1-\theta)T_{2,1}^n + [1 - 2.r_2.(1-\theta)]T_{2,0}^n \quad (2.42)$$

La condition initiale devient quand à elle :

$$(2.38) \Rightarrow T_{2,i_2}^0 = T_{2,i_2}^{n_c} \quad (2.43)$$

(avec n_c incrément temporel correspondant à τ_c)

$$(2.39) \Rightarrow T_{2,i_2}^n = T_{2,i_2}^{k.n_\tau + n_c} \quad (2.44)$$

(avec n_τ incrément temporel correspondant à τ)

2.3 ALGORITHME DE RESOLUTION

La non linéarité du problème de contact intermittent n'a pas permis aux auteurs de faire ressortir tous les phénomènes physiques liés à ce type de contact. Seul une solution numérique peut éclaircir ce qui se passe dans une interface intermittente. La solution numérique choisie par les différences finies, bien qu'un peu grossière, mais elle présente l'avantage de convenir à presque tous les problèmes de ce type. Le schéma utilisé pour la résolution est implicite, de type Crank – Nicolson (ce schéma est inconditionnellement stable). Nous aurons à résoudre deux problèmes pour les deux situations de contact parfait et imparfait. Dans cette étude, nous laisserons libres les caractéristiques des deux solides afin de généraliser la solution. Cette généralisation sera d'autant plus utile lorsque nous serons amenés à concevoir un dispositif expérimental. Le choix des matériaux et des dimensions des solides sera libre, et voir même modifiable.

Les paramètres qui déterminent la densité de flux thermique traversant une interface de contact intermittent, sont l'effusivité harmonique des matériaux en contact, la qualité du contact thermique (parfait ou imparfait) lors de la phase de contact et les paramètres d'intermittence, à savoir la fréquence de contact f et le coefficient de partage de la période γ défini précédemment.

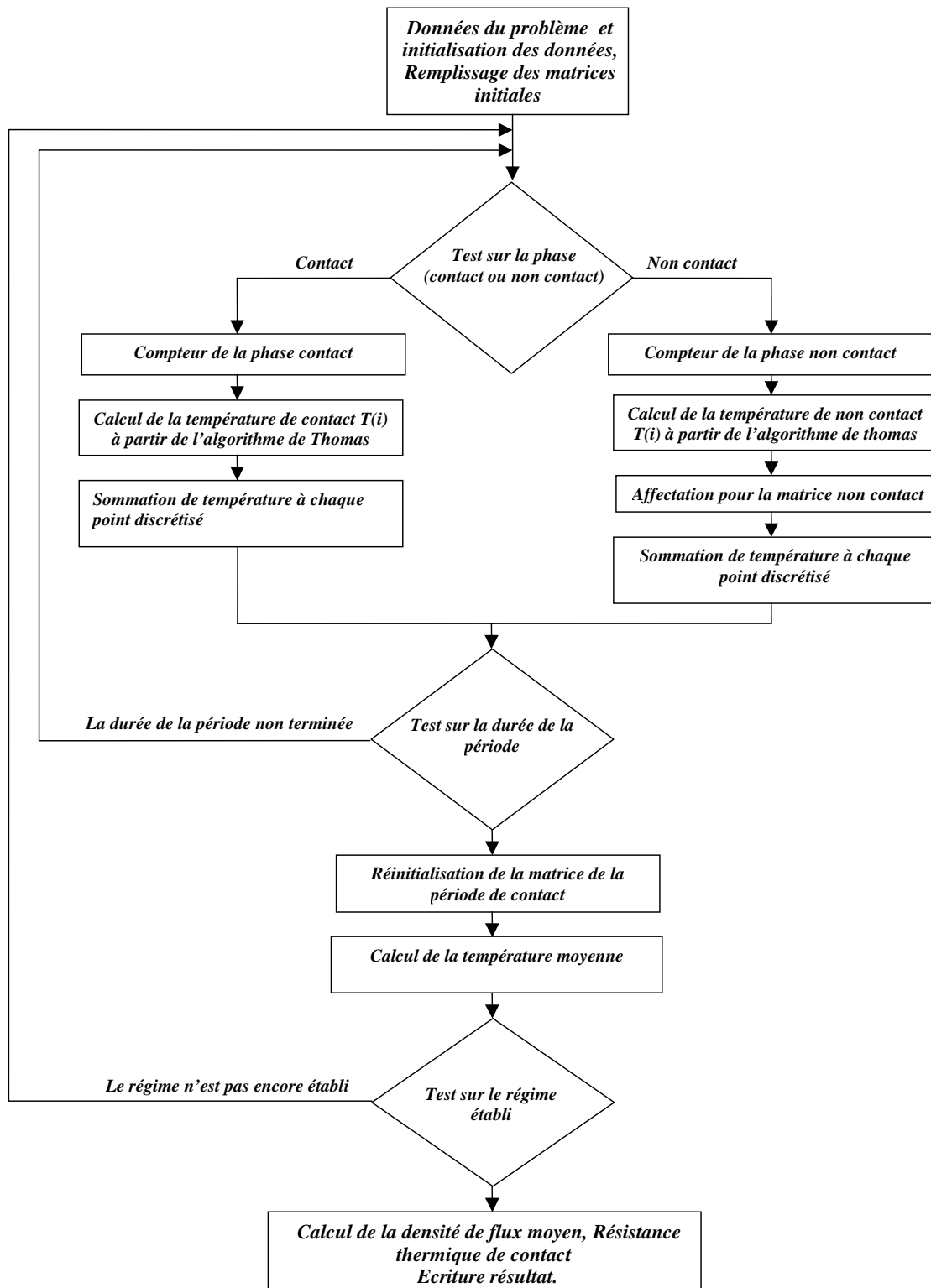


Figure 2.5 Algorithme de résolution du problème intermittent

L'algorithme de résolution du problème de contact intermittent consiste dans la première phase à initialiser les paramètres du système par le remplissage des matrices correspondantes aux hypothèses ou données du problème. Après le test de phase contact ou non contact, on traitera deux situations de résolution, le cas où les solides sont en contact et le cas où les solides ne sont pas en contact, le programme débutera le calcul lorsque les deux solides sont mis en contact. Nous commençons par compter le nombre d'itérations de la boucle de la phase de contact. Le nombre d'itérations servira par la suite aux calculs des valeurs moyennes. Puis nous résolvons le problème pour chaque itération, la matrice de discrétisation obtenue est de type tridiagonale. Pour traiter cette situation et résoudre le problème, on fait appel à l'algorithme de thomas. A la fin de chaque boucle d'une phase nous effectuons la sommation de température de toute la boucle, et ce à chaque point discrétisé. Une fois la condition de la durée de la phase est atteinte, nous passerons à la résolution du problème pour la phase de non contact de la même manière que celle de phase de contact. La sommation de température, effectuée dans les deux phases, permettra de déterminer les valeurs moyennes des champs de températures des deux barreaux en contact, on peut ainsi déterminer la densité de flux moyenne transférée à l'interface pour chaque cas d'étude, et en déduira par la suite la résistance thermique de contact. L'organigramme détaillé de la résolution est reporté dans l'annexe.

2.4 CONDITION DU REGIME PERIODIQUE ETABLI

2.4.1. Comparaison des températures successives

On peut déterminer la condition du régime établi à partir de deux méthodes, la première méthode utilise tous les résultats des itérations, et compare les valeurs de températures successives, à partir d'une erreur admissible, et qui servira comme condition d'arrêt. Il ne sera retenu que les valeurs correspondantes au régime périodique établi, cependant le régime transitoire périodique sera éliminé du calcul.

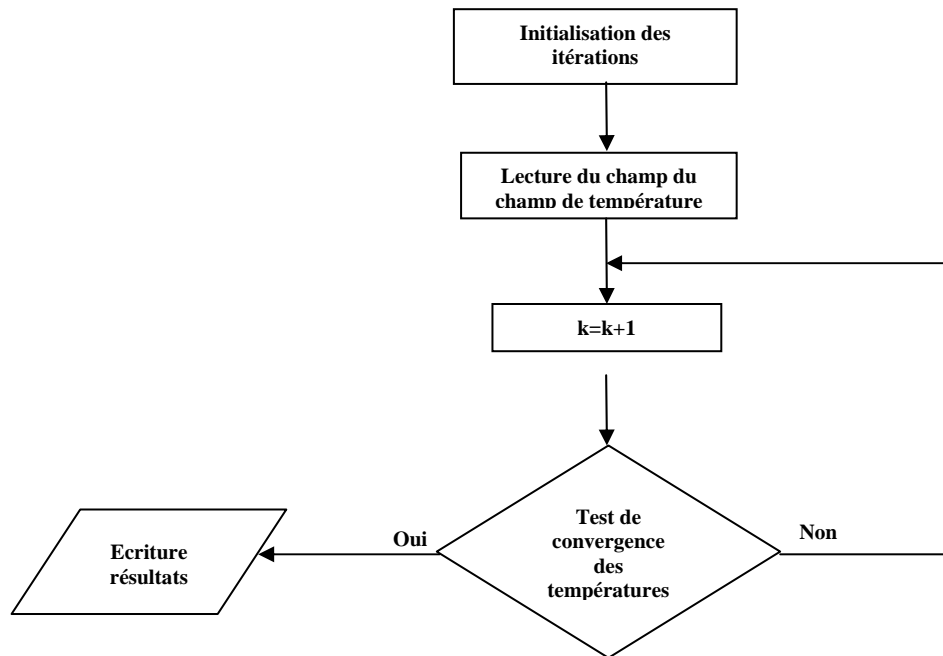


Figure 2.6 Algorithme du régime établi

2.4.2 Régime périodique à partir de la constante de temps

La deuxième méthode de la détermination du régime périodique est basée sur la constante de temps. La constante de temps d'un système quelconque peut s'écrire sous la forme :

$$CT = \frac{l^2}{a} \quad \text{avec } l : \text{dimension caractéristique, et } a : \text{diffusivité.}$$

Dans notre cas, nous allons calculer une constante de temps globale aux deux solides :

$$CT' = \frac{(L_1 + L_2)^2}{a_{\min}}$$

On décide d'effectuer le calcul des champs de température pendant $10 \cdot CT'$ afin d'être sûr d'atteindre le régime permanent. Pour que ces calculs soient corrects, il faut comparer la période de contact τ à CT' , de telle sorte que τ soit très inférieure à CT' . On pourra retenir l'ordre de grandeur suivant : $CT' > 10 \cdot \tau$.

On peut fixer le nombre d'itérations par période n_τ à 100 par exemple. L'incrément temporel est appelé « n », si l'on considère de plus que le coefficient de partage de la période γ vaut 1/2, on a alors :

$$\begin{aligned}
 t &= n.\Delta t & \text{pas de temps :} \\
 \tau &= n_\tau.\Delta t = 20.\Delta t & \rightarrow \Delta t = \frac{\tau}{n_\tau} = \frac{\tau}{20} = \frac{CT'}{20.(10 \text{ à } 50)} \\
 \tau_c &= n_c.\Delta t = 20.\gamma.\Delta t = 10.\Delta t
 \end{aligned}$$

2.4 Choix des matériaux :

Notre choix est guidé par des valeurs distinctes des effusivités, qui jouent un rôle déterminant en transfert par conduction, dès lors qu'il y a contact entre deux solides.

Tableau 2.1 Propriétés des matériaux considérés dans cette étude

Matériau	λ (W/m.K)	ρ (kg/m ³)	Cp (J/kg.K)	a (m ² /s)	b (W.s ^{-1/2} .K ⁻¹ .m ⁻²)
Cuivre	393	8930	384	1,2.10-4	36715
Aluminium	209	2700	885	8,8.10-5	22350
Acier	50	7850	456	1,4.10-5	13380
Titane	16.7	4500	522	7.1.10-6	6265

La configuration initiale, à savoir deux matériaux identiques en contact parfait, est la plus simple et la plus instructive quant au caractère intermittent du régime thermique. On étudiera ensuite le cas du contact imparfait et le couplage de deux matériaux différents (Alu/Acier). On définit à ce titre l'effusivité harmonique :

$$\bar{b} = \frac{b_{alu} \cdot b_{acier}}{b_{alu} + b_{acier}} = 16740 \text{ W.s}^{-1/2} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \quad (2.45)$$

2.5 RESULTATS ET INTERPRETATION

2.5.1 Champ de température et résistance d'intermittence de contact: cas du contact parfait

On représente sur la figure 2.7 les champs de température moyen et périodique établi à un instant donné, dans un couple de cylindres en aluminium pour une fréquence de 10 et $\gamma = 0,5$. Les oscillations de température présentent les mêmes amplitudes parce que les cylindres sont de même nature. Elles affectent une profondeur de pénétration Λ donnée par :

$$\Lambda = \pi \cdot \sqrt{a / \pi \cdot f} = 5,1 \text{ mm.}$$

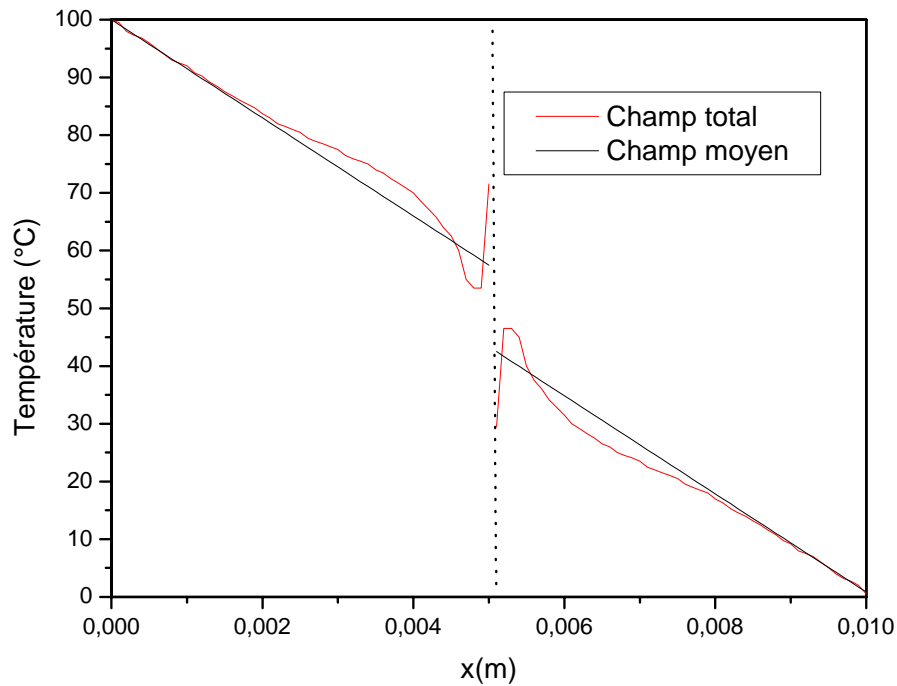


Figure 2.7 Champs de température moyen et total

Lorsqu'on observe le champ de température moyen, on note un saut de température à l'interface similaire à une situation de cas statique en contact imparfait. Rappelons que dans cet exemple, on considère un contact parfait durant la période de contact $\gamma\tau$. Cet effet de l'intermittence du contact sur le champ de température moyen de part et d'autre de l'interface est fondamental. Pour justifier ce saut de température, on introduit un paramètre fictif, une pseudo résistance de contact que l'on désignera tout au long de ce qui suit par la résistance d'intermittence de contact (RIC). Si le contact est parfait durant $\gamma\tau$, on lui donnera l'indice p (RIC_p), s'il est imparfait, on lui donnera l'indice i (RIC_i). Quelle que soit la situation, elle est définie comme étant le rapport du saut de température moyenne sur la densité de flux moyen tel que :

$$RIC_k = \frac{\overline{\Delta T}}{\overline{\varphi}} \quad k = p, i \quad (2.46)$$

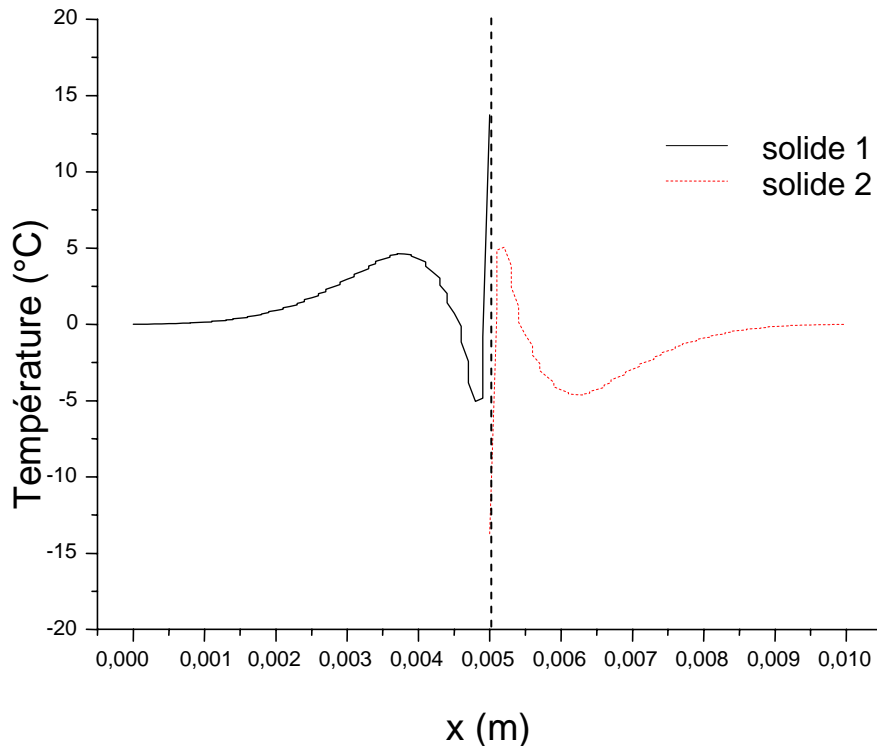


Figure 2.8 Profil de température fluctuant (alu sur alu - $f=10\text{Hz}$)

Maintenant, nous allons examiner successivement l'influence des paramètres d'intermittence et celle de la qualité du contact thermique sur le transfert de chaleur à l'interface.

2.5.2 Influence des paramètres d'intermittence de contact (f, γ) sur le transfert : cas du contact parfait

Dans la figure 2.9, on présente le saut de température à l'interface à la fin de chaque période de non contact, c'est la situation où le saut est maximal, et le saut de température moyen en fonction de l'effusivité, pour un coefficient de partage de la période égal à 0.5 et une fréquence de 10Hz. On constate que le saut de température maximal et moyen est d'autant plus important que l'effusivité est grande. On a présenté aussi dans la même figure l'écart entre le saut maximal et moyen. Cet écart est croissant aussi avec l'effusivité. On constate que pour une effusivité de 6000 la différence entre l'écart initial et le saut de température est de 8.82°C et cette différence augmente au fur à mesure que l'effusivité augmente, ainsi on enregistre une différence de 12.14°C , pour une effusivité de $13380 \text{ W}\cdot\text{S}^{-1/2}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$, et pour $b = 36715 \text{ W}\cdot\text{S}^{-1/2}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$, on a une différence de 31.09°C .

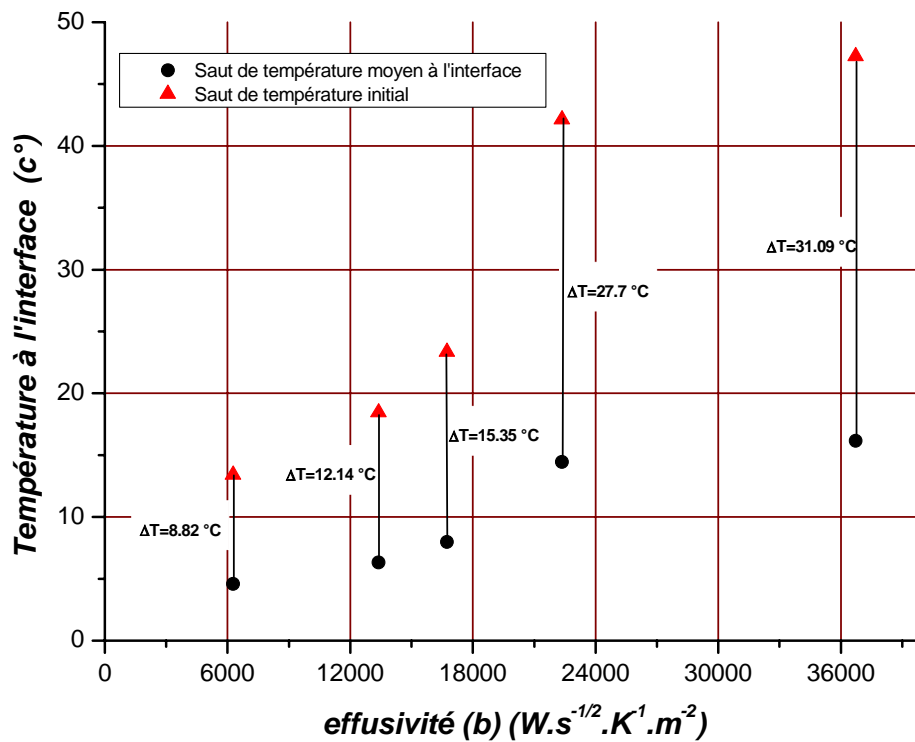


Figure 2.9 Saut de température moyen et initial à l'interface en fonction de l'effusivité pour 10 Hz

Sur la figure 2.10, on représente la densité de flux en fonction de la fréquence, pour cinq couples de matériaux différents en gardant une valeur unique du coefficient de partage de la période $\gamma=0,5$. On constate d'abord que la densité de flux moyen croît avec la fréquence de contact f . Par contre, le taux de cette croissance est monotone décroissant suivant f et tend asymptotiquement vers zéro. Cette tendance est de plus en plus rapide dans le sens des effusivités décroissantes. Pour les trois couples les moins effusifs, la densité de flux moyen devient pratiquement constante au delà de 20 Hz. On note aussi que la densité de flux est croissante également suivant l'effusivité harmonique du couple de matériaux. Le taux de cette croissance est de plus en plus grand pour des matériaux de plus en plus effusifs.

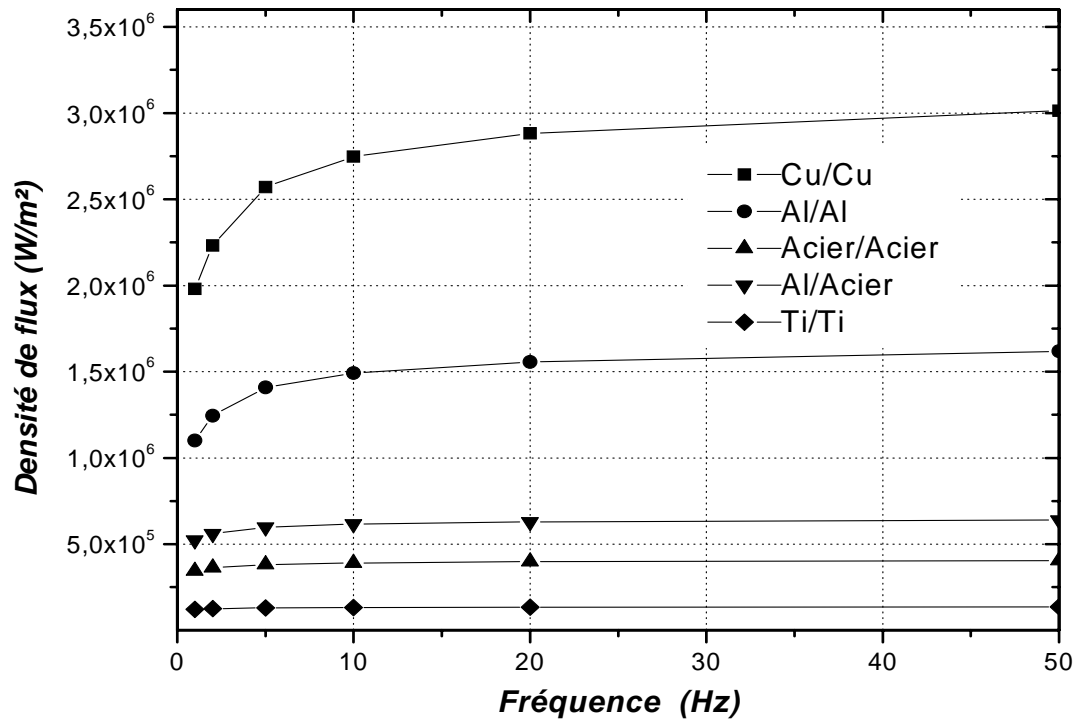


Fig 2.10 Densité du flux moyen transféré en fonction de la fréquence et pour différents couples

La figure 2.11 représente le saut de température en fonction de la fréquence correspondant au comportement du flux à l'interface représenté sur la figure 2.7 ($\gamma=0,5$). On note que $\overline{\Delta T}$ est monotone décroissant selon la fréquence de contact ; le taux de cette décroissance étant de plus en plus faible. Par contre, $\overline{\Delta T}$ croît avec l'effusivité harmonique ; mais il est difficile de se prononcer sur le comportement du taux d'accroissement.

