

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR
DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE

N° Ordre :

Série:

THESE

Présentée au

Département De Génie Mécanique

En vue d'obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES

EN GENIE MECANIQUE

Par

Mr. MEKROUD Abdesselam

**INFLUENCE DU CHAMP MAGNETIQUE SUR LE
COMPORTEMENT TRIBOLOGIQUE DES COUPLES
METALLIQUES GLISSANTS ACIER XC 48/ACIER XC 48,
LAITON/ACIER XC 48 ET ALUMINIUM/ACIER XC 48**

Soutenue le : 11 / 06 / 2008

Devant le jury composé de :

Président