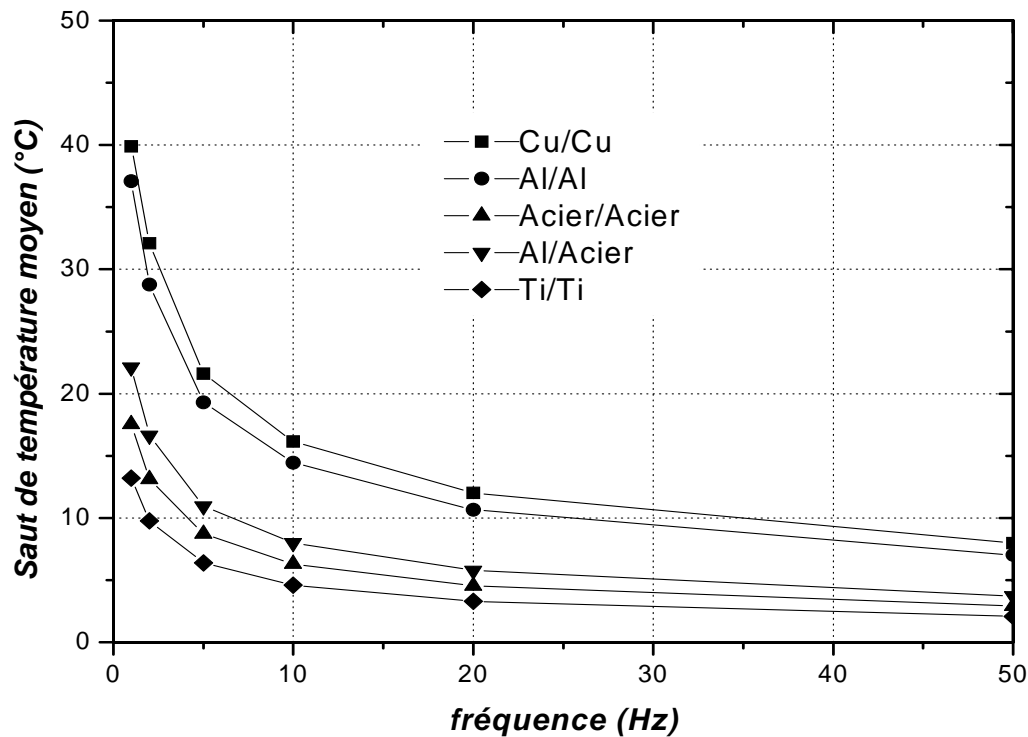


Figure 2.11 Saut de température moyen en fonction de la fréquence et pour différents couples

Sachant que le rapport du saut de température moyenne sur la densité de flux moyen représente la résistance d'intermittence de contact, on combine les résultats des figures 2.10 et 2.11 pour mettre à jour le comportement de la résistance d'intermittence de contact parfait (RIC_p) selon la fréquence et la nature des matériaux. On le représente sur la figure 2.12. On note qu'à l'instar de la résistance thermique de contact la RIC_p est croissante dans le sens d'une conductivité harmonique décroissante. Cependant le rapport des résistances n'est pas dans les mêmes proportions que l'inverse du rapport des conductivités.

On note également que la RIC_p est monotone décroissante suivant f . Une forte décroissance correspond aux faibles fréquences. Au delà de $f=20$ Hz, le taux de décroissance devient très faible.

L'ordre de grandeur de la RIC_p est tout à fait considérable quand on connaît le domaine de valeur des résistances thermiques d'interface. Pour $\gamma=0,5$ et à $f = 1$ Hz, selon le couple de matériaux, on a des valeurs de RIC_p qui vont de $2 \cdot 10^{-5}$ à plus de 10^{-4} m²K/W. A $f = 50$ Hz, ces valeurs tendent vers un ordre de grandeur plus bas et restent quand même appréciables.

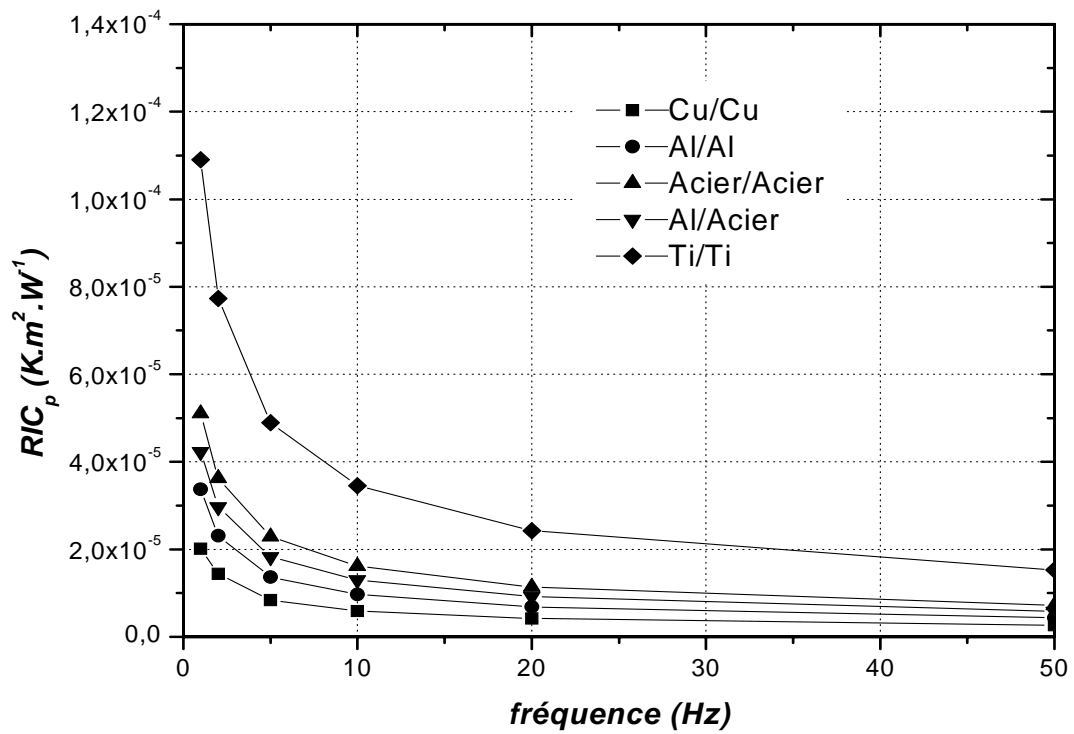


Figure 2.12 RIC_p en fonction de la fréquence et de la nature des couples

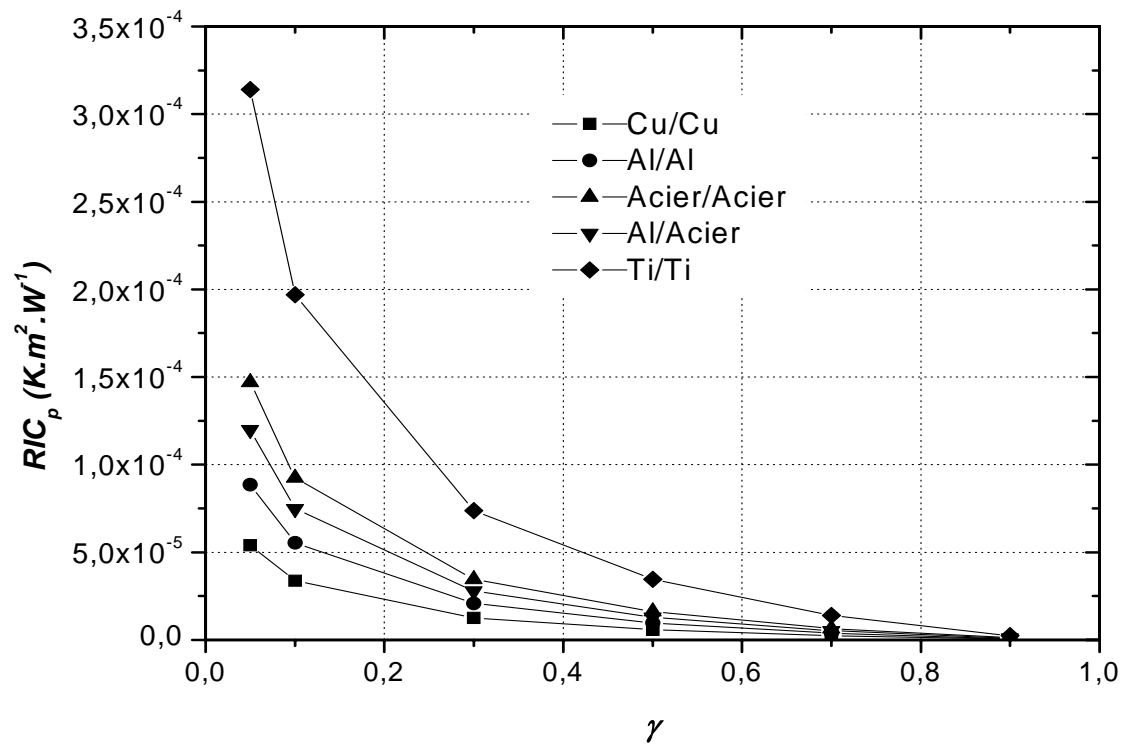


Figure 2.13 RIC_p en fonction de du coefficient de partage de la période $f=10Hz$

Sur la figure 2.13, on représente l'influence de γ sur la RIC_p . On observe que cette dernière est monotone décroissante suivant γ . Bien que le taux de décroissance est de plus en plus faible suivant γ , la RIC_p tend résolument vers zéro quand γ tend vers un. Cela traduit le fait que l'on tend vers le contact statique parfait.

2.5.3 Influence de la qualité du contact thermique

Nous avons pu observer l'influence des paramètres d'intermittence du contact (τ et γ) sur la RIC_p . Lorsque $R_c \neq 0$ durant la période de contact $\gamma\tau$, on parle alors de résistance d'intermittence de contact imparfait (RIC_i). Sur la figure 7, on représente les RIC_p et RIC_i dans le cas du couple Cu/Cu et $R_c = 10^{-4} \text{ m}^2\text{K/W}$. On voit que lorsque f augmente, la RIC_i converge assez rapidement vers R_c/γ . Notons aussi que la RIC_p converge moins vite vers zéro.

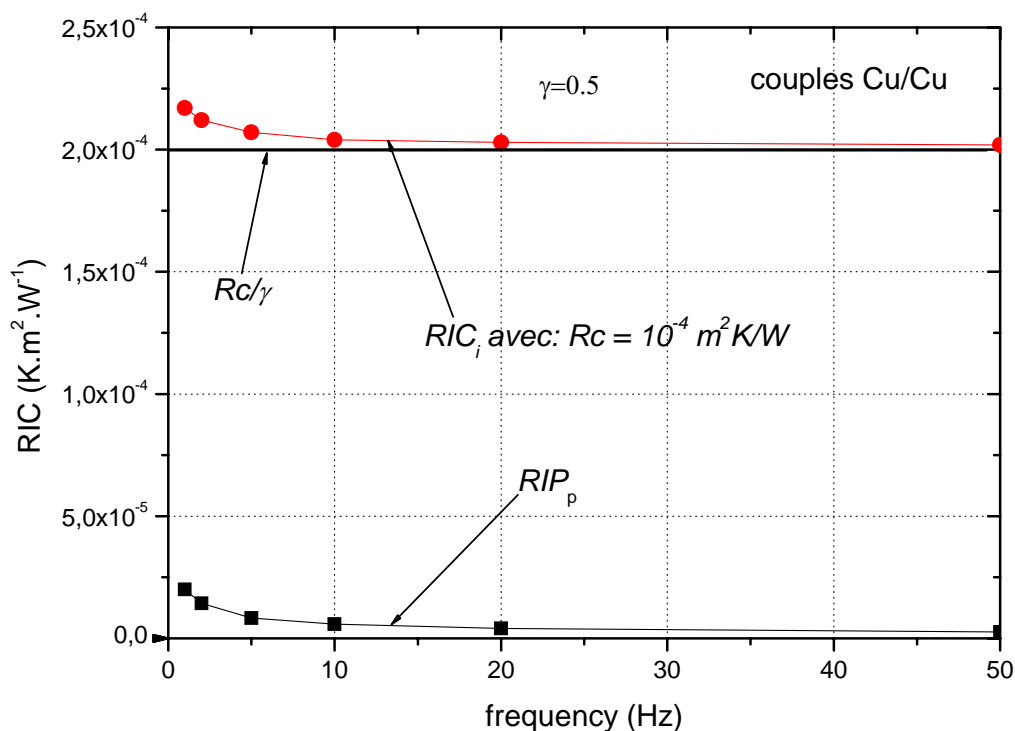


Figure 2.14 RIC_p RIC_i en fonction de la fréquence

Cela veut dire que pour des fréquences élevées, typiquement au delà de 50 Hz, on peut poser avec une précision acceptable que :

$$RIC_i = Rc/\gamma \quad (2.47)$$

Ce résultat est obtenu quels que soient le couple de matériaux et les valeurs de Rc et γ . D'un autre côté, il est intéressant de constater sur la figure 2.14 que, quelle que soit la valeur de f , la différence $(RIC_i - Rc/\gamma)$ est bien plus petite que la RIC_p , comme si un contact imparfait durant la fraction de période de contact altère l'effet résistif introduit par de l'intermittence du contact.

En récapitule, sur un modèle simple 1D de contact intermittent, on a pu faire ressortir l'influence des paramètres d'intermittence et de qualité du contact thermique. Pour cela, on a retenu deux situations : la première est relative au contact parfait et la seconde au contact imparfait durant $\gamma\tau$; $\gamma\tau$ étant la fraction de période durant laquelle prévaut le contact entre les deux cylindres. La première situation a permis d'établir que l'intermittence du contact introduit une pseudo résistance thermique (RIC) définie à partir des paramètres thermiques moyens à l'interface. Lorsque le contact est parfait, la RIC_p est monotone décroissante suivant la fréquence et présente des valeurs appréciables, comparables à des valeurs courantes de résistance thermique de contact, notamment dans le domaine $f < 20$. Lorsque le contact est imparfait la RIC_i est également décroissante suivant f et tend asymptotiquement vers Rc/γ . Au delà de $f=50$, elle est pratiquement égale à Rc/γ ; Rc étant la résistance thermique de contact statique. On note que l'influence de l'intermittence sur le flux de chaleur est atténuée par une valeur de Rc de plus en plus grande.

Chapitre III

**Modélisation du flux de chaleur à
l'interface du contact intermittent**

Dans ce chapitre on s'intéresse particulièrement à la modélisation du flux transféré à une interface de contact intermittent en régime périodique établi. La modélisation du flux est basée principalement sur la théorie de brusque mise en contact que nous l'avons pris comme référence pour le contact intermittent. Nous avons étudié les deux cas de contact parfait et imparfait.

3.1 BRUSQUE MISE EN CONTACT ET CONTACT INTERMITTENT :

Si on considère que le contact intermittent est une succession de brusque mise en contact on peut penser que la fréquence à une incidence forte sur le flux moyen transféré tel que le suggère la figure 3.1 :

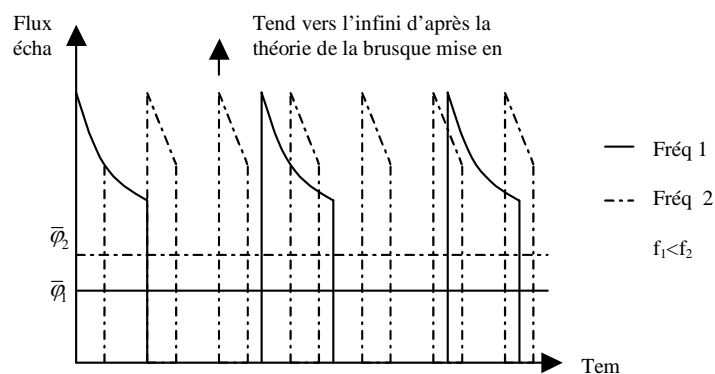


Figure 3.1 Schéma illustrant l'évolution du flux de la brusque mis en contact transféré pour deux fréquences données

C'est sur la base de cette idée de départ que nous allons tenter de modéliser le flux intermittent moyen en considérant comme référence le flux transféré lors de la brusque mis en contact. Nous étudierons les deux situations de contact parfait et imparfait. On commence par la détermination, à partir des champs moyens de températures, des densités de flux instantanées, puis on calcul le flux moyen transféré à l'interface. Le développement sera présenté dans la prochaine section de ce chapitre.

3.2. MODELE APPROCHE DU FLUX TRANSFERE D'UNE INTERFACE DE CONTACT INTERMITTENT :

3.2.1. Contact parfait :

Le problème de la brusque mise en contact de deux milieux semi-finis pour le cas contact parfait donne comme solution de la température instantanée la relation suivante:

$$T_j(x;t) = \theta_0 + (-1)^{j-1} \frac{\bar{b}}{2b_j} (T_1^0 - T_2^0) \operatorname{erfc}\left(\frac{-x}{2\sqrt{a_j t}}\right), \quad j=1,2 \quad (3.1)$$

On désignera dans ce qui suit φ_i comme la densité de flux moyen intermittente transférée à l'interface calculée à partir du code de calcul (méthode numérique) et φ_{bc} comme la densité de flux transférée à l'interface calculée à partir de la théorie de brusque mis en contact.

A partir de l'équation (3.1) on peut déterminer la densité de flux transférée à l'interface:

$$\varphi_{bc}(t) = -\lambda_j \cdot \left. \frac{\partial T_j}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{\bar{b}}{2\sqrt{\pi t}} \cdot \Delta T^0 \quad (3.2)$$

On peut déduire la densité moyenne transférée à l'interface durant la période τ :

$$\bar{\varphi}_{bc} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\gamma \tau} \varphi_{bc}(t) \cdot dt = \bar{b} \cdot \Delta T^0 \cdot \sqrt{\frac{\gamma}{\pi \tau}} \quad (3.3)$$

Afin de comparer le contact intermittent à celui de la brusque mis en contact, on détermine le rapport des densités de flux de chaleur $\bar{\varphi}_i / \bar{\varphi}_{bc}$ en fonction du coefficient de partage de la période γ pour trois fréquences (20, 50 et 100Hz) et cinq couples de matériaux Fig 3.2. On constate qu'on obtient le même rapport de densité en fonction de γ et ce quelle que soit la fréquence et l'effusivité harmonique du couple de matériaux. On remarque pour $\gamma < 0.2$ ce rapport est pratiquement égale à 1, cependant on peut considérer, pour ce domaine de γ , le contact parfait est une succession de brusque mise en contact.

D'un autre coté l'indépendance du rapport de densité de la fréquence et de l'effusivité harmonique permet de proposer un modèle simple dans le cas du contact parfait en qualifiant la courbe de la figure 3.2.

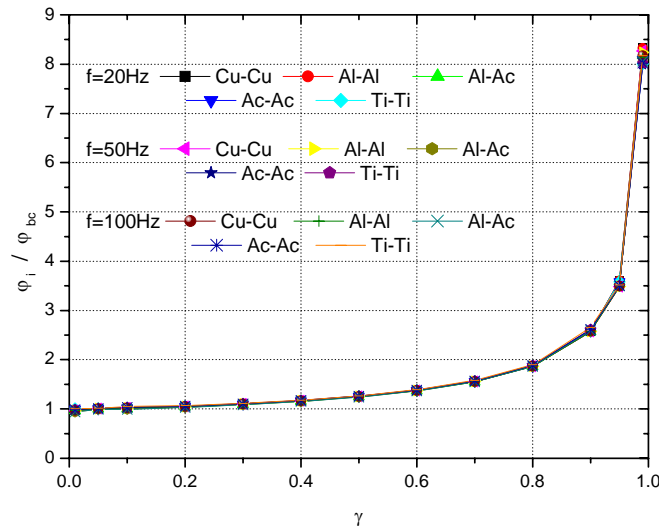


Figure 3.2 Rapport de densités $\bar{\varphi}_1 / \bar{\varphi}_{bc}$ en fonction de γ en fonction pour 5 couples et 3 fréquences

Afin de déterminer une expression du rapport $\bar{\varphi}_1 / \bar{\varphi}_{bc}$ en fonction de γ , on divise le domaine du coefficient de partage de la période en deux parties $\gamma \in [0.01 \div 0.8]$ et $\gamma \in [0.8 \div 0.99]$. Dans la figure 3.3, on présente le fitting de la moyenne du rapport de densité des 5 couples de matériaux et 3 fréquences pour le domaine $\gamma \in [0.01 \div 0.8]$ à partir d'une fonction polynomiale, on obtient comme résultat l'équation (4), à partir de laquelle on déduit l'expression du flux moyen du contact intermittent (5).

Pour $\gamma \in [0.01 \div 0.8]$:

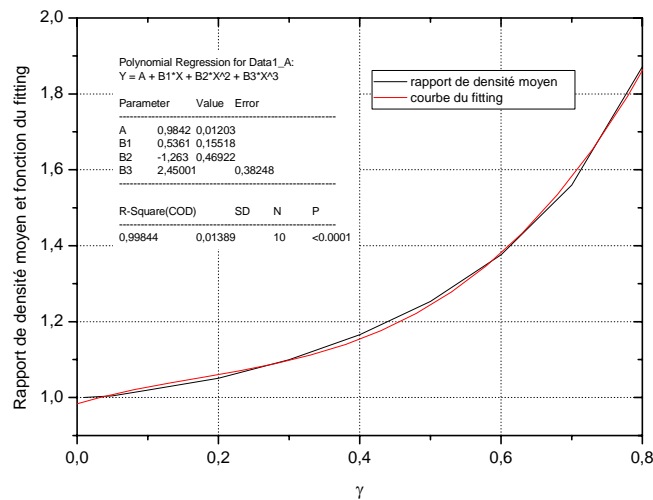


Figure 3.3 Courbe du fitting à partir du rapport moyen de densité

Pour $\gamma \in [0.01 \div 0.8]$

$$\bar{\varphi}_I / \bar{\varphi}_{bc} = 0.984 + 0,536\gamma - 1,263\gamma^2 + 2,45\gamma^3 \quad (3.4)$$

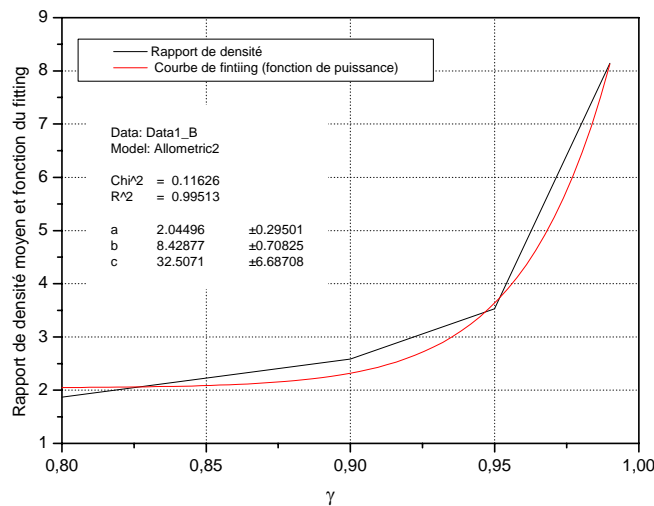
avec $R^2 = 0.99844$

Ainsi la densité de flux moyen intermittent peut prendre l'expression suivante :

$$\varphi_I = \bar{b} \cdot \Delta T^0 \cdot (0.984 + 0,536\gamma - 1,263\gamma^2 + 2,45\gamma^3) \cdot \sqrt{\frac{\gamma}{\pi \cdot \tau}} \quad (3.5)$$

Domaine $\gamma \in [0.8 \div 0.99]$:

Pour le domaine $\gamma \in [0.8 \div 0.99]$, on suit la même démarche et on obtient, suite à un fitting à partir d'une fonction de puissance figure 3.4, l'expression de la densité moyen transféré à l'interface du contact intermittent (3.7).



**Figure 3.4 Courbe du fitting à partir du rapport moyen de densité
Pour $\gamma \in [0.8 \div 0.99]$**

$$\bar{\varphi}_I / \bar{\varphi}_{bc} = 2.04 + 8.43\gamma^{32.51} \quad (3.6)$$

avec $R^2 = 0.99513$

d'où on peut déduire la densité du flux intermittent

$$\bar{\varphi}_I = \bar{b} \cdot \Delta T^0 \cdot (2.04 + 8.43\gamma^{32.51}) \cdot \sqrt{\frac{\gamma}{\pi \cdot \tau}} \quad (3.7)$$

3.2.2. Contact imparfait :

Nous allons maintenant étudier le cas du contact parfait, on commence par présenter l'expression du champs de température instantané de la brusque mis en contact :

$$T_1(x, t) = \theta_i - \frac{b_2}{b_1 + b_2} \Delta T^0 \left[\operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{a_1 t}}\right) + \exp\left(\frac{x}{\sqrt{a_1 h_1}} + \frac{t}{h_1}\right) \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{t}{h_1}} + \frac{x}{2\sqrt{a_1 t}}\right) \right] \quad (3.8)$$

$$\text{avec : } h_1 = \left(\frac{R_c b_1 b_2}{b_1 + b_2} \right)^2$$

A partir du champ de température instantané, on peut déduire le flux instantané

$$\varphi = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x}$$

En dérivant la température (3.8) par rapport à x, la densité de flux instantané peut prendre la forme suivante :

$$\varphi = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} = \lambda_1 \frac{b_2 \Delta T^0}{b_1 + b_2} \left[\frac{\partial A}{\partial x} + B \frac{\partial C}{\partial x} + C \frac{\partial B}{\partial x} \right]$$

Avec

$$A = \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{a_1 t}}\right) \Rightarrow \frac{\partial A}{\partial x} = \frac{1}{\sqrt{\pi a_1 t}} \exp\left(-\left(\frac{x}{2\sqrt{a_1 t}}\right)^2\right)$$

$$B = \exp\left(\frac{x}{\sqrt{a_1 h_1}} + \frac{t}{h_1}\right) \Rightarrow \frac{\partial B}{\partial x} = \frac{1}{\sqrt{a_1 h_1}} \exp\left(\frac{x}{\sqrt{a_1 h_1}} + \frac{t}{h_1}\right)$$

$$C = \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{t}{h_1}} + \frac{x}{2\sqrt{a_1 t}}\right) \Rightarrow \frac{\partial C}{\partial x} = -\frac{1}{\sqrt{\pi a_1 t}} \exp\left(-\left(\sqrt{\frac{t}{h_1}} + \frac{x}{2\sqrt{a_1 t}}\right)^2\right)$$

sachant que:

$$\frac{\partial \operatorname{erf}(x)}{\partial x} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp(-x^2)$$

$$\operatorname{erfc} = 1 - \operatorname{erf}$$

Ainsi le flux instantané le long du barreau devient :

$$\varphi(x, t) = \lambda_1 \frac{b_2 \Delta T^0}{b_1 + b_2} \left[\frac{\partial A}{\partial x} + B \frac{\partial C}{\partial x} + C \frac{\partial B}{\partial x} \right] =$$

$$\lambda_1 \frac{b_2 \Delta T^\circ}{b_1 + b_2} \left[\frac{1}{\sqrt{\pi a_1 t}} \exp\left(-\left(\frac{x}{2\sqrt{a_1 t}}\right)^2\right) + \exp\left(\frac{x}{\sqrt{a_1 h_1}} + \frac{t}{h_1}\right) \left(-\frac{1}{\sqrt{\pi a_1 t}} \exp\left(-\left(\sqrt{\frac{t}{h_1}} + \frac{x}{2\sqrt{a_1 t}}\right)^2\right) \right) \right. \\ \left. + \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{t}{h_1}} + \frac{x}{2\sqrt{a_1 t}}\right) \left(\frac{1}{\sqrt{a_1 h_1}} \exp\left(\frac{x}{\sqrt{a_1 h_1}} + \frac{t}{h_1}\right) \right) \right]$$

A l'interface on obtient :

$$\varphi(0, t) = \lambda_1 \frac{b_2 \Delta T^\circ}{b_1 + b_2} \left[\operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{t}{h_1}}\right) \left(\frac{1}{\sqrt{a_1 h_1}} \exp\left(\frac{t}{h_1}\right) \right) \right] \quad (3.11)$$

A partir du flux instantané (3.11) on peut déduire le flux moyen transféré à l'interface:

$$\bar{\varphi}(0, t) = \frac{1}{\tau} \int_0^{\gamma\tau} \varphi(0, t) dt \\ \bar{\varphi}(0, t) = \frac{1}{\tau} \lambda_1 \frac{b_2 \Delta T^\circ}{b_1 + b_2} \frac{h_1}{\sqrt{a_1 h_1}} \left[\operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{\gamma\tau}{h_1}}\right) \exp\left(\frac{\gamma\tau}{h_1}\right) - 1 + 2\sqrt{\frac{\gamma\tau}{\pi h_1}} \right] \quad (3.12)$$

Maintenant on passe à la comparaison du contact intermittent à celui de la brusque mise en contact, on va étudier deux cas de contacts imparfaits dont les résistances sont fixées respectivement à 10^{-3} et 10^{-6} . Pour les deux situations de contacts imparfaits, on détermine le rapport des densités de flux de chaleur $\bar{\varphi}_i / \bar{\varphi}_{bc}$ en fonction du coefficient de partage de la période γ pour trois fréquences (2, 10 et 20 Hz) et trois couples de matériaux.

Nous commençons par la résistance 10^{-3} , on varie le coefficient de partage de la période de 0.1 à 0.8, c'est la gamme qu'on trouve généralement dans les applications pratique. Les résultats sont reportés dans la figure 3.5, On constate que le rapport de densité reste pratiquement constant pour le même le coefficient de partage de la période.

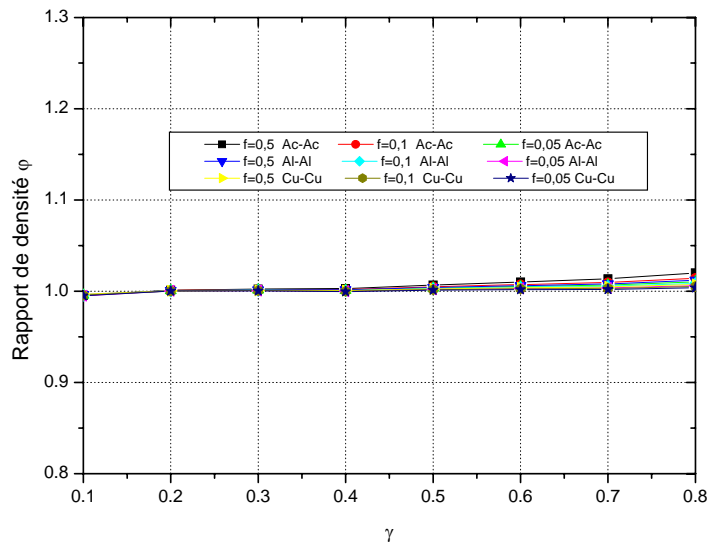


Figure 3.5 Rapport de densités $r = \bar{\varphi}_i / \bar{\varphi}_{bc}$ en fonction de γ en fonction pour 3 couples et 3 fréquences pour $R = 10^{-3}$

Dans la figure 3.6 on présente l'écart relatif en pourcent entre r_{moy} , qui représente le rapport moyen de densité des trois fréquences et 3 couples de matériaux qu'on a utilisé et le rapport densité r à une fréquence et un couple donné. On constate que la déviation n'est pas importante avec un maximum de 1.06 % qui correspond à un couple acier-acier et une fréquence de 2 Hz. Donc on peut considérer que ce rapport se conserve, ainsi on peut déduire le flux de densité moyen du contact intermittent.

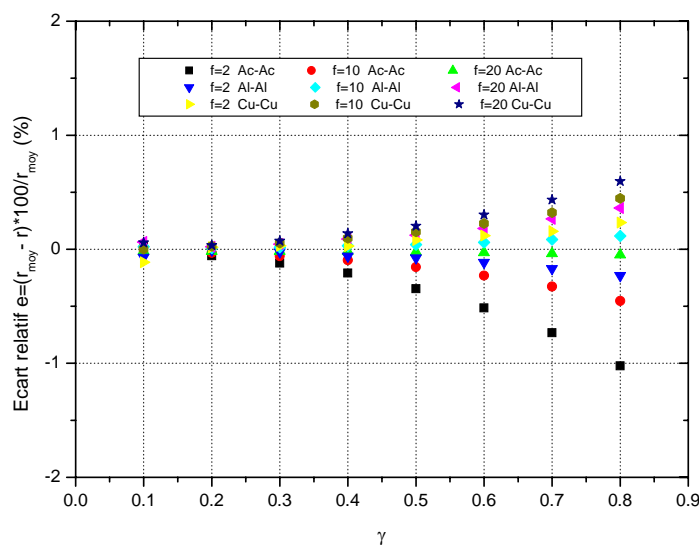


Figure 3.6. Ecart relatif entre r_{moy} et r pour 3 matériaux et 3 fréquences, pour $R = 10^{-3}$

Le fitting du rapport moyen de densité à partir d'une fonction linéaire est représenté dans la figure 3.7. A partir de ce fitting on peut déduire l'expression du flux moyen

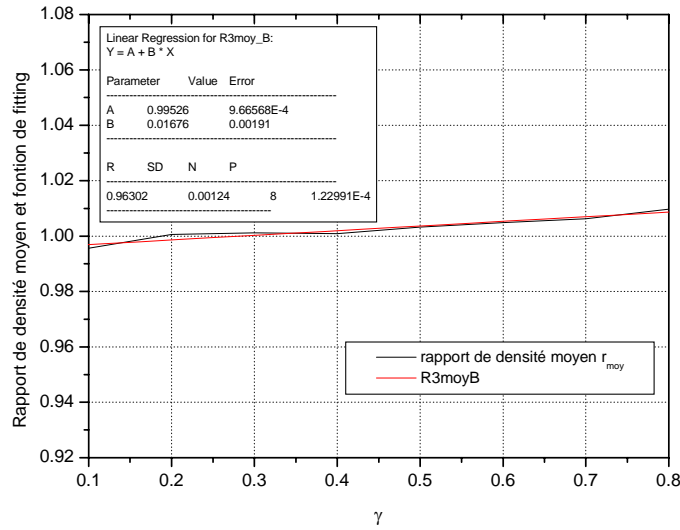


Figure 3.7 Courbe du fitting à partir du rapport moyen de densité Pour $R=10^{-3}$

$$\bar{\varphi}_I / \bar{\varphi}_{bc} = 0.998 + 0.017\gamma \tag{3.13}$$

avec $R^2 = 0.963$

Ainsi la densité de flux moyen intermittent peut prendre l'expression suivante :

$$\varphi_I = (0.998 + 0.017\gamma) \cdot \frac{1}{\tau} \lambda_1 \frac{b_2 \Delta T^\circ}{b_1 + b_2} \frac{h_1}{\sqrt{a_1 h_1}} \left[\operatorname{erfc}\left(\sqrt{\gamma\tau/h_1}\right) \exp\left(\gamma\tau/h_1\right) - 1 + 2\sqrt{\gamma \cdot \tau / \pi \cdot h_1} \right] \tag{3.14}$$

Maintenant on passe au cas de la résistance $R = 10^{-6}$

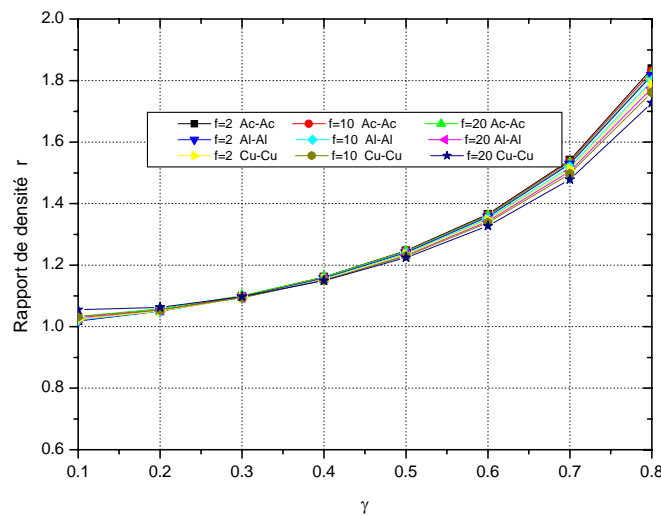
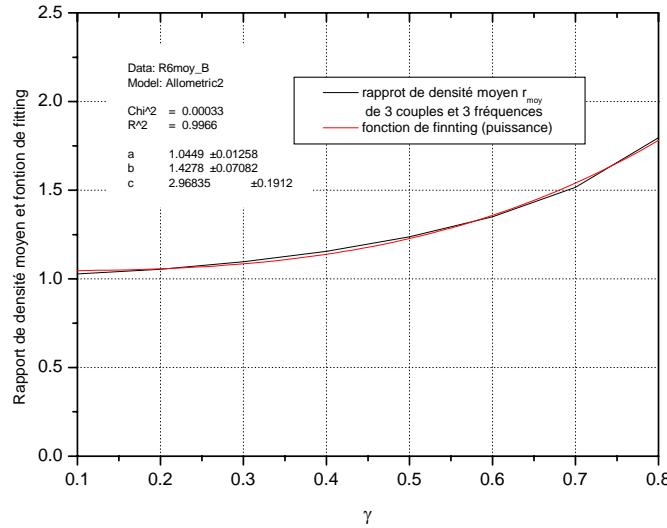


Figure 3.8 Rapport de densités $\bar{\varphi}_I / \bar{\varphi}_{bc}$ en fonction de γ pour $R=10^{-6}$

De la même manière que celle de la résistance $R = 10^{-3}$, le rapport de densité pour $R = 10^{-6}$ sera déduit, on le représente dans la figure 3.8.

Le fitting du rapport moyen de densité à partir d'une fonction de puissance est représenté dans la figure 3.9. A partir de ce fitting on peut déduire l'expression du flux moyen



**Figure 3.9. Courbe du fitting à partir du rapport moyen de densité
Pour $R = 10^{-6}$**

$$\bar{\varphi}_I / \bar{\varphi}_{bc} = 1.045 + 1.428 \gamma^{2.97} \quad (3.15)$$

avec R-Square = 0.9966

Ainsi la densité de flux moyen intermittent peut prendre l'expression suivante :

$$\varphi_I = (1.045 + 1.428 \gamma^{2.97}) \cdot \frac{1}{\tau} \lambda_1 \frac{b_2 \Delta T^\circ}{b_1 + b_2} \frac{h_1}{\sqrt{a_1 h_1}} \left[\operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{\gamma \tau}{h_1}} \right) \exp \left(\frac{\gamma \tau}{h_1} \right) - 1 + 2 \sqrt{\frac{\gamma \cdot \tau}{\pi \cdot h_1}} \right] \quad (3.16)$$

Dans la figure 3.10 on présente l'écart relatif en pourcent entre r_{moy} , r définis précédemment. On constate que la déviation n'est pas importante avec un maximum de 2.59 % qui correspond à un couple cuivre-cuivre et une fréquence de 20 Hz. Donc on peut considérer que ce rapport se conserve, ainsi on peut déduire la densité de flux moyen du contact.

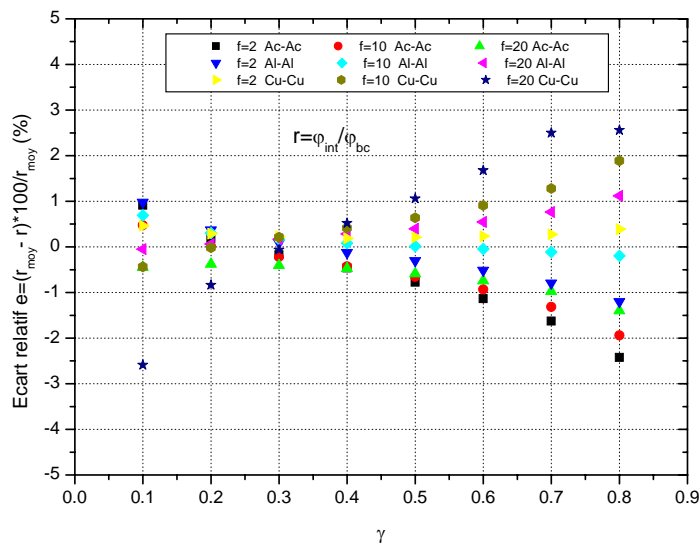


Figure 3.10 Ecart relatif entre r_{moy} et r pour 3 matériaux et 3 fréquences, pour $R = 10^{-6}$

Pour ce chapitre en récapitule, à travers cette étude on a pu développer un modèle approché de la densité de flux moyen transféré à l'interface du contact intermittent. La démarche qui a été suivie pour la modélisation du flux consistait à considérer que le contact intermittent est une succession de brusque mise en contact. C'est sur cette base qu'on a pu déduire l'expression du flux moyen intermittent à partir de celui de la brusque mis en contact. Pour le cas de contact parfait le flux moyen du contact intermittent dépend de la fréquence, de l'effusivité et du coefficient de partage de la période. Pour le cas du contact imparfait en plus des paramètres de dépendance cités pour le contact parfait, la résistance thermique intervient dans le calcul. Cependant deux situations de deux résistances ont été étudiées.

Chapitre IV

Méthodologie expérimentale

Ce chapitre est consacré à la méthodologie expérimentale. Le contact à l'interface étant inaccessible à l'instrumentation de ce fait, par une technique inverse en utilisant la méthode de Beck, la résistance thermique, la température et la densité à l'interface du contact intermittent peuvent être déduites. Aussi on aborde certaines notions utiles liées directement à l'instrumentation à savoir le temps de réponse, la sensibilité et la précision de mesure.

4.1. PRINCIPE DE MESURE DES PARAMETRES LOCAUX ET INSTANTANES

Le principe de mesure des paramètres à l'interface consiste à définir une expérience et un modèle théorique cohérents qui permettent de mesurer les paramètres à l'interface en comparant les champs de températures mesurées à celles déterminées à partir des modèles des deux côtés des barreaux mis en contact intermittent. Notre objectif est de parvenir à une meilleure description du contact thermique en procédant à la mesure des températures à l'interface du contact intermittent.

Le principe de mesure est basé sur l'analyse transitoire des champs de température enregistrés de part et d'autre de l'interface des deux barreaux mis en contact intermittent. Cette analyse s'appuie sur la résolution d'un problème inverse de conduction de la chaleur non linéaire 1D sur le domaine instrumenté. Puis une fois la densité de flux est estimée par le problème inverse, on calcule les champs de température par la résolution du problème direct.

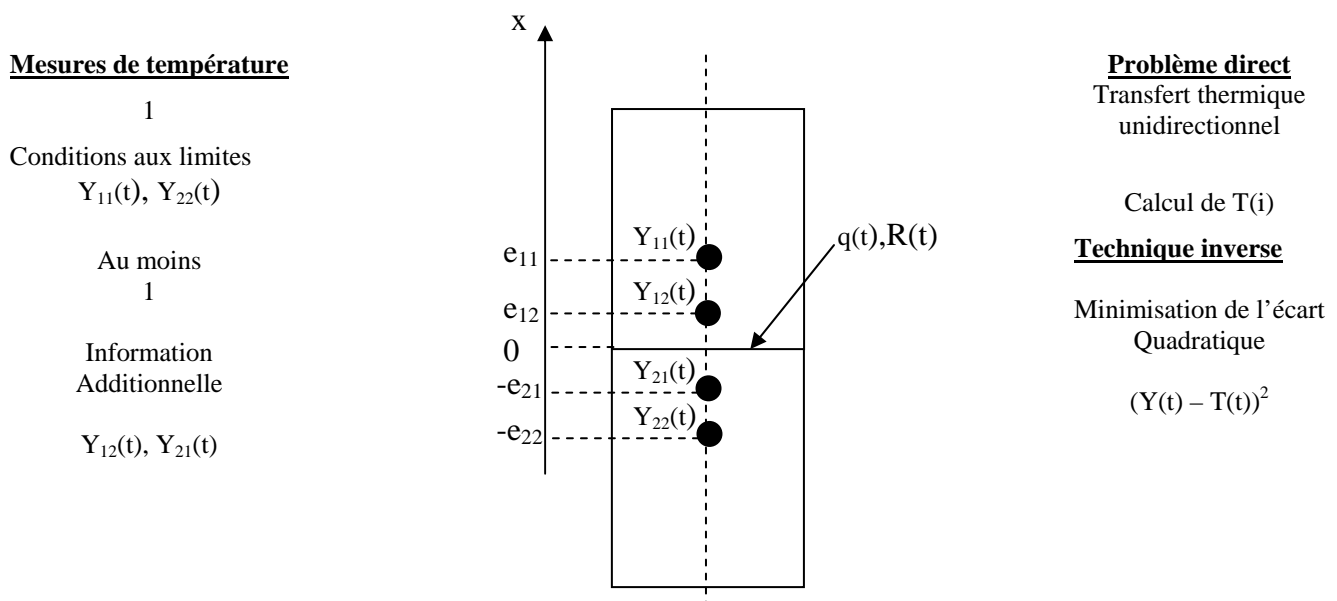


Figure 4.1. Schéma de principe de mesure à l'interface du contact

La figure 4.1 présente le schéma d'un détail du contact entre deux barreaux en contact intermittent. Pour estimer la loi locale du flux à l'interface des deux barreaux, on implante au voisinage immédiat de l'interface deux thermocouples (fluxmètre) des deux cotés de l'interface dans la droite normale qui passe à travers les thermocouples implantés. La géométrie de l'interface est plane et tous les points de mesure se situent sur une même normale à l'interface de contact. Les positions des points de mesures sont choisies en se basant sur la sensibilité et de la précision fixée pour l'estimation du flux à l'interface.

La résolution du problème de conduction dans le domaine $[e_{11}, -e_{22}]$ s'appuie sur les hypothèses suivantes :

1. En raison du rapport très faible des temps caractéristiques ($x^2/a, l^2/a$), on suppose le transfert thermique unidirectionnel et normal à l'interface de contact.
2. Le contact imparfait est caractérisé par une résistance thermique statique et une pseudo résistance liée à l'intermittence de contact.
3. Les caractéristiques thermophysiques des matériaux en contact (λ, ρ, c_p) restent constantes, à cause de l'écart des températures limites qui n'est très important.

Pour estimer la résistance de contact il faut suivre les étapes suivantes:

- a- On calcul le champ de température à partir du problème direct et on introduit les conditions aux limites au temps futur et l'information additionnelle donnée par le thermocouple le plus proche du point de contact.
- b- Par minimisation de l'écart quadratique entre la température mesuré du thermocouple le plus proche du point de contact et la température déduite du problème direct, on estime la densité de flux à l'interface par technique inverse.
- c- A partir du problème inverse, en connaissant la densité, on détermine la température à l'interface des deux barreaux mis en contact.
- d- La résistance thermique à l'interface est déduite à partir du rapport entre le saut de température à l'interface et la densité de flux transféré

4.2. ASPECTS THEORIQUES DE L'INSTRUMENTATION

La qualité de mesure des paramètres à l'interface du contact intermittent nécessite d'aborder certaines notions utiles, nous commençons par définir le capteur thermique pariétal et ce afin de mieux cerner les notions de temps de réponse, de sensibilité et de précision de mesure.

4.2.1 Etude de la sensibilité aux flux de chaleur transféré :

La caractérisation expérimentale du coefficient de transfert de chaleur lors du contact intermittent de deux barreaux est fondée sur l'estimation de la température et du flux superficiel. Dans la méthode de Beck, on estime d'abord la densité de flux qui permet de déterminer de façon consécutive la température de surface au même instant et au même point. La sensibilité de mesure est représentée par la dérivée du paramètre mesuré par rapport au paramètre estimé. En d'autres termes, la sensibilité de mesure de température au flux de chaleur représente la variation de la température mesurée, au niveau du thermocouple le plus proche de la surface, engendrée par celle du flux de chaleur superficiel. Elle s'écrit :

$$S_{\phi} = \frac{\partial T}{\partial \phi}$$

Celle-ci conditionne en partie la technique d'instrumentation des pièces mises en contact intermittent. Connaissant sa répartition, on définit la zone de paroi propice à l'instrumentation en vue d'étudier les conditions thermiques superficielles instantanées.

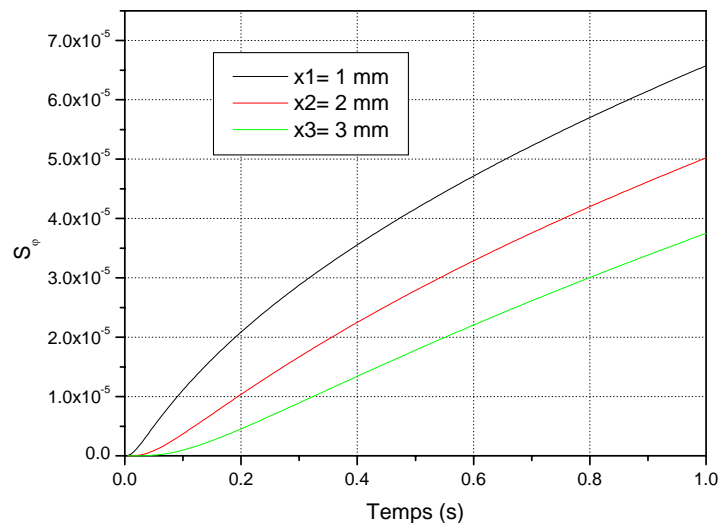


Figure 4.2 Sensibilité de mesure S_{ϕ} en fonction du temps

L'étude du comportement de la sensibilité de mesure de température au flux chaleur est menée sur des barreaux en acier et en titane. Ces barreaux sont instrumentés sur une épaisseur de 4 mm qui correspond à la position du thermocouple le plus éloigné de la surface. La sensibilité est calculée en x_1 correspondant à l'emplacement du thermocouple le plus proche de la surface. Cette position x_1 position présente successivement les valeurs 1 mm, 2 mm et 3 mm.

La figure 4.2 présente la sensibilité de mesure S_ϕ en fonction du temps en trois points de la pièce en acier. On observe que la position x_1 du premier thermocouple conditionne la sensibilité de mesure de température au flux de chaleur. Plus l'information additionnelle est recueillie loin de l'interface des barreaux mis en contact intermittent, plus S_ϕ est réduite.

4 2.2 Instrumentation par thermocouples

Cette partie est consacrée à l'étude du capteur fluxmétrique pariétal. Les spécifications théoriques et techniques auxquelles il doit répondre seront présenter ci-après.

4 2.2.1. Capteur fluxmètre pariétal

Un capteur fluxmètre pariétal à faible inertie correspond à une épaisseur de paroi proche de la surface que l'on désire caractériser d'un point de vue thermique. Cette épaisseur est instrumentée par au moins deux thermocouples tel que cela est représenté sur la figure 4.3. Les soudures chaudes des thermocouples sont disposées le long de la normale à la surface à caractériser. L'épaisseur de paroi e du capteur est celle comprise entre la surface $x=0$ et le point de mesure accueillant le second thermocouple localisé à x_2 . Les informations délivrées par les deux thermocouples servent à estimer par technique inverse les conditions thermiques superficielles ou interfaciales. L'information délivrée par le second thermocouple ($x=x_2=e$) est utilisée comme condition limite pour la résolution du problème direct et celle délivrée par le premier thermocouple ($x=x_1$) sert d'information additionnelle pour l'estimation du paramètre recherché.

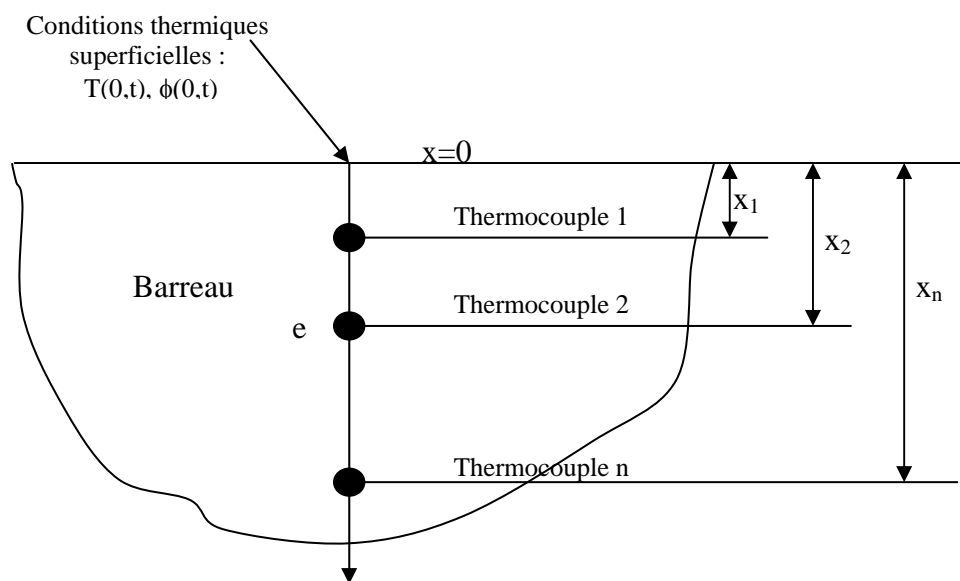


Figure 4.3 Schéma de principe d'un capteur pariétal

4.2.2.2. Aspect théorique de l'instrumentation par capteur flumétrique pariétal

Un capteur de flux pariétal à faible inertie est caractérisé par sa sensibilité et sa précision de mesure et son temps de réponse.

4.2.2.3. Compromis sensibilité-précision de mesure

La sensibilité du capteur n'est autre que la sensibilité de la température mesurée, que l'on relève au niveau du thermocouple 1, par rapport aux événements thermiques superficiels que sont la température et la densité de flux pariétales. La position de mesure est indissociable de cette sensibilité. C'est donc le compromis sensibilité-précision de mesure qu'il faut optimiser pour obtenir la meilleure estimation possible de ces conditions thermiques superficielles.

D'une façon générale, la sensibilité de mesure est maximale en surface et décroît de façon monotone lorsqu'on s'éloigne de cette dernière. A cette sensibilité maximale en surface correspond malheureusement une erreur systématique maximale. Elle est liée à la présence du thermocouple qui perturbe localement les conditions thermiques que l'on veut justement mesurer. De ce fait, l'instrumentation par thermocouples doit être faite sur le massif à proximité de la surface. Cette profondeur est choisie de telle sorte que le compromis sensibilité-précision soit optimal. C'est-à-dire que la perturbation soit relativement faible et que la sensibilité soit suffisante pour assurer une bonne estimation des conditions superficielles. La profondeur optimale à laquelle est inséré le premier thermocouple est comprise entre $6r_c < x_1 < 10 r_c$ [46], où r_c est le rayon du trou servant à accueillir le thermocouple.

4.2.2.4. Biais de mesure liés à l'estimation de conditions thermiques superficielles

Une bonne estimation des conditions thermiques superficielles s'appuie sur une mesure précise du champ de température prévalant dans la paroi. Cette mesure est difficile car l'utilisation de thermocouples et par conséquent l'instrumentation des capteurs au moyen de ceux-ci induit systématiquement un biais dans la mesure. L'optimisation de ces capteurs de flux passe par la minimisation des sources de biais.

Tout d'abord, il ne semble pas réaliste d'estimer un flux de chaleur grâce à un capteur muni d'un thermocouple de surface. Une telle mesure bénéficie, certes, d'une sensibilité de mesure maximale, mais, en contre partie, elle est pénalisée par une erreur systématique, elle aussi maximale. Ce dernier point est dû à la perturbation de l'évènement thermique superficiel

causée par la présence du thermocouple en surface [47,48]. C'est cette raison fondamentale qui impose que l'on détermine d'abord théoriquement le bon compromis sensibilité – erreur de mesure avant de considérer les difficultés techniques de mise en œuvre [46].

Lorsque le thermocouple est implanté selon une direction où prévaut un gradient thermique de valeur assez substantielle, il peut se présenter deux situations, défavorables ou non à la mesure. Si les thermocouples présentent des caractéristiques très voisines du substrat, ce qui est rarement le cas, la mesure peut s'avérer correcte sous réserve de précautions minimales de pose (soudage, isolation électrique). Si les fils de thermocouples sont de nature assez différente du substrat, ce qui est très fréquent, alors les fils sont le siège d'un transfert de chaleur parasite (effet d'ailette) qui, selon les conditions, refroidit ou réchauffe le point à mesurer.

L'utilisation de tels capteurs fluxmétriques, de type bouchon ou non s'appuie sur l'hypothèse d'un flux de chaleur monodimensionnel au voisinage de la surface à caractériser. Certains auteurs ont eu recours à l'ajout d'une couche d'isolant (céramique, résine ...) sur toute la surface latérale du capteur pour s'assurer du caractère unidirectionnel du flux estimé. ENOMOTO [49] a mis en évidence numériquement que la présence d'une couche d'isolant perturbait significativement les isothermes de la paroi. Le champ de température que l'on mesure et, par conséquent, le flux que l'on estime, sont différents de ceux qui prévalent en l'absence du capteur. Il est donc nécessaire de ne pas isoler la surface latérale du capteur si on veut obtenir une estimation exploitable des conditions thermiques superficielles.

Des études numériques ont montré que l'utilisation de capteurs constitués d'un matériau de nature différente de la paroi dans laquelle ils sont implantés modifie notablement la forme des isothermes dans celle-ci. Cela a pour origine le phénomène de macrostriction induit par la différence de conductivité thermique entre les deux matériaux. Ainsi, les mesures de température obtenues avec les thermocouples de ces capteurs ne sont pas représentatives des celles que l'on aurait obtenues en l'absence du capteur. On introduit un biais dans l'estimation de la température et du flux superficiels qui peut être très important dans le cas où les deux matériaux, paroi – corps du capteur, sont très différents.

Enfin, la présence même du thermocouple dans la paroi génère des phénomènes de macrostriction car il est généralement de nature différente du corps du capteur. Dans la littérature, on a souvent fait l'hypothèse que l'essentiel de la perturbation due au caractère intrusif de l'instrumentation était lié à l'ajout de matière alors qu'il est finalement légitime de

l'attribuer à l'enlèvement de matière. En effet, les trous et rainures usinés pour accueillir les fils de thermocouple sont plus importants en volume que les fils de thermocouple eux-mêmes.

4.2.2.5. Temps de réponse du capteur

Si on considère que la température mesurée à l'instant initial n'est pas celle de la paroi, le temps de réponse du capteur peut être défini par convention comme l'instant à partir duquel le thermocouple le plus éloigné de la surface restitue du milieu à mieux que 95%. En effet, toute variation des conditions thermiques superficielles ne se propage pas instantanément au cœur de la paroi. Il s'ensuit que le thermocouple le plus éloigné de la surface présente le grand retard par rapport à l'événement thermique en surface.

Le temps de réponse dépend de la précision de la position du thermocouple 2, du diamètre de ce dernier (temps de mise en régime de la soudure chaude) et de la nature de la paroi. Pour réduire le temps de réponse on peut jouer sur ces trois paramètres individuellement ou simultanément, en rapprochant le thermocouple de la surface et/ou en diminuant le diamètre des fils du thermocouple et/ou en augmentant la diffusivité de la paroi. En pratique, on prend, afin de minimiser le temps de réponse du capteur $12r_c < x_2 < 20 r_c$ [46]. Si ce dernier n'a pas d'importance particulière comme dans le cas des phénomènes transitoires lents, alors on peut prendre $x_2 > 20 r_c$

4.2.2.5. Instrumentation thermique et mécanique

Pour notre cas d'étude, on installe sur chacun des cylindres mis en contact intermittent quatre thermocouples situés à 1, 4, 7 et 10 mm de l'interface.

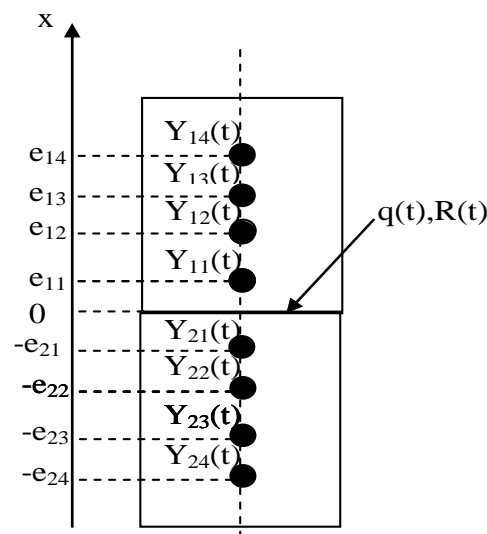


Figure 4.4 Schéma d'implantation des thermocouples

Le diamètre de chaque trou est de 400 microns, les trous sont réalisés par électroérosion. Les thermocouples sont de type K (Chromel-alumel), aussi pour le contrôle de la température du barreau chaud on prévoit le même type de thermocouple dans la chauffelette. En ce qui concerne l'instrumentation mécanique la vitesse de rotation est mesuré et contrôlé par un variateur de vitesse couplé à la commande du moteur. Quant à l'effort du contact, il est mesuré au moyen d'un capteur piézoélectrique de type Kissler.

4.3. METHODE SEQUENTIELLE DE BECK

Pour le dépouillement du terme fluctuant, nous avons opté pour la technique de conduction inverse de J. V. BECK [22]. Nous présentons d'abord le principe de la méthode dans le cas général du régime variable avant de l'appliquer au cas particulier du régime périodique établi.

4.3.1 Principe de la méthode

4.3.1.1- Formulation du problème

Il s'agit de déterminer une condition surfacique dans un problème du transfert de chaleur 1-D par conduction, dans une paroi d'épaisseur L :

$$\left\{ \begin{array}{l} T_t(x,t) = aT_{xx}(x,t) \quad \text{pour } 0 < x < L; 0 < t < t_f \\ -\lambda T_x(0,t) = q(t) \quad \text{pour } 0 < t < t_f \\ T(L,t) = f(t) \quad \text{pour } 0 < t < t_f \\ T(x,0) = T_0(x) \quad \text{pour } 0 < x < L \end{array} \right. \quad (4.1)$$

les paramètres a et λ , le champ initial $T_0(x), 0 < x < L$ et la température $f(t)$ en $x = L$, sont supposés connus. On veut déterminer la densité de flux $q(t)$ en $x = 0$ ainsi que la température superficielle $T(0,t)$.

L'information additionnelle nécessaire est apportée par J relevés de température $Y_i(t_k), t_k = k\Delta t ; i = 1, \dots, J ; k = 1, \dots, M$, réalisés dans la paroi aux emplacements d'abscisse $x_i \in [0, L]$. Le capteur n° J est situé en $x = L$, de sorte que $f = Y_J$. Le pas de temps est tel que $M \cdot \Delta t = t_f$ où t_f est le temps de calcul nécessaire.

Le problème direct se résout par une méthode numérique aux différences finies. Un schéma implicite pour discrétiser le temps est préférable. Dans la suite, on note :

Δx le pas d'espace

$x_i = i\Delta x, \quad i = 0, 1, \dots, N$ les noeuds du maillage spatial

$T_i^k = T(x_i, t_k)$ la solution calculée aux noeuds

4.3.1.2 - Description de la méthode séquentielle

Elle est basée sur les concepts de "spécification de fonction" et de "pas de temps futur". Les détails de la méthode sont décrits dans l'ouvrage. L'algorithme séquentiel pour déterminer $q(t_k) = q^k, k = 1, \dots, M$ peut se résumer comme suit :

a) à l'instant t_n , on suppose connus :

- le champ de température $T_i^n = T(x_i, t_n), \quad i = 0, 1, \dots, N$

- la densité de flux q^n

- les relevés de température $Y_j^{n+k}, j = 1, \dots, J; k = 1, \dots, r$, où r désigne un nombre de pas de temps futur.

b) la valeur q^{n+1} s'obtient alors par les relations suivantes :

$$q^{n+1} = q^n + \sum_{k=1}^r \sum_{j=1}^J K_j^k [Y_j^{n+k} - V_j^{n+k}] \quad (4.2)$$

avec K_j^k = gain calculé à partir des coefficients de sensibilité de la température aux points de mesure (sensibilité / flux en $x = 0$)

et V_j^{n+k} = température calculée à l'emplacement du capteur n° j , en résolvant le problème direct sur l'intervalle de temps $[t_n, t_{n+r}]$. Cette résolution est effectuée en *spécifiant* a priori l'évolution du flux sur cet intervalle, en pratique il suffit de prendre une évolution constante : $q^{k+n} = Cte, k = 1, \dots, r$

c) on en déduit le champ de température $T_i^{n+1} = T(x_i, t_{n+1}), \quad i = 0, 1, \dots, N$

d) le calcul est répété tant que $t_{n+r} < t_{M+1}$ = instant final.

Le choix du paramètre r est essentiel pour assurer la stabilité de l'algorithme. Stabilité signifie que l'incertitude sur l'estimation du flux due aux erreurs de mesures n'est pas amplifiée. En pratique, on prendra r le plus faible possible, en effet en augmentant r on stabilise l'algorithme mais on biaise la solution.

Le calcul des coefficients K_j^k est détaillé dans. On décrit dans la suite le principe de ce calcul dans le cas de l'équation linéaire.

4.3.1.3 Principe de la méthode

Soit $q = Cte$, et $\theta(x, t; q)$ la solution du problème direct :

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta_t(x, t) = a\theta_{xx}(x, t), 0 < x < L; t_n < t < t_{n+r} \\ -\lambda\theta_x(0, t) = q, t_n < t < t_{n+r} \\ \theta(L, t) = Y_{J+1}(t), t_n < t < t_{n+r} \\ \theta(x, 0) = T_n(x), 0 < x < L \end{array} \right. \quad (4.3)$$

On introduit la fonction résidu $Z(q)$:

$$Z(q) = \sum_{k=1}^r \sum_{j=1}^J [\theta_j^{n+k}(q) - Y_j^{n+k}]^2 \quad (4.4)$$

La valeur optimale de q qui minimise $Z(q)$, notée \hat{q} , satisfait la relation :

$$\frac{dZ}{dq}(\hat{q}) = 0 \quad \text{c'est-à-dire :} \quad \sum_{k=1}^r \sum_{j=1}^J [\theta_j^{n+k}(\hat{q}) - Y_j^{n+k}] \frac{\partial \theta_j^{n+k}(\hat{q})}{\partial q} = 0$$

Pour obtenir θ la solution du problème direct et donc \hat{q} , il est commode d'utiliser la linéarité de l'équation, et d'exprimer θ sous la forme d'une somme :

$$\theta = v + w \quad (4.5)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} v_t(x, t) = av_{xx}(x, t), 0 < x < L; t_n < t < t_{n+r} \\ -\lambda v_x(0, t) = q - q^*, t_n < t < t_{n+r} \\ v(L, t) = 0, t_n < t < t_{n+r} \\ v(x, t; q) = 0, 0 < x < L \end{array} \right. \quad (4.6)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} w_t(x,t) = aw_{xx}(x,t), 0 < x < L; t_n < t < t_{n+r} \\ -\lambda w_x(0,t) = q^*, t_n < t < t_{n+r} \\ w(L,t) = Y_{J+1}(t), t_n < t < t_{n+r} \\ w(x,t; q) = T_n(x), 0 < x < L \end{array} \right. \quad (4.7)$$

où q^* est une constante quelconque, éventuellement nulle.

La dérivée $S_j^{n+k} = \frac{\partial \theta_j^{n+k}}{\partial q}$ est solution des équations de sensibilité :

$$\left\{ \begin{array}{l} S_t(x,t) = aS_{xx}(x,t), 0 < x < L; t_n < t < t_{n+r} \\ -\lambda S_x(0,t) = 1, t_n < t < t_{n+r} \\ S(L,t) = 0, t_n < t < t_{n+r} \\ S(x,t_n) = 0, 0 < x < L \end{array} \right. \quad (4.8)$$

La linéarité des équations entraîne : $v_i^{n+k} = (q - q^*)S_i^{n+k}$

posons $\Delta q = (q - q^*)$, on obtient alors : $\theta_i^{n+k} = \Delta q S_i^{n+k} + w_i^{n+k}$ (4.9)

$$\frac{dZ}{dq} = \sum_{k=1}^r \sum_{j=1}^J [\Delta q S_i^{n+k} + w_i^{n+k} - Y_j^{n+k}] S_j^{n+k} \quad (4.10)$$

et la solution optimale $\Delta \hat{q}$ vérifie les relations:

$$\sum_{k=1}^r \sum_{j=1}^J [\Delta \hat{q} S_i^{n+k} + w_i^{n+k} - Y_j^{n+k}] S_j^{n+k} = 0 \quad (4.11)$$

$$\Delta \hat{q} \sum_{k=1}^r \sum_{j=1}^J [S_j^{n+k}]^2 = - \sum_{k=1}^r \sum_{j=1}^J [w_j^{n+k} - Y_j^{n+k}] S_j^{n+k} \quad (4.12)$$

$$\Delta \hat{q} = - \frac{\sum_{k=1}^r \sum_{j=1}^J [w_j^{n+k} - Y_j^{n+k}] S_j^{n+k}}{\sum_{k=1}^r \sum_{j=1}^J [S_j^{n+k}]^2} \quad (4.13)$$

finalement, en posant :

$$K_j^k = \frac{S_j^k}{\sum_{k=1}^r \sum_{j=1}^J [S_j^k]} \quad (4.14)$$

on obtient :

$$\hat{q} = q^* + \sum_{k=1}^r \sum_{j=1}^J [Y_j^{n+k} - w_j^{n+k}] K_j^{n+k} \quad (4.15)$$

4.3.1.4 Algorithme de calcul

En prenant $q^* = q^n$, alors w_j^{n+k} est la prédiction de la température basée sur l'estimation q^n de la densité de flux. Notons $\hat{T}^{n+k/n}(x)$ cette estimée, la procédure séquentielle pour déterminer q^{n+1} comporte alors 3 étapes :

Etant donnés :

- le champ de température $T_i^n = T(x_i, t_n)$, $i = 0, 1, \dots, N$
- la densité de flux q^n
- les relevés de température Y_j^{n+k} , $j = 1, \dots, J$; $k = 1, \dots, r$,

Tant que $t_{n+r} < t_{M+1}$, répéter :

étape 1: Calculer $\hat{T}^{n+k/n}(x)$, $k = 1, \dots, r$, solution du problème direct :

$$\left\{ \begin{array}{l} \hat{T}_t(x, t) = a \hat{T}_{xx}(x, t), 0 < x < L; t_n < t < t_{n+r} \\ - \lambda \hat{T}_x(0, t) = q^n, t_n < t < t_{n+r} \\ \hat{T}(L, t) = Y_{J+1}, t_n < t < t_{n+r} \\ \hat{T}(x, t_n) = T^n(x), 0 < x < L \end{array} \right. \quad (4.16)$$

étape 2 : Calculer q^{n+1} :

$$q^{n+1} = q^n + \sum_{k=1}^r \sum_{j=1}^J [Y_j^{n+k} - \hat{T}_j^{n+k}] K_j^{n+k} \quad (4.17)$$

étape 3 : Calculer $T^{n+1}(x)$:

$$T_i^{n+1} = \hat{T}_i^{n+1} + (q^{n+1} - q^n) S_i^1, i = 1, \dots, N+1 \quad (4.18)$$

On observe que la valeur de q^{n+1} dépend du passé par q^n et $T^n(x)$, et du présent et du futur par les mesures Y_j^{n+k} , $j = 1, \dots, J+1$, $k = 1, \dots, r$. La détermination séquentielle du flux s'effectue donc en retard des mesures de température, la période de ce retard est égale au produit $r\Delta t$.

4.3.2 Difficultés liées aux problèmes inverses en conduction de la chaleur

Généralement, lorsque des conditions sur une frontière sont inconnues et restent inaccessibles à la mesure, on peut les déterminer à l'aide d'une méthode de conduction inverse. Pour cela, il faut des mesures de température en un ou plusieurs points judicieusement choisis. Les enregistrements de température en ces points doivent être d'une très grande qualité car malheureusement, dans un problème inverse, de petites variations des données entraînent de grandes variations des paramètres recherchés. C'est ce qui fait leur caractère de *problème mal posé*.

En pratique, l'emplacement des capteurs étant fixé, les difficultés liées au dépouillement de mesure par technique inverse sont dues essentiellement au choix d'un pas de temps optimal et au rapport bruit sur signal que présentent les enregistrements de température.

Le problème est d'autant plus instable que le pas de temps est petit. En effet un petit pas de temps permet de mieux décrire les évolutions des paramètres recherchés mais en même temps il implique une grande sensibilité aux erreurs de mesure. Le recours nécessaire aux pas de temps futurs permet de stabiliser la solution (notamment en présence de bruit) mais il introduit un biais dans cette dernière qu'il faut savoir maîtriser. Une des difficultés principales des problèmes inverses en conduction consiste donc à trouver le meilleur compromis entre la sensibilité aux erreurs et le biais introduit dans la solution.

Pour aider au choix du pas de temps dans le cas des problèmes inverses monodimensionnels, il a été défini un pas de temps adimensionnel caractéristique :

$\Delta t^* = a\Delta t/E^2$, c'est un nombre de Fourier où Δt est le pas de discrétisation temporelle du paramètre recherché (température ou densité de flux), a la diffusivité du matériau support et E la distance entre la surface à caractériser et le thermocouple le plus le plus proche. Le problème est d'autant mal posé, c'est à dire sensible aux erreurs de mesure que la distance thermocouple-surface est grande, que la diffusivité sera faible et que le pas de temps est petit.

L'étude des coefficients de sensibilité a montré que:

- pour $\Delta t^* > 10^{-2}$, la résolution ne pose pas de problème particulier car l'amplification des erreurs de mesure est faible, mais pour cela le rapport bruit sur signal doit être suffisamment faible.

- pour $\Delta t^* < 10^{-3}$, La résolution du problème inverse est très délicate et ne peut se faire qu'avec des mesures très peu bruitées (rapport bruit sur signal très petit) et en introduisant un biais important.

- pour $10^{-2} < \Delta t^* < 10^{-3}$, il faut trouver le bon compromis entre biais et stabilité. De plus et sauf pour des mesures de grande qualité effectuées en laboratoire, il est nécessaire de procéder à un lissage des enregistrements pour éliminer les bruits liés aux hautes fréquences.

4.3.3 Validation du problème inverse :

La validation du problème inverse correspond via le problème direct, à l'estimation d'un flux de chaleur connu. Cette validation se fait en calculant avec le problème direct l'évolution de la température en deux points, emplacement des deux thermocouples instrumentés, d'une paroi à la surface de laquelle on impose un flux de chaleur sous une forme connue. Ces évolutions de températures sont ensuite utilisées pour estimer, par calcul inverse le flux de chaleur en surface de la paroi. La comparaison entre le flux de chaleur imposé et le flux de chaleur estimé permet de valider ou non la méthode inverse mise en place. La fiabilité de la méthode inverse est testé sur deux profils de flux de chaleur, le premier sous de forme de créneau et le deuxième sous forme d'échelon. Ce choix repose sur la nécessité de connaître la réaction de la méthode inverse tout d'abord dans le cas d'un flux échelon correspondant à la situation la plus simple, puis on teste le cas de flux sous forme de créneau correspondant à notre cas, le contact intermittent, les hypothèses retenues pour le problème direct sont :

- La densité de flux imposée, pour le cas d'échelon on prend $\varphi = 10^5 \text{ W/m}^2$, pour le cas de flux sous forme de créneau φ varie de 10^5 W/m^2 à -10^5 W/m^2
- L'autre coté du barreau on impose une deuxième condition au limite $T = 100 \text{ }^\circ\text{C}$
- On utilise comme matériau du barreau de l'acier dont la diffusivité est $a = 1.39 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$
- Les positions d'implantations des thermocouples sont $x_1 = 1 \text{ mm}$ et $x_2 = 3 \text{ mm}$.
- Le temps de calcul est fixé à $t = 1 \text{ s}$
- La longueur du barreau est $L = 12 \text{ mm}$,

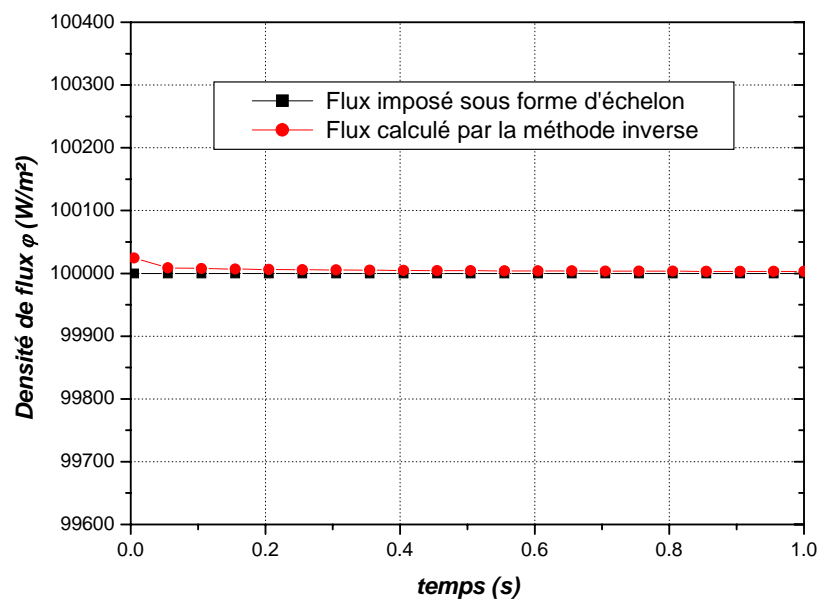


Figure 4.5 Validation de la méthode inverse à partir d'un flux imposé sous forme d'échelon

Les résultats de vérification de la méthode inverse montrent que pour les deux situations d'études, le flux calculé par la méthode inverse concorde bien avec le flux imposé, dans la figure 4.5 on présente la première situation où le flux imposé est constant. Dans la figure 4.6 on présente la situation de flux imposé sous forme de créneau.

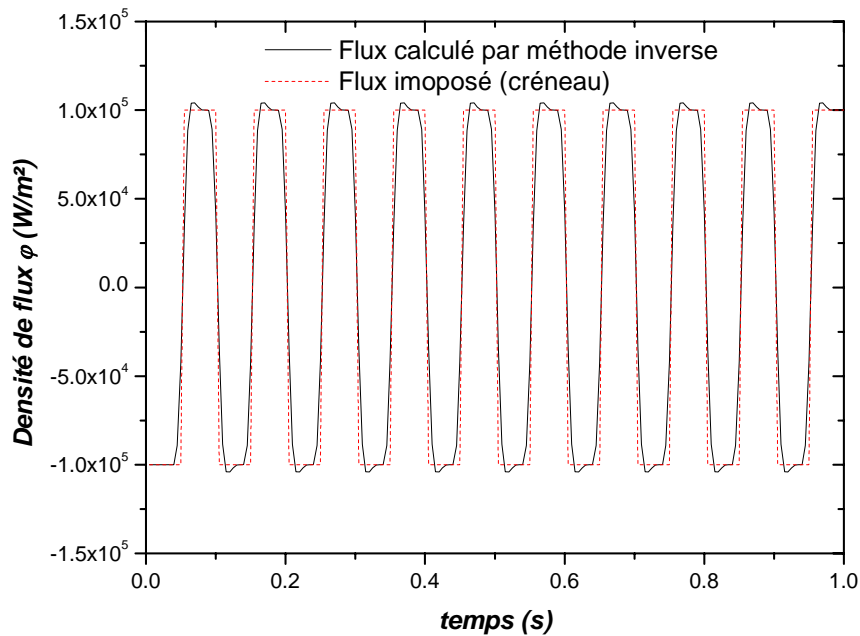


Figure 4.6 Validation de la méthode inverse à partir d'un flux imposé sous forme de créneau

Choix du pas de temps :

Nous avons discrétisé le problème au moyen du schéma aux différences finies pondéré, de telle sorte que l'on puisse appliquer facilement, soit le schéma de Crank Nicholson (variable de pondération = 1/2), soit le schéma implicite pur (variable de pondération = 1). Nous avons retenu Crank Nicholson.

Nous allons prendre trois positions différentes du thermocouple le plus proche et ce pour voir son influence sur le nombre de Fourier. Les trois valeurs sont respectivement 1mm, 2 mm et 3mm. On prend le pas de temps $\Delta t = 0.007$, le matériau utilisé est l'acier, on obtient le résultat suivant :

Pour $x_1 = 1$ mm

$$\Delta t^* = \frac{a \cdot \Delta t}{E_1^2} = \frac{1.39 \cdot 10^{-5} \cdot 0.007}{(1.10^{-3})^2} = 0.0978$$

Pour $x_1 = 2$ mm

$$\Delta t^* = \frac{a \cdot \Delta t}{E_1^2} = \frac{1.39 \cdot 10^{-5} \cdot 0.007}{(2 \cdot 10^{-3})^2} = 0.0244$$

Pour $x_1 = 3$ mm

$$\Delta t^* = \frac{a \cdot \Delta t}{E_1^2} = \frac{1.39 \cdot 10^{-5} \cdot 0.007}{(3 \cdot 10^{-3})^2} = 0.0109$$

On constate que pour les trois cas de position le nombre de fourrier reste supérieur à 0.01 et la résolution ne pose aucun problème particulier, ainsi le thermocouple le plus proche donne une réponse correcte, et on peut prendre un nombre de points par période plus grand. Ces résultats montre que l'instrumentation des capteurs a été réalisée dans la perspective d'un dépouillement par technique inverse. Dans l'hypothèse où le thermocouple le plus proche est perdu, en principe le dépouillement avec les deux derniers qui restent ne pose pas de problème

On récapitule, nous avons présenté le principe de mesure envisagé pour la détermination des paramètres à l'interface du contact intermittent. Ce principe est assez conventionnel, mais il bénéficie des résultats d'une analyse théorique qui optimise l'instrumentation et le dépouillement des mesures par technique inverse non linéaire unidirectionnelle.

Chapitre V

Mise en œuvre expérimentale

L'étude d'un dispositif expérimental capable de reproduire au mieux, le contact intermittent aux hypothèses de notre problème, est nécessaire. Un tel dispositif permettra de ressortir les phénomènes mis en jeux lors de ce type de contact. Dans la première partie de ce chapitre on présente la description détaillée du dispositif choisi. Dans la deuxième partie on présente l'étude mécanique du contact intermittent. On s'intéresse tout d'abord à la géométrie de transmission et plus précisément celle de la came et du galet, puis on étudiera les différentes sollicitations de chargement mécaniques.

5.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif présenté dans la figure 5.1 permet de mettre en contact intermittent deux barreaux. Il a été conçu spécialement pour répondre aux hypothèses de notre problème. La variation du coefficient de partage de la période de contact est assurée par un système arbre à came. La variation de la fréquence est assurée par un variateur de vitesse qui actionne la commande d'un moteur électrique aux valeurs de fréquences recommandées. Le système que nous proposons est assez complexe dans son ensemble, beaucoup de pièces ont été intégré dans le système, et ce afin de réaliser un dispositif plus fin qui garantit les hypothèses du problème de contact intermittent. Les dispositifs qui ont été réalisés à ce jour ne garantissent une bonne planéité du contact, et les durées de contact et de non contact ne sont pas respectées (défauts des systèmes pneumatiques).

Les deux barreaux mis en contact sont isolés latéralement. Le barreau chaud se trouve au dessus du barreau froid. La transmission de la chaleur en tête du barreau est assurée par une résistance électrique de 6 W. Le barreau du dessous est refroidi en bas par un jet d'eau à la température ambiante. Le barreau froid est assemblé dans un mécanisme lui permettant d'avoir deux degré de liberté, deux rotations sur deux axes orthogonaux, ce qui permettra s'assurer à l'interface un contact plan, ce type de mécanisme est similaire au mécanisme du cardon des véhicules. Le barreau chaud a un degré de liberté, une translation qui permettra le contact avec le barreau froid. Le déplacement vertical du barreau chaud est assuré par deux comes via un mécanisme qui comporte deux galets, la vis de fixation du barreau et de la boîte chaude. Le contact intermittent à l'interface s'effectue lorsque le profil circulaire de la came est en contact avec le galet, lorsque le profil non circulaire de la came est en contact avec le galet, les deux barreaux sont au repos (non contact), cette situation est assurée par le rappel de la rondelle Belleville, au repos les deux barreaux seront distant de 1 mm. Le dispositif permet aussi d'effectuer des contacts intermittents sous différentes charges cela est assuré par un

système de serrage, le contrôle de la charge est effectué par un capteur d'effort qui se trouve dans la partie inférieure contenant le barreau froid. La came est assemblée à un système d'embrayage, entre l'accouplement du moteur et l'embrayage on a installé un volant d'inertie. De part et d'autre de l'interface de contact on a installé des thermocouples de mesures, les signales sont traités dans une chaîne d'acquisition.

Caractéristique de quelques éléments du dispositif:

- Barreau 1 et 2 : la matière changeable, diamètre 12 mm, avec des sections de logements
- Came : matière 35 NCD 16, trempe à l'air 850 °C, revenu à 200 °C
- Arbre à came matière 32 NCD 8, trempe à l'air 850 °C, revenu à 200 °C
- Rondelle Belleville : raideur 2200 N/mm²
- Tube de réfrigération : en cuivre
- Moteur électrique : Puissance
- Galet : 32 NCD 8, trempe à l'air 850 °C, revenu à 200 °C

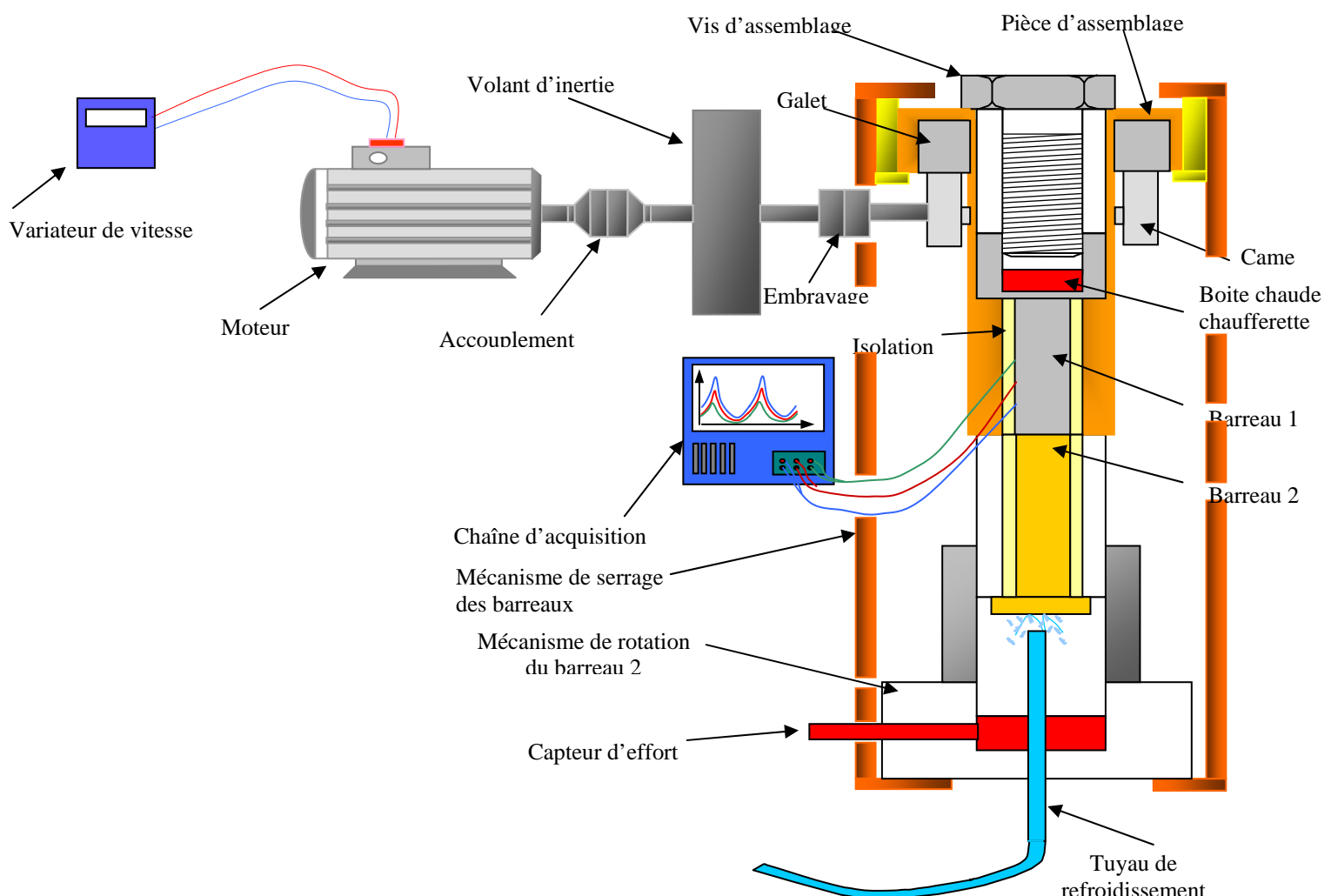


Figure 5.1 Dispositif expérimental du contact intermittent

5.2 PROCEDURE DE MISE EN DEMARRAGE :

Le démarrage de ce dispositif nécessite une attention particulière, compte tenu des régimes prévus dans les essais. Le moteur démarre seul avant la mise en accouplement avec le mécanisme de mise en contact, La raideur du ressort étant très importante, donc un grand effort vient sur la came, il y a aucun problème lorsque le régime de fonctionnement est atteint, l'inertie du système emporte il y aura un équilibre et la mise en service du dispositif s'effectuera en toute sécurité par un système d'embrayage. Ainsi la présence d'une roue d'inertie allégera le dispositif, avec des sollicitations mécaniques admissibles.

5.3 ETUDE CINEMATIQUE

La réalisation du dispositif du contact intermittent nécessite une étude mécanique qui permet de déterminer les trajectoires des axes en mouvements, on s'intéresse plus particulièrement à connaître les efforts appliqués entre le galet et la came. A travers l'étude cinématique on envisage de faire sortir la forme géométrique adéquate de la came qui permettra d'une part d'assurer le contact intermittent au paramètre du problème, le coefficient de partage de la période sera imposé, d'autre part l'étude doit permettre à la forme géométrique de la came de pouvoir adhéré le long du mouvement avec la galet. Nous commençons tout d'abord à mettre les repères relatifs aux deux pièces en mouvement le galet et la came. Ces deux pièces assurent la transmission du mouvement de contact intermittent. Dans la figure 5.2 on présente la position de la came par rapport au galet à l'instant initial juste, avant que le galet entre en contact avec le profil non circulaire de la came. Le repère de la came est (O_1, \vec{x}, \vec{y}) et celui du galet est (O_1, \vec{X}, \vec{Y}) . e représente la position du galet par rapport à la came dans le repère vertical du mouvement, dans notre cas l'axe de position verticale du mouvement est O_1x . Le rayon de la came est r_1 celui du galet est r_2

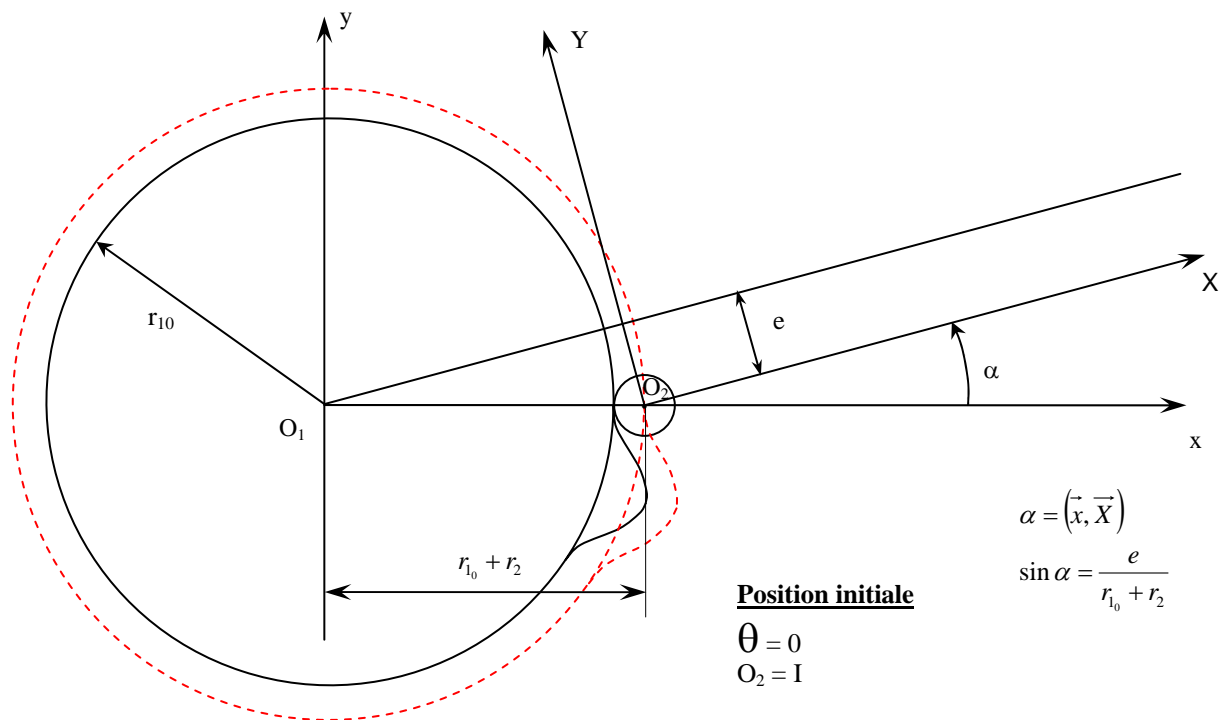


Figure 5.2 Repère de la came et du galet

Lorsque la came se met en mouvement (rotation), l'axe du galet O_2 , donc le galet se déplacera suivant la direction O_2X ainsi comme il est désigné dans la figure 5.3, on va mettre deux repères liés au centre de la came, l'un passe par le premier point du profil non circulaire de la came (O_1, \vec{u}, \vec{v}) , le deuxième passe par le centre du galet $(O_1, \vec{u}_2, \vec{v}_2)$.

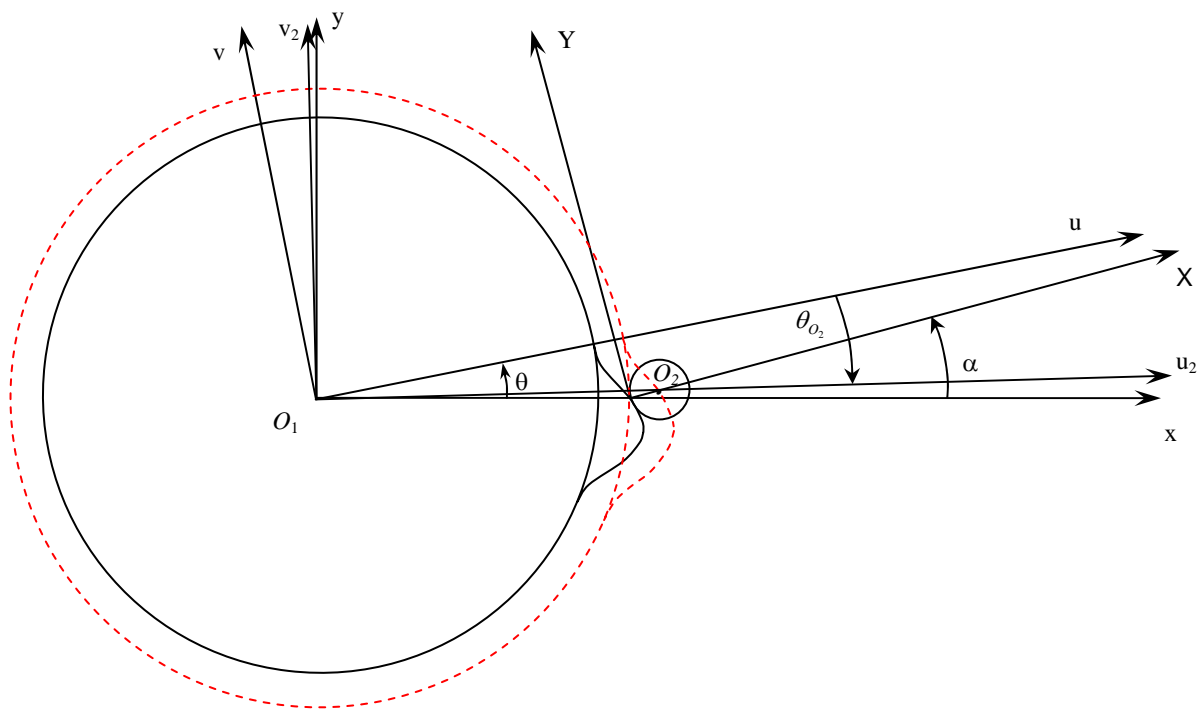


Figure 5.3. Déplacement du galet et de la came

Cas général : x quelconque

5.3.1 Trajectoire de O_2 dans le repère (O_1, \vec{u}, \vec{v})

$$\overrightarrow{O_1 O_2} = \overrightarrow{O_1 I} + \overrightarrow{I O_2} = (r_{1_0} + r_2) \vec{x} + X \vec{X} \quad (5.1)$$

Or dans le repère (O_1, \vec{u}, \vec{v}) lié à la came

$$(\vec{u}, \vec{x}) = -\theta \Rightarrow \vec{x} = e^{-i\theta}$$

$$\text{et } (\vec{u}, \vec{X}) = (\vec{u}, \vec{x}) + (\vec{x}, \vec{X}) = \alpha - \theta \Rightarrow \vec{X} = e^{i(\alpha - \theta)}$$

$$\Rightarrow \overrightarrow{O_1 O_2} = (r_{1_0} + r_2) e^{-i\theta} + X e^{i(\alpha - \theta)} \quad (5.2)$$

$$\Rightarrow \overrightarrow{O_1 O_2} = \sqrt{(r_{1_0} + r_2 + X)^2 - 4X(r_{1_0} + r_2) \sin^2 \left(\frac{\alpha - \theta + \theta}{2} \right)} e^{i \operatorname{Arctg} \left(\frac{X \sin(\alpha - \theta) - (r_{1_0} + r_2) \sin \theta}{X \cos(\alpha - \theta) + (r_{1_0} + r_2) \cos \theta} \right)}$$

$$\text{Or : } X \sin(\alpha - \theta) - (r_{1_0} + r_2) \sin \theta = X \sin \alpha \cos \theta - (X \cos \alpha + r_{1_0} + r_2) \sin \theta$$

$$= \sqrt{X^2 \sin^2 \alpha + (X \cos \alpha + r_{1_0} + r_2)^2} \left[\frac{X \sin \alpha}{\sqrt{X^2 \sin^2 \alpha + (X \cos \alpha + r_{1_0} + r_2)^2}} \cos \theta - \frac{X \cos \alpha + r_{1_0} + r_2}{\sqrt{X^2 \sin^2 \alpha + (X \cos \alpha + r_{1_0} + r_2)^2}} \sin \theta \right]$$

De même :

$$X \cos(\alpha - \theta) + (r_{1_0} + r_2) \cos \theta = X \sin \alpha \sin \theta + (X \cos \alpha + r_{1_0} + r_2) \cos \theta$$

$$= \sqrt{X^2 \sin^2 \alpha + (X \cos \alpha + r_{1_0} + r_2)^2} \left[\frac{X \sin \alpha}{\sqrt{X^2 \sin^2 \alpha + (X \cos \alpha + r_{1_0} + r_2)^2}} \sin \theta + \frac{X \cos \alpha + r_{1_0} + r_2}{\sqrt{X^2 \sin^2 \alpha + (X \cos \alpha + r_{1_0} + r_2)^2}} \cos \theta \right]$$

Soit en posant

$$\begin{cases} \sin \beta = \frac{X \sin \alpha}{\sqrt{X^2 \sin^2 \alpha + (X \cos \alpha + r_{1_0} + r_2)^2}} \\ \cos \beta = \frac{X \cos \alpha + r_{1_0} + r_2}{\sqrt{X^2 \sin^2 \alpha + (X \cos \alpha + r_{1_0} + r_2)^2}} \end{cases} \Rightarrow \operatorname{tg} \beta = \frac{X \sin \alpha}{X \cos \alpha + r_{1_0} + r_2} \quad (5.3)$$

$$\Rightarrow \frac{X \sin(\alpha - \theta) - (r_{1_0} + r_2) \sin \theta}{X \cos(\alpha - \theta) + (r_{1_0} + r_2) \cos \theta} = \frac{\sin \beta \cos \theta - \cos \beta \sin \theta}{\sin \beta \sin \theta + \cos \beta \cos \theta} = \frac{\sin(\beta - \theta)}{\cos(\beta - \theta)} = \operatorname{tg}(\beta - \theta)$$

Donc si l'on pose dans (O_1, \vec{u}, \vec{v}) : $\overrightarrow{O_1 O_2} = r_{O_2} e^{i\theta_{O_2}}$ alors on a

$$r_{O_2} = \sqrt{(r_{1_0} + r_2 + X)^2 - 4X(r_{1_0} + r_2) \sin^2 \left(\frac{\alpha}{2} \right)} \quad (5.4)$$

$$\text{et } \theta_{O_2} = (\vec{u}, \overrightarrow{O_1 O_2}) = \beta - \theta \quad (5.5)$$

Vecteur normal \vec{n} à la trajectoire de O_2 en O_2 dans le repère $(O_1, \vec{u}_2, \vec{v}_2)$

Posons

$$\overrightarrow{O_1 O_2} = r_{O_2} \vec{u}_2 \Rightarrow \vec{u}_2 = e^{i\theta_{O_2}} \text{ dans } (O_1, \vec{u}, \vec{v})$$

$$\text{Nota : On a vu que } \theta_{O_2} = \beta - \theta \Rightarrow \beta = \theta_{O_2} + \theta = (\vec{u}, \vec{u}_2) + (\vec{x}, \vec{u}) = (\vec{x}, \vec{u}_2)$$

Le vecteur directeur de la tangente en O_2 est défini par :

$$\frac{d\overrightarrow{O_1 O_2}}{d\theta_{O_2}} = \frac{dr_{O_2}}{d\theta_{O_2}} \vec{u}_2 + r_{O_2} \vec{v}_2 \text{ avec } \vec{u}_2 = e^{i\theta_{O_2}} \text{ et } \vec{v}_2 = e^{i(\theta_{O_2} + \pi/2)} \text{ dans } (O_1, \vec{u}, \vec{v})$$

Le vecteur unitaire tangent est donc :

$$\vec{t} = \frac{\frac{dr_{O_2}}{d\theta_{O_2}}}{\sqrt{\left(\frac{dr_{O_2}}{d\theta_{O_2}}\right)^2 + r_{O_2}^2}} \vec{u}_2 + \frac{r_{O_2}}{\sqrt{\left(\frac{dr_{O_2}}{d\theta_{O_2}}\right)^2 + r_{O_2}^2}} \vec{v}_2 \quad (5.6)$$

on en déduit :

$$\vec{n} = -\frac{r_{O_2}}{\sqrt{\left(\frac{dr_{O_2}}{d\theta_{O_2}}\right)^2 + r_{O_2}^2}} \vec{u}_2 + \frac{\frac{dr_{O_2}}{d\theta_{O_2}}}{\sqrt{\left(\frac{dr_{O_2}}{d\theta_{O_2}}\right)^2 + r_{O_2}^2}} \vec{v}_2 \quad (5.7)$$

$$\text{Or : } \frac{dr_{O_2}}{d\theta_{O_2}} = \frac{dr_{O_2}}{dX} \frac{dX}{d\theta} \frac{d\theta}{d\theta_{O_2}}$$

Avec

$$\frac{dr_{O_2}}{dX} = \frac{d}{dX} \left[\sqrt{r_{O_2}^2} \right] = \frac{1}{2r_{O_2}} \frac{d}{dX} \left[r_{O_2}^2 \right] = \frac{(r_{i_0} + r_2 + X) - 2(r_{i_0} + r_2) \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{r_{O_2}}$$

Et

$$\theta_{O_2} = \beta - \theta \Rightarrow \frac{d\theta_{O_2}}{d\theta} = \frac{d(\beta - \theta)}{d\theta} = \frac{d\beta}{d\theta} - 1 = \frac{d\beta}{dX} \frac{dX}{d\theta} - 1 \Rightarrow \frac{dX}{d\theta} \frac{d\theta}{d\theta_{O_2}} = \frac{dX}{d\theta} \left[\frac{1}{\frac{d\beta}{dX} \frac{dX}{d\theta} - 1} \right] = \frac{1}{\frac{d\beta}{dX} - \frac{1}{\frac{dX}{d\theta}}}$$

Or si on pose

$$U(X) = \text{tg}\beta = \frac{X \sin \alpha}{X \cos \alpha + r_{i_0} + r_2}$$

alors

$$\beta = \text{Arctg}(U(X))$$

et

$$\begin{aligned} \frac{d\beta}{dX} &= \frac{d\beta}{dU} \frac{dU}{dX} = \frac{1}{1+U^2} \frac{dU}{dX} \\ \Rightarrow \frac{d\beta}{dX} &= \frac{1}{1+\text{tg}^2\beta} \frac{\sin \alpha (X \cos \alpha + r_{i_0} + r_2) - X \sin \alpha \cos \alpha}{(X \cos \alpha + r_{i_0} + r_2)^2} = \frac{(r_{i_0} + r_2) \sin \alpha}{(1+\text{tg}^2\beta)(X \cos \alpha + r_{i_0} + r_2)^2} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \frac{dr_{O_2}}{d\theta_{O_2}} = \frac{(r_{i_0} + r_2 + X) - 2(r_{i_0} + r_2) \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{r_{O_2} \left[\frac{(r_{i_0} + r_2) \sin \alpha}{(1 + tg^2 \beta)(X \cos \alpha + r_{i_0} + r_2)^2} - \frac{1}{\frac{dX}{d\theta}} \right]}$$

avec X et $\frac{dX}{d\theta}$ fonctions du mouvement X que l'on souhaite imposer.

La connaissance de r_{O_2} et de $\frac{dr_{O_2}}{d\theta_{O_2}}$ permet donc de calculer les coordonnées dans

$$(O_1, \vec{u}_2, \vec{v}_2) \text{ de } \vec{n} = n_{u_2} \vec{u}_2 + n_{v_2} \vec{v}_2$$

Avec

$$n_{u_2} = - \frac{r_{O_2}}{\sqrt{\left(\frac{dr_{O_2}}{d\theta_{O_2}}\right)^2 + r_{O_2}^2}} \quad (5.9)$$

$$\text{Et } n_{v_2} = \frac{\frac{dr_{O_2}}{d\theta_{O_2}}}{\sqrt{\left(\frac{dr_{O_2}}{d\theta_{O_2}}\right)^2 + r_{O_2}^2}} \quad (5.10)$$

5.3.2 Coordonnées du point de contact entre la came et galet

La trajectoire du point de contact M dans (O_1, \vec{u}, \vec{v}) va définir le profil de la came.

Elle est définie par une courbe située à une distance r_2 de la trajectoire de O_2

$$\Rightarrow \vec{O_1M} = \vec{O_1O_2} + \vec{O_2M} = r_{O_2} \vec{u}_2 + r_2 \vec{n} = (r_{O_2} + r_2 n_{u_2}) \vec{u}_2 + r_2 n_{v_2} \vec{v}_2$$

Soit sous forme polaire : $\vec{O_1M} = r_M \vec{u}_M = r_M e^{i\theta_{M_2}}$ dans $(O_1, \vec{u}_2, \vec{v}_2)$

$$\text{avec } r_M = \sqrt{(r_{O_2} + r_2 n_{u_2})^2 + (r_2 n_{v_2})^2} \quad (5.11)$$

$$\text{et } \theta_{M_2} = (\vec{u}_2, \vec{O_1M}) = (\vec{u}_2, \vec{u}_M) = \text{Arctg} \left[\frac{r_2 n_{v_2}}{r_{O_2} + r_2 n_{u_2}} \right] \quad (5.12)$$

si l'on pose que $\vec{O_1M} = r_M e^{i\theta_M}$ dans (O_1, \vec{u}, \vec{v}) on a alors

$$\theta_M = (\vec{u}, \vec{u}_M) = (\vec{u}, \vec{u}_2) + (\vec{u}_2, \vec{u}_M) = \theta_{O_2} + \theta_{M_2} \text{ permettant d'obtenir}$$

$$u_M = r_M \cos \theta_M$$

$$v_M = r_M \sin \theta_M$$

A partir des données géométriques d'entrée e , r_{1_0} et r_2 : on calcul $\alpha = \text{Arctg}\left(\frac{e}{r_{1_0} + r_2}\right)$

5.2.3 Rayon de courbure de la came

Le rayon de courbure d'une came en fonction de $r_{O_2}(\theta)$ et les dérivées de θ_{O_2} peut être obtenu à partir de la relation suivante :

$$\rho_{O_2}(\theta) = \frac{r_{O_2}(\theta) r_{O_2}'(\theta) \theta_{O_2}''(\theta) + 2 r_{O_2}'(\theta)^2 \theta_{O_2}'(\theta) - r_{O_2}(\theta) r_{O_2}''(\theta) \theta_{O_2}'(\theta) + r_{O_2}(\theta)^2 \theta_{O_2}'(\theta)^3}{\left(r_{O_2}'(\theta)^2 + r_{O_2}(\theta)^2 \theta_{O_2}'(\theta)^2\right)^{3/2}} \quad (5.13)$$

Maintenant on détermine chaque paramètre de l'équation précédente :

$$\theta_{O_2} = (\vec{u}, \overrightarrow{O_1O_2}) = \beta - \theta \quad (5.14)$$

$$\text{avec } \text{tg} \beta = \frac{X \sin \alpha}{X \cos \alpha + r_{1_0} + r_2} \quad (5.15)$$

$$\text{Dérivées de } r_{O_2} = \sqrt{(r_{1_0} + r_2 + X)^2 - 4X(r_{1_0} + r_2) \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)}$$

$$\bullet \quad r_{O_2}'(\theta) = \frac{dr_{O_2}}{d\theta} = \frac{dr_{O_2}}{dX} \frac{dX}{d\theta}$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{dr_{O_2}}{dX} &= \frac{d}{dX} \left[\sqrt{r_{O_2}^2} \right] = \frac{1}{2r_{O_2}} \frac{d}{dX} [r_{O_2}^2] = \frac{(r_{1_0} + r_2 + X) - 2(r_{1_0} + r_2) \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{r_{O_2}} \\ X \text{ et } \frac{dX}{d\theta} &\text{ fonctions du mouvement imposé} \end{aligned} \right\}$$

$$\Rightarrow r_{O_2}'(\theta) = \frac{(r_{1_0} + r_2 + X) - 2(r_{1_0} + r_2) \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{r_{O_2}} \frac{dX}{d\theta} \quad (5.16)$$

Calcul de la dérivée seconde $r_{O_2}'(\theta)$

$$\bullet \quad r_{O_2}''(\theta) = \frac{d^2 r_{O_2}}{d\theta^2} = \frac{dr_{O_2}'}{d\theta} = \frac{d}{d\theta} \left[\frac{(r_{1_0} + r_2 + X) - 2(r_{1_0} + r_2) \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{r_{O_2}} \right] \frac{dX}{d\theta} + \frac{(r_{1_0} + r_2 + X) - 2(r_{1_0} + r_2) \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{r_{O_2}} \frac{d^2 X}{d\theta^2}$$

or

$$r'_{O_2}(\theta) = \frac{(r_{i_0} + r_2 + X) - 2(r_{i_0} + r_2) \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{r_{O_2}} \frac{dX}{d\theta} \Rightarrow \frac{(r_{i_0} + r_2 + X) - 2(r_{i_0} + r_2) \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{r_{O_2}} = \frac{r'_{O_2}(\theta)}{\frac{dX}{d\theta}}$$

$$\Rightarrow r''_{O_2}(\theta) = \frac{d}{dX} \left[\frac{(r_{i_0} + r_2 + X) - 2(r_{i_0} + r_2) \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{r_{O_2}} \right] \left(\frac{dX}{d\theta} \right)^2 +$$

$$r'_{O_2}(\theta) \frac{\frac{d^2X}{d\theta^2}}{\frac{dX}{d\theta}} = \left[\frac{r_{O_2} - \left((r_{i_0} + r_2 + X) - 2(r_{i_0} + r_2) \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) \right) \frac{dr_{O_2}}{dX}}{r_{O_2}^2} \right] \left(\frac{dX}{d\theta} \right)^2 + r'_{O_2}(\theta) \frac{\frac{d^2X}{d\theta^2}}{\frac{dX}{d\theta}}$$

$$\Rightarrow r''_{O_2}(\theta) = \left[\frac{r_{O_2} - \frac{\left((r_{i_0} + r_2 + X) - 2(r_{i_0} + r_2) \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) \right)^2}{r_{O_2}}}{r_{O_2}^2} \right] \left(\frac{dX}{d\theta} \right)^2 + r'_{O_2}(\theta) \frac{\frac{d^2X}{d\theta^2}}{\frac{dX}{d\theta}} = \frac{1}{r_{O_2}} \left[1 - \frac{\left((r_{i_0} + r_2 + X) - 2(r_{i_0} + r_2) \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) \right)^2}{r_{O_2}} \right] \left(\frac{dX}{d\theta} \right)^2 + r'_{O_2}(\theta) \frac{\frac{d^2X}{d\theta^2}}{\frac{dX}{d\theta}}$$

$$\Rightarrow r''_{O_2}(\theta) = \frac{1}{r_{O_2}} \left[1 - \left(\frac{r'_{O_2}(\theta)}{\frac{dX}{d\theta}} \right)^2 \right] \left(\frac{dX}{d\theta} \right)^2 + r'_{O_2}(\theta) \frac{\frac{d^2X}{d\theta^2}}{\frac{dX}{d\theta}}$$

$$\Rightarrow r''_{O_2}(\theta) = \frac{1}{r_{O_2}} \left[\left(\frac{dX}{d\theta} \right)^2 - r'_{O_2}(\theta)^2 \right] + r'_{O_2}(\theta) \left[\frac{\frac{d^2X}{d\theta^2}}{\frac{dX}{d\theta}} \right]$$

Dérivé de θ_{O_2}

$$\theta_{O_2} = \beta - \theta \quad \text{avec} \quad \beta = \text{Arctg} \left[\frac{X \sin \alpha}{X \cos \alpha + r_{i_0} + r_2} \right]$$

$$\text{posons } U = \frac{X \sin \alpha}{X \cos \alpha + r_{i_0} + r_2} = \text{tg} \beta$$

- $\theta'_{O_2}(\theta) = \frac{d\theta_{O_2}}{d\theta} = \frac{d\beta}{d\theta} - 1$

Or

$$\frac{d\beta}{d\theta} = \frac{d\beta}{dU} \frac{dU}{dX} \frac{dX}{d\theta} = \frac{1}{1+tg^2\beta} \left[\frac{\sin\alpha(X \cos\alpha + r_0 + r_2) - X \sin\alpha \cos\alpha}{(X \cos\alpha + r_0 + r_2)^2} \right] \frac{dX}{d\theta} = \frac{1}{1+tg^2\beta} \left[\frac{(r_0 + r_2)\sin\alpha}{(X \cos\alpha + r_0 + r_2)^2} \right] \frac{dX}{d\theta}$$

$$\Rightarrow \theta'_{o_2}(\theta) = \frac{(r_0 + r_2)\sin\alpha}{(1+tg^2\beta)(X \cos\alpha + r_0 + r_2)^2} \frac{dX}{d\theta} - 1$$

$$\bullet \quad \theta''_{o_2}(\theta) = \frac{d^2\theta_{o_2}}{d\theta^2} = \frac{d^2\beta}{d\theta^2} = (r_0 + r_2)\sin\alpha \frac{d}{d\theta} \left[\frac{1}{(1+tg^2\beta)(X \cos\alpha + r_0 + r_2)^2} \right] \frac{dX}{d\theta} + \left[\frac{(r_0 + r_2)\sin\alpha}{(1+tg^2\beta)(X \cos\alpha + r_0 + r_2)^2} \right] \frac{d^2X}{d\theta^2}$$

Or

$$\theta'_{o_2}(\theta) = \frac{(r_0 + r_2)\sin\alpha}{(1+tg^2\beta)(X \cos\alpha + r_0 + r_2)^2} \frac{dX}{d\theta} - 1 \Rightarrow \frac{(r_0 + r_2)\sin\alpha}{(1+tg^2\beta)(X \cos\alpha + r_0 + r_2)^2} = \frac{\theta'_{o_2}(\theta) + 1}{\frac{dX}{d\theta}}$$

Et

$$\frac{d}{d\theta} \left[\frac{1}{(1+tg^2\beta)(X \cos\alpha + r_0 + r_2)^2} \right] = - \frac{2tg\beta(1+tg^2\beta) \frac{d\beta}{d\theta} (X \cos\alpha + r_0 + r_2)^2 + 2\cos\alpha(1+tg^2\beta)(X \cos\alpha + r_0 + r_2) \frac{dX}{d\theta}}{[(1+tg^2\beta)(X \cos\alpha + r_0 + r_2)^2]^2}$$

$$= - \frac{2tg\beta(1+tg^2\beta)(X \cos\alpha + r_0 + r_2)^2 \frac{1}{1+tg^2\beta} \left[\frac{(r_0 + r_2)\sin\alpha}{(X \cos\alpha + r_0 + r_2)^2} \right] + 2\cos\alpha(1+tg^2\beta)(X \cos\alpha + r_0 + r_2) \frac{dX}{d\theta}}{[(1+tg^2\beta)(X \cos\alpha + r_0 + r_2)^2]^2} \frac{dX}{d\theta}$$

$$= - \frac{2tg\beta(r_0 + r_2)\sin\alpha + 2\cos\alpha(1+tg^2\beta)(X \cos\alpha + r_0 + r_2) \frac{dX}{d\theta}}{[(1+tg^2\beta)(X \cos\alpha + r_0 + r_2)^2]^2}$$

$$\Rightarrow \theta''_{o_2}(\theta) = - \frac{(r_0 + r_2)\sin\alpha}{(1+tg^2\beta)(X \cos\alpha + r_0 + r_2)^2} \frac{dX}{d\theta} - \frac{2tg\beta(r_0 + r_2)\sin\alpha + 2\cos\alpha(1+tg^2\beta)(X \cos\alpha + r_0 + r_2) \frac{dX}{d\theta}}{(1+tg^2\beta)(X \cos\alpha + r_0 + r_2)^2} + \frac{\theta'_{o_2}(\theta) + 1}{\frac{dX}{d\theta}} \frac{d^2X}{d\theta^2}$$

$$\Rightarrow \theta''_{o_2}(\theta) = (\theta'_{o_2}(\theta) + 1) \left[\frac{\frac{d^2X}{d\theta^2}}{\frac{dX}{d\theta}} - \frac{2tg\beta(r_0 + r_2)\sin\alpha + 2\cos\alpha(1+tg^2\beta)(X \cos\alpha + r_0 + r_2) \frac{dX}{d\theta}}{(1+tg^2\beta)(X \cos\alpha + r_0 + r_2)^2} \right]$$

$$\Rightarrow \theta''_{O_2}(\theta) = (\theta'_{O_2}(\theta) + 1) \left[\frac{\frac{d^2 X}{d\theta^2}}{\frac{dX}{d\theta}} - 2tg\beta \left(\frac{\theta'_{O_2}(\theta) + 1}{\frac{dX}{d\theta}} \right) \frac{dX}{d\theta} + \frac{2 \cos \alpha}{X \cos \alpha + r_{1_0} + r_2} \frac{dX}{d\theta} \right]$$

$$\Rightarrow \theta''_{O_2}(\theta) = (\theta'_{O_2}(\theta) + 1) \left[\frac{\frac{d^2 X}{d\theta^2}}{\frac{dX}{d\theta}} - 2tg\beta(\theta'_{O_2}(\theta) + 1) + \frac{2 \cos \alpha}{X \cos \alpha + r_{1_0} + r_2} \frac{dX}{d\theta} \right]$$

Dans la figure 5.4 on présente la géométrie du parcours de la came et du galet lors du mouvement pour une situation particulière où on fixe l'angle $\theta=10^\circ$, on voit bien que le point M, qui représente dans le point étudié pour être dans l'intersection de la came et du galet, se trouve bien dans l'intersection. Dans la figure 5.5, on représente la situation où l'angle $\theta=5^\circ$ dans ce cas le point M n'est plus dans l'intersection ce qui représente une situation de non adhérence. Cette étude est utile pour bien choisir les géométries adéquates qui assurent une bonne adhérence entre le galet et la came.

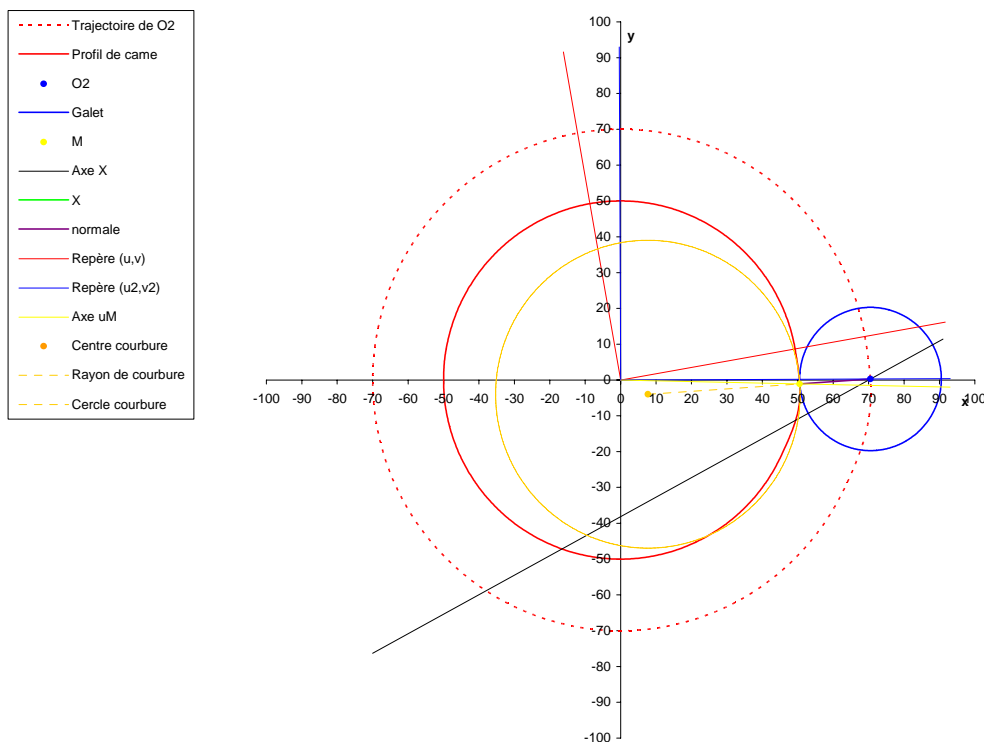


Figure 5.4. Géométrie d'adhérence galet-came pour $\theta=10^\circ$

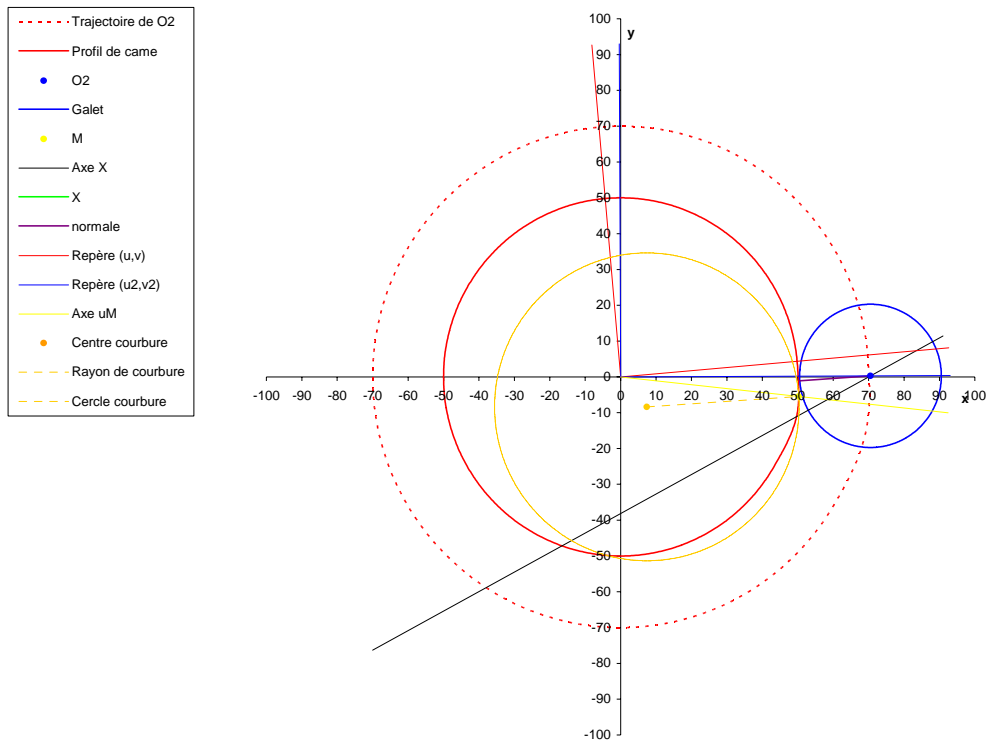


Figure 5.5 Géométrie d'adhérence galet-came pour $\theta=5^\circ$

Maintenant on passe à l'étude du mouvement du barreau mobile qui représente aussi le déplacement X. Dans la figure 5.6 on présente ce déplacement durant une période égale à 20 ms. La durée de non contact des deux barreaux étant 2 ms ce qui correspond à un coefficient de partage de la période de 0.9, le barreau mobile et le centre du galet vont effectuer un aller retour, égal 2 mm.

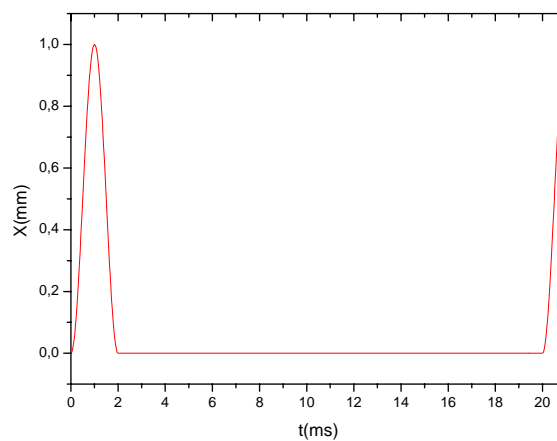


Figure 5.6 Déplacement du barreau et centre du galet

La figure 5.7 présente la vitesse de déplacement du centre du galet ou bien du barreau mobile durant une période. Lorsque les deux barreaux sont en contact la vitesse est nulle. Par contre elle augmente progressivement avec le déplacement du barreau puis elle atteint le maximum lorsque le parcours est à $\frac{1}{4}$ de la durée de non contact des deux barreaux, le minimum correspond à $\frac{3}{4}$ du parcours du barreau mobile.

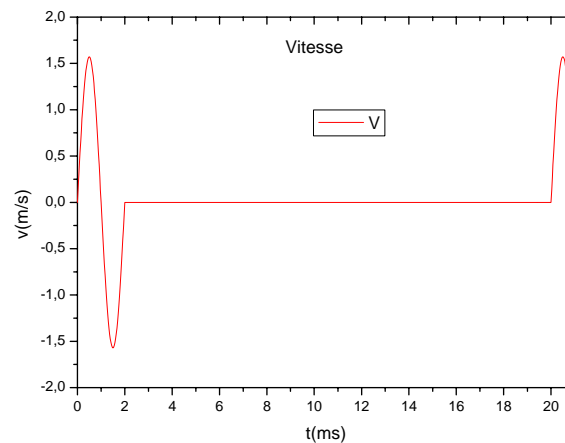


Figure 5.7 Vitesse du déplacement du barreau mobile

Dans la figure 5.8 on présente l'accélération du barreau mobile, on constate que l'accélération prend la valeur maximal juste après le décollement des deux barreaux puis elle atteint le minimum à la moitié de la durée de non contact, par la suite elle reprend la montée jusqu'à la fin de la période de non contact. Durant la période de contact des deux barreaux l'accélération reste nulle.

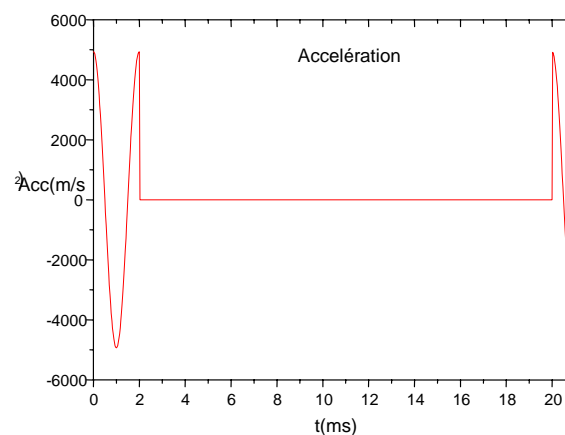


Figure 5.8 Accélération du barreau mobile

Dans la figure 5.9 on présente la vitesse de rotation du galet durant une période fixée à 20 ms ce mouvement s'obtient par transmission de l'effort de la came sur le galet. La vitesse de rotation du galet pour les hypothèses retenues, cas particulier de l'étude, est 7500 tr/mn durant la phase de contact des deux barreaux, lorsque ces derniers se décollent la vitesse de rotation augmente progressivement pour atteindre un maximum égal à 7630 tr/mn puis elle descend durant la moitié du parcourt de non contact.

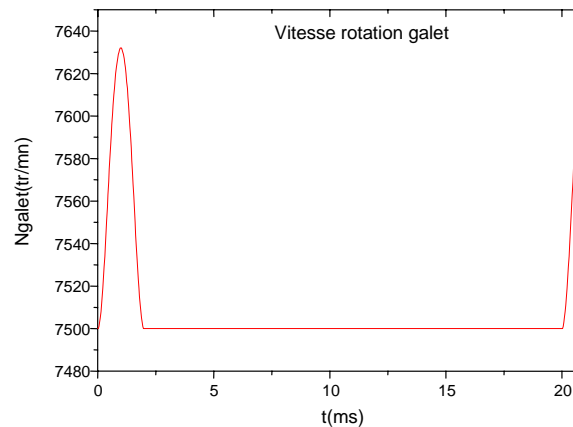


Figure 5.9 Vitesse de rotation du galet

5.4 SOLLICITATIONS MECANIQUES

Nous présentons ci-dessous le résultat de calcul déduit à partir du développement de l'étude cinématique. Nous allons tout d'abord fixer certaines données, et ce afin de voir l'évolution des charges entre le galet et la came. Le résultat qu'on a obtenu représente la situation la plus compromise de géométrie et de charge admissible lors du contact intermittent. Il fallait plusieurs essais afin d'obtenir un tel résultat. Donc nous avons fixé le rayon primitif de la came r_{10} à 50 mm, le rayon du galet r_2 à 20 mm, le décalage entre galet et came e à 33.5 mm. Nous avons le nombre de tour du moteur $N = 6000$ tr/min, la couse de la soupape (distance maximale entre les barreaux mis en contact) est de 1 mm, le coefficient de partage de la période $\gamma = 0.9$, le diamètre de l'éprouvette est de 12 mm, la masse du mobile est choisie égale à 1 kg, la contrainte de compression souhaitée est de 25 Mpa, la raideur du ressort réel est de 2200 N/mm, l'épaisseur de la came est de 32 mm, la fréquence de contact est 50 Hz. Le module de Young de la came et du galet est pris égale à 210000 MPa avec un coefficient de poisson égal 0,3

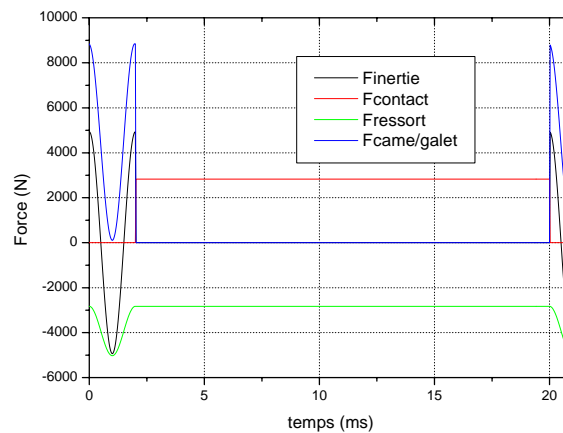


Figure 5.10 Evolution des efforts lors du contact intermittent

On impose une loi sinusoïdale du déplacement X (trajectoire verticale du barreau), la pulsation de déplacement est ω . L'accélération du point M (point de contact entre le galet et la came dans l'axe O_2X) est obtenue à partir de X :

$$Acc = 0.5 c \omega^2 \cos(\omega t - \varphi)$$

avec c est la course de du barreau mobile dans notre cas on prend $c = 1\text{mm}$. Ainsi la force d'inertie peut être obtenue à partir de la relation suivante :

$$Finertie = Acc * m$$

avec m : masse du mobile

L'effort de compression des deux barreaux mis en contact intermittent va prendre deux valeurs durant la phase de contact :

$$Fcontact \text{ (effort de compression)} = \sigma_c * \pi * (d/2)^2$$

avec σ_c (Contrainte de compression) = 5 MPa, d est le diamètre de l'éprouvette égal à 12 mm

Durant la période de non contact l'effort de compression est nul.

L'effort du ressort est obtenu à partir de la relation suivante :

$$Fressort = Fcontact - (k * X)$$

avec k : raideur du ressort.

A partir des résultats précédents on peut déterminer l'effort de la came appliqué sur le galet :

$$Fcame/galet = Fcontact + Fressort - Finertie$$

Dans la figure 5.10 on présente quatre efforts, le premier est celui de la came sur le galet, le deuxième, c'est l'effort de l'inertie, le troisième c'est l'effort du ressort et le quatrième c'est l'effort de compression entre les deux barreaux d'étude. On voit que lorsque la partie circulaire de la came est en contact avec le galet, la force de compression prend la valeur du

ressort en signe inverse et toutes les autres forces sont nulles, cette situation représente le cas où les deux barreaux sont en contact. On constate aussi que l'effort come sur le galet prend la maximum juste après le décollement des deux barreaux, puis il diminue progressivement et il atteint le minimum au milieu de la période non contact puis il reprend la montée jusqu'à ce que les deux barreaux se mettent en contact, à partir de ce moment aucun effort n'est exercé entre la came et le galet.

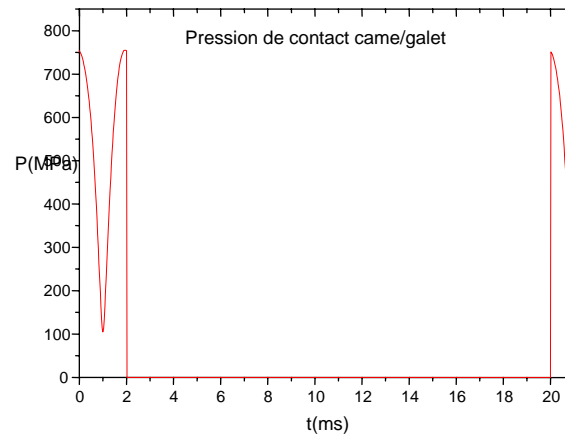


Figure 5.11 Pression de contact entre la came et le galet

Dans la figure 5.11 on présente la charge de la came exercé sur le galet , on voit que le maximum atteint est 750 MPa, cette valeur est loin de la contrainte admissible du matériau à utiliser soit env 1200 MPa.

Le couple appliqué sur le point M durant une période est représenté dans la figure 5.12 on l'obtient à partir de l'équation suivante :

$$C = -(r_M/1000) * F_{\text{came/galet}} * (\cos(\theta_{M2} * \pi/180) * n_{v2} - \sin(\theta_{M2} * \pi/180) * n_{u2})$$

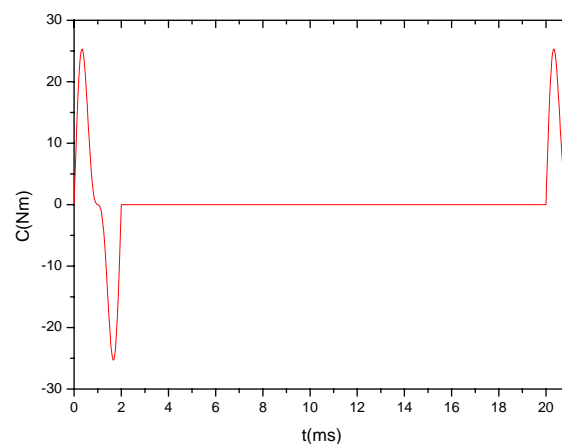


Figure 5.12 Couple appliqué entre la came et le galet

La figure 5.13 représente les différents efforts appliqués d'une part sur la partie basse et la partie haute de la douille de guidage du mouvement de l'axe du barreau mobile vertical du galet, et l'effort exercé sur la came, on voit bien que les charges appliquées sur la partie supérieure et la partie basse de la douille l'axe vertical sont nettement inférieures à la charge appliquée entre la came et le galet et l'ensemble de ces charges reste dans des tolérances mécaniques admissibles.

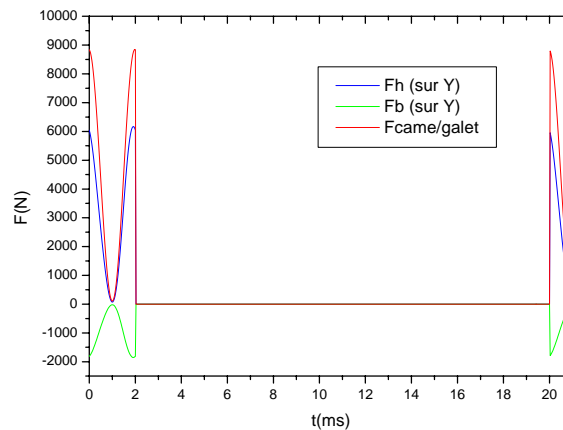


Figure 5.13 Efforts sur la douille de guidage et la came et le galet

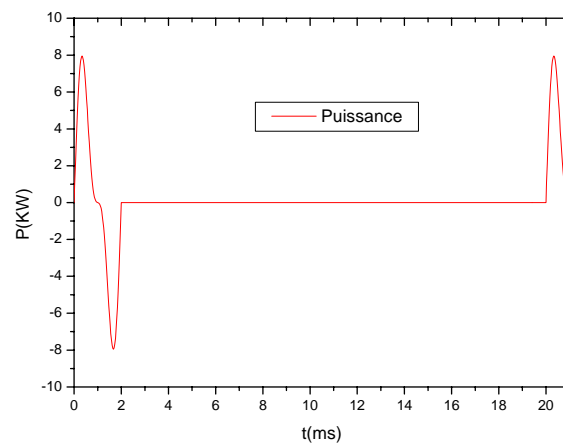


Figure 5.14 Puissance développée au niveau de la came

Dans la figure 5.14 on présente la puissance développée pour assurer la rotation de la came tenant compte de toutes les sollicitations. On constate que la puissance prend la valeur maximale à $\frac{1}{4}$ de la période de non contact des deux barreaux et qu'elle prend la valeur minimale à $\frac{3}{4}$ de la période de non contact.

Conclusion générale

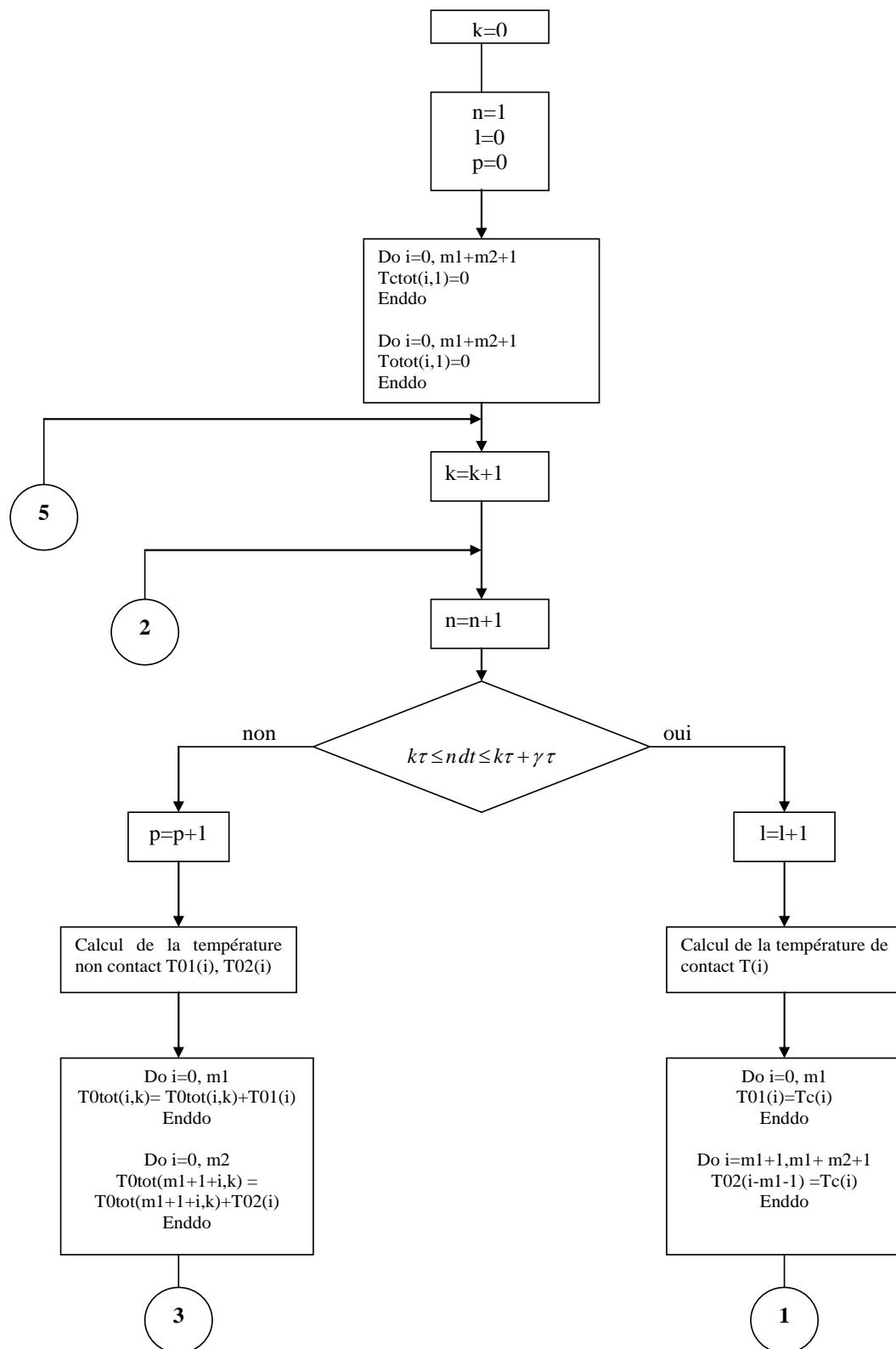
Cette étude est justifiée par la nécessité de mettre à jour les phénomènes mis en jeu lors du contact intermittent. L'application la plus connue d'un tel sujet est celle du système siège-soupape dans les moteurs à combustion ou dans les compresseurs. Le développement des moteurs à combustion interne plus petits pour des véhicules urbains va dans le sens de réduction de la matière en rendant les moteurs de moins en moins encombrants et plus légers, mais cette réduction de matière ne concerne en rien les niveaux thermiques et les intensités de flux à évacuer. Les industriels sont confrontés à des problèmes de maîtrise du refroidissement dans de tels systèmes. Les études des modèles théoriques de la bibliographie présentent des difficultés de mise en œuvre et restent peu pratiques pour l'analyse et la compréhension du phénomène de transfert. A travers l'étude théorique on a pu faire ressortir l'influence des paramètres d'intermittence sur le transfert à l'interface. Pour cela, il a été retenu deux situations: la première est relative au contact parfait et la seconde au contact imparfait. La première situation a permis d'établir que l'intermittence du contact introduit une pseudo résistance thermique (RIC) définie à partir de la densité de flux et des températures moyennes à l'interface. Lorsque le contact est parfait, la RIC_p est monotone décroissante suivant la fréquence et présente des valeurs appréciables, comparables à des valeurs courantes de résistance thermique de contact, notamment dans le domaine de fréquence inférieur à 20. Lorsque le contact est imparfait la RIC_i est également décroissante suivant f et tend asymptotiquement vers le rapport R_c/γ ; R_c étant la résistance thermique de contact statique. C'est un résultat très intéressant, il nous renseigne sur l'importance de la maîtrise des durées de contact, une petite variation du coefficient de partage de la période dans une expérience va dévier complètement les résultats et la dernière recherche sur le contact intermittent évoque ce problème de maîtrise de la durée de contact et de non contact sans connaître l'ordre de son influence sur les résultats des expériences. Dans l'étude de la modélisation du flux moyen à travers une interface de contact intermittent dans le cas du contact parfait, on montre que, quelle que soit la durée de la période, le flux moyen transféré à une interface de contact intermittent est égal au flux de brusque mise en contact que multiplie un polynôme de degré trois en γ . Plus la valeur de gamma est faible plus le degré du polynôme diminue. Pour les très faibles valeurs de gamma ($\gamma < 0.05$) le flux transféré à travers un contact intermittent est pratiquement égal au flux de brusque mise en contact quelle que soit la valeur de la période. Pour le contact imparfait, on a proposé d'autres corrélations en gamma selon le domaine de

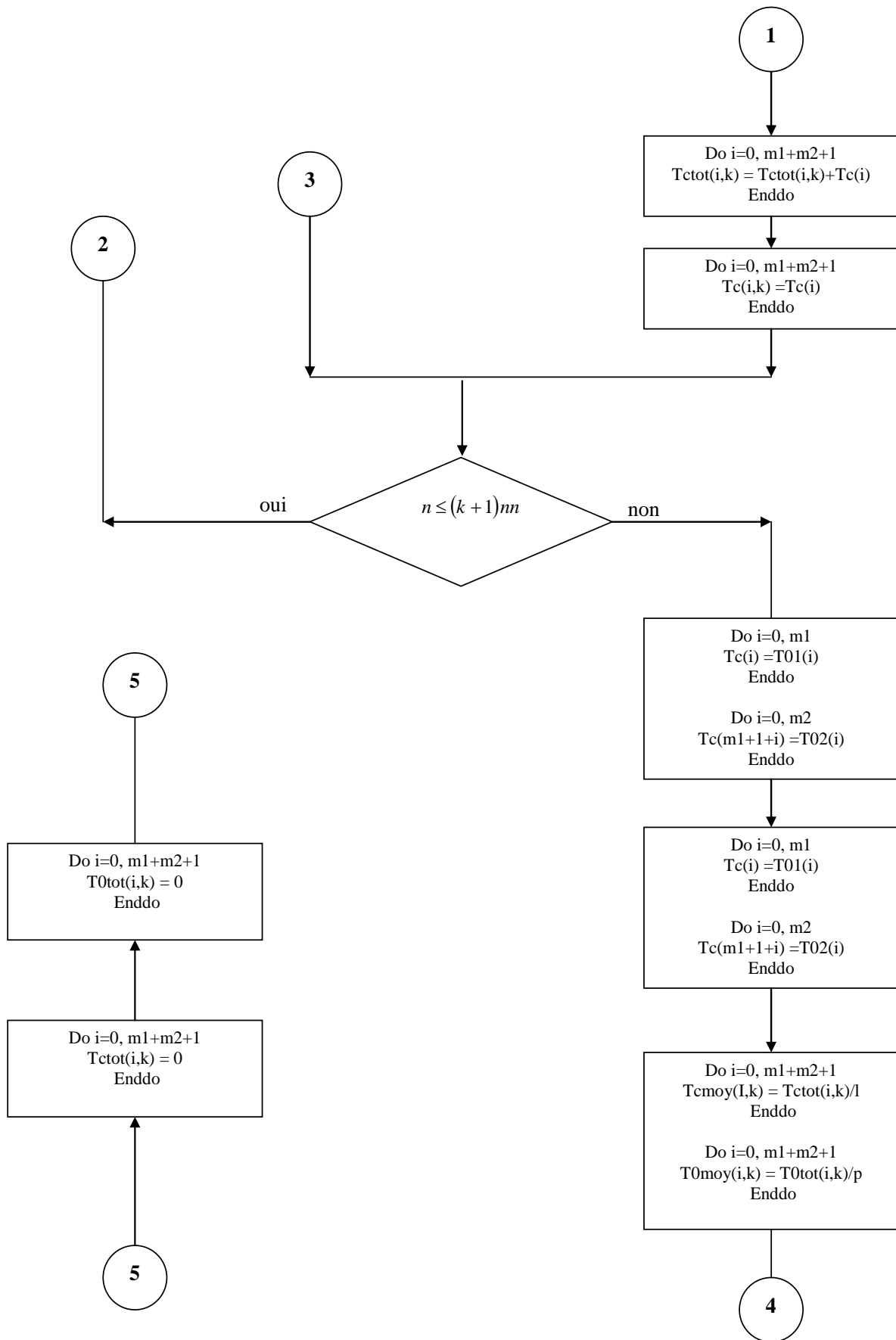
valeur de la résistance thermique de contact. La fiabilité du modèle développé est testé grâce à une démarche de technique inverse basée sur la méthode séquentielle de BECK, qui appelle à la mesure des paramètres à l'interface non accessibles par l'instrumentation. La mise en œuvre d'un dispositif expérimentale capable aux mieux de reproduire le contact intermittent plan aux hypothèses imposées (f , γ), a nécessité une étude minutieuse, que nous l'avons représentée en détail.

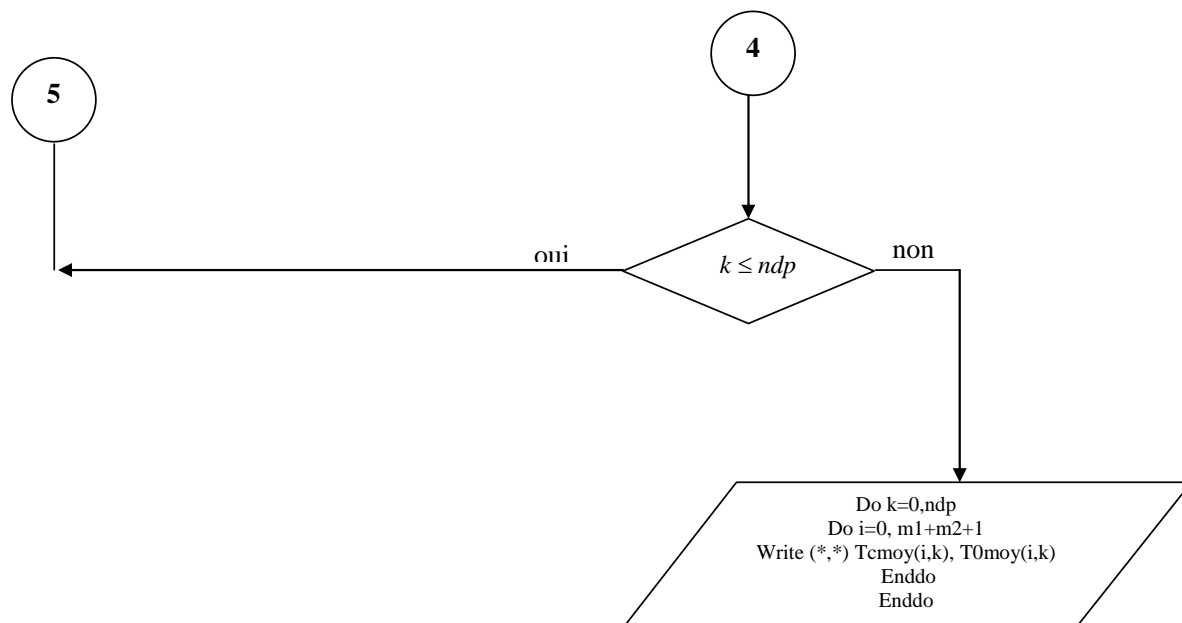
En perspective on compte réaliser un tel dispositif et mener une étude expérimentale du contact intermittent, on doit aussi étudier l'aspect mécanique de contact pour différentes topographies d'aspérités.

Annexe

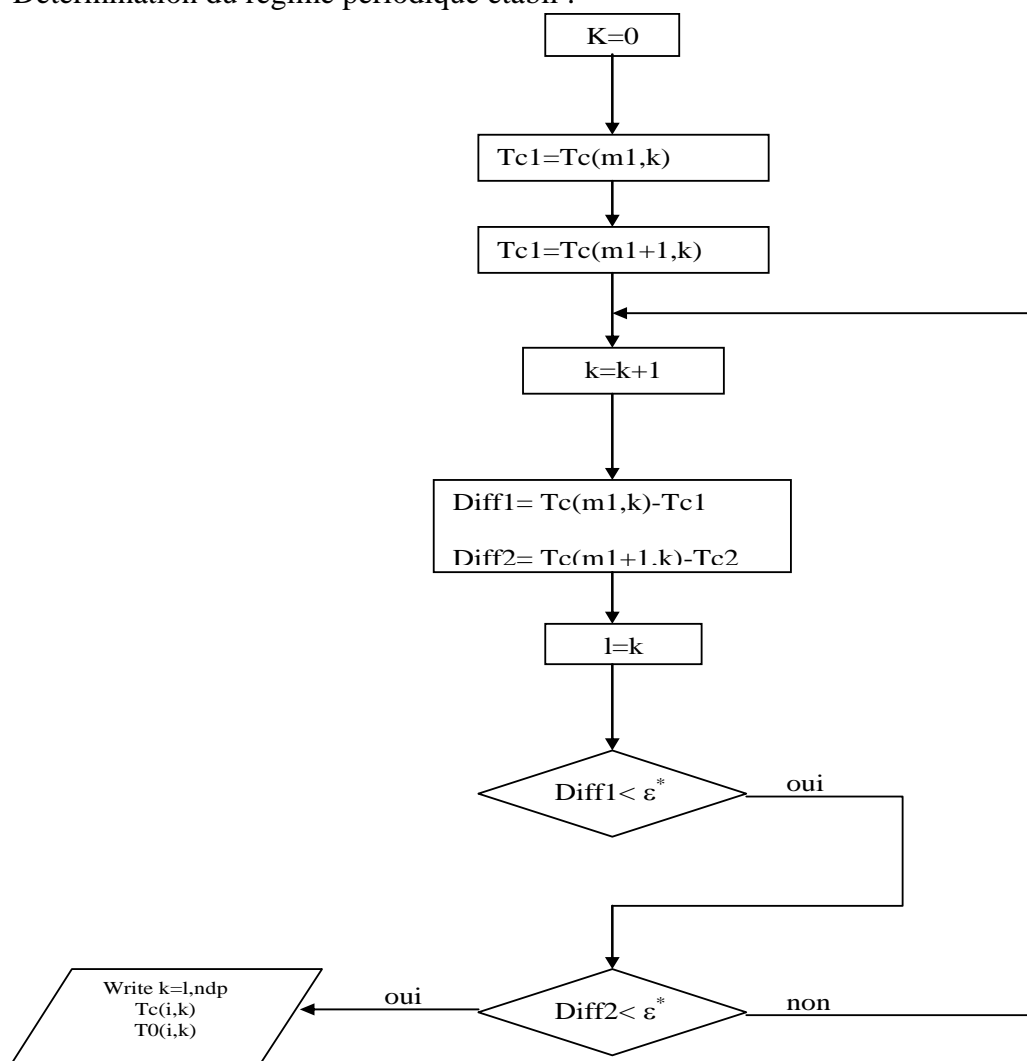
A1. Organigramme de la résolution détaillé





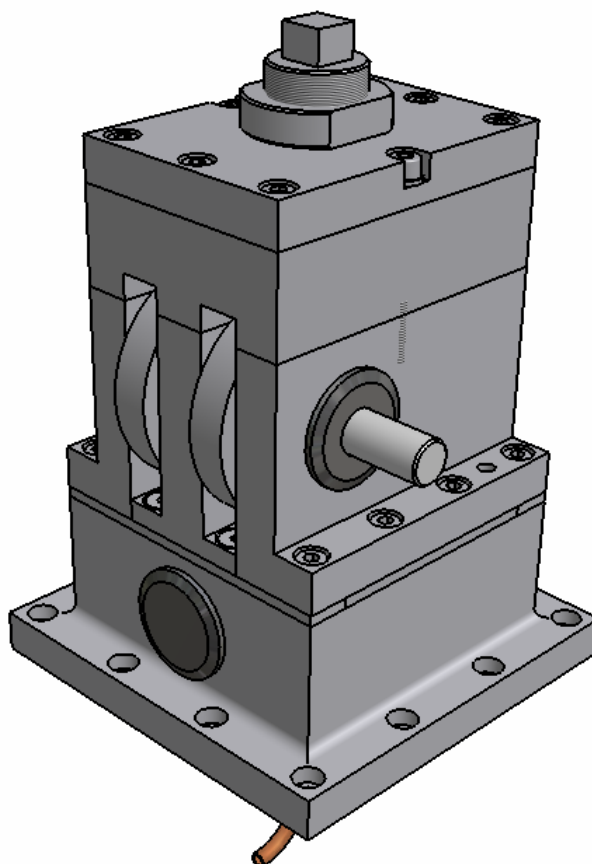


Détermination du régime périodique établi :



A2. Schéma du dispositif expérimental :

On présente ici la partie la plus importante du dispositif expérimental, sous forme de bloc. A l'intérieur, plusieurs éléments sont assemblés. Au bout de l'arbre on prévoit un accouplement, une roue d'inertie et un moteur d'entraînement. On doit aussi ajouter à cet équipement l'implantation des thermocouples et la chaîne d'acquisition.

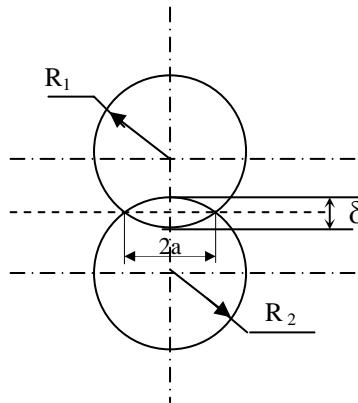


A3. Contact mécanique

Pour mieux expliquer les déviations des résultats entre le modèle et les expériences, on développe la démarche pour le calcul des durées d'établissements des surfaces de contact. On assimile l'aspérité à une sphère et on généralise le résultat pour l'ensemble de la géométrie de contact, on étudie uniquement le cas où le contact est élastique. On commence par l'étude du contact intermittent sans charge, il s'agit, du point de vue mécanique lors de la phase de contact, d'un choc élastique libre. On présente dans la deuxième partie d'étude le cas du contact intermittent avec maintien de charge. La généralisation du calcul sur l'ensemble de la géométrie de contact, peut être obtenu en connaissant les données topographiques d'une telle géométrie.

A3.1. Choc élastique libre

La force de contact F_c entre deux sphères selon la théorie de Hertz est $F_c = k \delta^{3/2}$, où k dépend uniquement du rayon de la sphère et des coefficients élastiques (module d'Young et coefficient de Poisson) du matériau. Nous étudions le cas du contact élastique, à partir de la conservation de l'énergie on peut déterminer pour le cas du choc libre la distance maximale d'interpénétration δ_{\max} , et la durée du parcours δ_{\max} .



La distance d'interpénétration δ des deux sphères selon la théorie de hertz est :

$$\delta = \left(\frac{2 \cdot D^2}{R} \right)^{1/3} \cdot F_c^{2/3} \quad (\text{A.1})$$

$$\text{avec } D = \frac{3}{2} \left(\frac{1 - \nu^2}{E} \right), \quad R = \frac{R1 + R2}{2}$$

E : module de Young

ν : coefficient de poisson

A partir de l'équation (A.1) on déduit l'expression de la force de contact

$$F_c = K \delta^{3/2} \quad (\text{A.2})$$

$$\text{avec } k = \frac{1}{D} \sqrt{\frac{R}{2}} \quad \text{et} \quad R = \frac{R1 + R2}{2}$$

La vitesse du point de contact est $v(t) = d\delta/dt$. L'énergie potentielle de déformation s'écrit à une constante près $E_{\text{pot}} = 2/5 k \delta^{5/2}$. En vertu de la conservation de l'énergie lors d'une collision élastique, il vient

$$\frac{m}{2} \left(\frac{d\delta}{dt} \right)^2 + \frac{2k}{5} \delta^{5/2} = \frac{m}{2} v_{imp}^2 \quad (\text{A.3})$$

Lorsque la vitesse de la sphère s'annule : $d\delta/dt = 0$, L'interpénétration maximale est alors

$$\delta_{\max} = \left(\frac{5m}{4K} \right)^{2/5} v_{imp}^{4/5} \quad (\text{A.4})$$

Dans le cas d'une chute libre d'une bille sur l'autre l'interpénétration maximale devient:

$$\delta_{\max} = \left(\frac{5\rho 4\pi R^3 / 3}{4K} \right)^{2/5} (2gh)^{2/5} \quad (\text{A.5})$$

A partir de l'équation de la conservation de l'énergie on peut déterminer la durée d'interpénétration

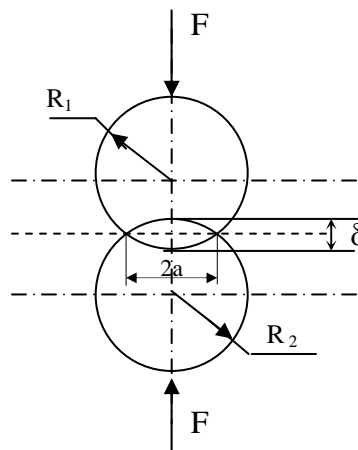
$$\tau = \int_0^{\delta_{\max}} \frac{d\delta}{\sqrt{v_{imp}^2 - \frac{4k}{5m} \delta^{5/2}}} = 2 I \left(\frac{5m}{4k} \right)^{2/5} v_{imp}^{-1/5} \quad (\text{A.6})$$

$$\text{Avec } I = \int_0^1 dx / \sqrt{1 - x^{5/2}} \approx 1.5$$

Dans le cas de la chute libre on a :

$$\tau = 2 I \left(\frac{5\rho 4\pi R^3 / 3}{4K} \right)^{2/5} (2gh)^{-1/10} \quad (\text{A.7})$$

A3.2. Choc avec maintien d'effort :



Dans notre cas d'étude si on considère que l'aspérité a une forme sphérique, lors du contact intermittent il y aura un choc suivi d'un maintien d'effort, de ce fait dans l'équation de la conservation d'énergie on doit ajouter à l'énergie d'impact, l'énergie de l'effort de maintien et l'équation devient:

$$\frac{m}{2} \left(\frac{d\delta}{dt} \right)^2 + \frac{2k}{5} \delta^{5/2} = \frac{m}{2} v_{imp}^2 + F \delta \quad (\text{A.8})$$

La vitesse d'impact est déterminée à partir de l'équation du mouvement de translation du barreau mobile, nous avons fixé une distance de parcourt de 1 mm, à partir de la fréquence et du coefficient de partage de la période on détermine la vitesse d'impact. La force appliquée sur la bille peut être déterminé à partir du rapport de la pression apparente que nous imposons sur la surface apparente de contact divisé par le nombre d'aspérité en contact.

La valeur d'interpénétration maximale δ_{\max} est obtenue lorsque $\frac{d\delta}{dt} = 0$, l'équation (A.8) devient :

$$\frac{2k}{5} \delta_{\max}^{5/2} - F \delta_{\max} - \frac{m}{2} v_{imp}^2 = 0 \quad (\text{A.9})$$

C'est une équation non linéaire, on peut appliquer une méthode numérique par exemple la méthode de newton pour déterminer le déplacement maximal δ_{\max} .

On suit la même démarche du choc libre pour déterminer le temps de parcourt de la distance δ_{\max} . A partir de l'équation de la conservation d'énergie (A.8) on obtient :

$$\tau = \int_0^{\delta_{\max}} \frac{d\delta}{\sqrt{v_{imp}^2 + \frac{2}{m} F \delta - \frac{4k}{5m} \delta^{5/2}}}$$

La solution de cet intégral peut être obtenue numériquement par une des méthodes Simpson, trapèze

Références bibliographiques

- [1] J.P. BARDON, Introduction à l'étude des résistances thermiques de contact. R.G.T.N°125 Mai 1972.
- [2] B. BOUROUGA, Thermiques des interfaces, Cours DEA. Université de Nantes 2000.
- [3] K.J. NEGUS, YOVANOVICH M.M., Beck J.V., On the nondimensionalization of constriction resistance for semi-infinite heat flux tubes, ASME J. Heat Transfer 111 804-807 1989.
- [4] A.K. DAS, S.S. SADHAL, The effect of clustering in thermal contact resistance, in: Proc. Ninth Int. Heat Transfer Conf., Vol. 5, Hemisphere, NY, pp. 517–522, 1990.
- [5] C. LARZABAL, F. DANES, Étude de l'effet des groupements des spots de contact sur la résistance thermique des contacts statiques, in: Proc. du Congrès SFT, Arcachon, Elsevier, pp. 51–56, 1999.
- [1] J.P. BARDON, Introduction à l'étude des résistances thermiques de contact. R.G.T.N°125 Mai 1972.
- [6] B. BOUROUGA, V. GOIZET, J.P. BARDON, Modèle prédictif de résistance thermique de contact dynamique adapté au cas de l'interface pièce-outil de forgeage. International Journal of heat and mass transfer 46 (2003) 565-576. Avril 2002.
- [7] A.S. MARCHAND, M. RAYNAUD: Numerical determination of thermal contact resistance for nonisothermal forging processes, ASME J. Heat Transfer 122, p.776-784, 2000.
- [8] A.S. MARCHAND: Etude de la résistance thermique de contact à l'interface de solides déformables en frottement : application aux procédés de forgeage, thèse de doctorat de l'université de Lyon, 1998.
- [9] J.M. CHALLEN, Mc LEAN, P.L.B. OXLEY: Plastic deformation of a metal surface in sliding contact with a hard wedge: its reaction to friction and wear, Proc. R. Soc. London, Ser. A 394, p. 161-181, 1984.
- [10] G. BECK: Thermal conditions in tool steels in hot upsetting and forging between dies, Stahl und Eisen 78, p.1556-1563 (in German) , 1958.
- [11] B.K. CHEN, P.F. THOMSON, S.K. CHOI : Temperature distribution in the roll-gap during hot flat rolling, J. Mater. Process. Technol. 30, 1980.
- [12] K. MURATA et al.: Heat transfer between metals in contact and its application to protection of rolls, Trans. ISIJ 24, 1984.

- [13] S.L. SEMIATIN, E.W. COLLINGS, V.E. WOOD, T. ALTAN: Determination of the interface heat transfer coefficient for non-isothermal bulk forming process, *J. Eng. Indust.* 109, p. 49-57, 1987.
- [14] V.K. JAIN: Determination of heat transfer coefficient for forging applications, *J. Mater. Shap. Technol* 8, 1990.
- [15] P.R. BURTE, Y.T. IM, T.ALTAN, S.L. SEMIATIN : Measurement and analysis of heat transfer and friction during hot forging, *J. Eng.Indust.* 112, 1990.
- [16] V.K. JAIN, R.L. GOETZ: Determination of contact heat transfer coefficient for forging of high temperature materials, in: ASME, National Heat Transfer Conference Minneapolis July 28-31, 1991.
- [17] Y.H. LI, C.M. SELLARS: Litterature review: interface heat transfer during hot forging and rolling (for DTI-NPL Project PMP9), March 1995.
- [18] M.Z. HU, J.W. BROOKS, T.A.DEAN: The interfacial heat transfer coefficient in hot die forging of titanium alloy, *Proc. Instn. Mech. Engrs.* 212 (part C), p.485-496, 1998.
- [19] V. GOIZET: Etude expérimentale des mécanismes de transfert à l'interface pièce-outil lors d'une opération de forgeage à chaud, thèse de doctorat de l'université de Nantes, ED 82-373, ISITEM, 1999.
- [20] V. GOIZET, B. BOUROUGA, J.P. BARDON : Etude expérimentale du transfert thermique à l'interface pièce-outil lors d'une opération de forgeage à chaud, in : *Revue métallurgie-CIT/Science et Génie des matériaux*, pp.601-608, Mai 1999.
- [21] V. GOIZET, B. BOUROUGA, J.P. BARDON : Influence of the hot forging parameters on the workpiece-die thermal contact, *Int. J. Form Process* 1 (4), p. 485-500,1998.
- [22] J.V. BECK, B. BLACKWELL, C.R. St. CLAIR, *Inverse heat conduction. Ill posed problems*, Wiley Interscience, New York, 1985.
- [23] B. BOUROUGA, V. GOIZET, J.P. BARDON : Le contact thermique pièce-outil lors d'une opération de forgeage à chaud : Validation de l'hypothèse de résistance thermique de contact et influence de la loi de comportement de la pièce, *Int. J. Heat Mass Transfer* 44 (21) 2001.
- [24] J.P. BARDON : Bases physiques des conditions de contact thermique imparfait entre milieux en glissement relatif. *Rev. Gén. Therm. Fr.* N° 386, Février 1994.
- [25] GREEN (A.P.) : Friction between unlubricated metals, A theoretical analysis of the junction model. *Soc. A* 228, p.191-204, 1955.
- [26] J.A. GREENWOOD and D. TABOR: The properties of model friction junctions. *Inst. Mech. Engrs. Conference on lubrication and wear*, paper 92, p.314-317, 1955.

- [27] N. LARAQI : Température de contact et coefficient de partage de flux généré par frottement sec entre deux solides. Approche nouvelle de la génération de flux. *International Journal of heat and mass transfer*, Vol. 35, N° 11, p.3131-3139, 1992.
- [28] J.R. HOWARD, A.E. SUTTON, An analogue study of heat transfer through periodically contacting surfaces, *Internat. J. Heat Mass Transfer* 13 173–183, 1970.
- [29] J.R. HOWARD, A.E. SUTTON, The effect of thermal contact resistance on heat transfer between periodically contacting surfaces, *J. Heat Transfer Trans. ASME* 95411–412, 1973.
- [30] J.R. REED, G. MULLINEUX, Quasi-steady state solution of periodically varying phenomena, *Internat. J. Heat Mass Transfer* 16 2007–2012, 1973.
- [31] M.D. MIKHAILOV, Quasi-steady state temperature distribution in finite regions periodically- arying boundary conditions, *Internat. J. Heat Mass Transfer* 17 1475–1478 1974.
- [32] J.R. HOWARD, An experimental study of heat transfer through periodically contacting surfaces, *Internat. J. Heat Mass Transfer* 19 367–372, 1976.
- [33] B. VICK, M.N. ÖZISIK, Quasi-steady-state temperature distribution in periodically contacting finite regions, *J. Heat Transfer Trans. ASME* 103 739–744, 1981.
- [34] W.M. MOSES, R.R. JOHNSON, Experimental results for the quasi-steady heat transfer through periodically contacting surfaces, *AIAA Paper 87-1608*, Honolulu, Hawaii, 1987.
- [35] W.M. MOSES, R.R. JOHNSON, Experimental study of the transient heat transfer across periodically contacting surfaces, *J. Thermophys. Heat Transfer* 2 37–42, 1988.
- [36] D. COUEDEL, «Etude des transferts thermiques lors de la mise en contact périodique de deux milieux solides : applications au système soupape-siège dans un moteur à combustion interne». Thèse de Doctorat, ISITEM Nantes, France, 1992.
- [37] D. COUEDEL, F. DANES, J.P. BARDON, « Experimental study and analysis of heat transfer in a valve-seat periodic contact in an internal combustion engine». *A.S.M.E. Jour. Heat Transfer*, 1992.
- [38] A. DEGIOVANNI, J.C. BATSALE, Contact périodique en régime établi—Résistances thermiques apparentes limites pour des durées de contact nulles et infinies, *Internat. Comm. Heat Mass Transfer* 23 579–587, 1996.
- [39] G.P. FLACH., M.N. OZISIK, Inverse heat conduction problem of periodically contacting surfaces, *Jour. Heat Transfer*, vol. 110, p. 821-829, 1988.
- [40] H. WANG, C. MOYNE, Contact thermique périodique avec constriction, in : *Actes congrès SFT 97 : Thermique aéronautique et spatiale*, Elsevier, Toulouse, pp. 731–736, 1997
- [41] H. WANG, A. DEGIOVANNI et C. MOYNE, « Contact thermique périodique : un modèle quadripolaire et une expérience». *Int. J. Therm. Sci.* 41, 125–135, 2002.

- [42] H. WANG, «Contribution à l'étude thermique des contacts périodiques solide–solide». Thèse de Doctorat, INPL, France, 2000.
- [43] S. AZZOUZ, E. CHAPPELLE, B. BOUROUGA, K. CHAOUI, étude théorique du contact intermittent : influence de la fréquence et du coefficient de partage de la période sur le transfert thermique a l'interface JITH, Tanger, Maroc, Novembre, 2005.
- [44] S. AZZOUZ, B. BOUROUGA, K. CHAOUI, transfert thermique a travers une interface de contact intermittent en regime periodique etabli, Revue des Sciences et de la Technologie Synthèse, 2007
- [45] N. OZIŞIK, Finite difference methods in heat transfer, CRC press, 1994.
- [46] B. BOUROUGA, V. GOIZET et J.P. BARDON, Les aspects théoriques régissant l'instrumentation d'un capteur thermique pariétal à faible inertie, Int. J. Therm. Sci., vol. 39, p. 96-109, 2000.
- [47] J. P. BARDON et B. CASSAGNE, Température de surface. Mesure par contact, Techniques de l'Ingénieur, R2732, p. 1-22, 1981.
- [48] N. R. KELTNER et J. V. BECK, Surface Temperature Measurement Errors, Journal of Heat Transfer, Vol. 105, p. 312-318, 1983.
- [49] Y. ENOMOTO, Y. HAGIHARA et T. KOYAMA, Instantaneous Heat Flux Flowing Into Piston Surface of D.I. Diesel Engine in EGR Operation, JSME F98T615, 1997
- [50] M.G. COOPER, B. MIKIC, M.M YOVANOVITCH, Thermal contact conductance. Int. J. Heat Mass Transfer, 12, 279-300, 1969.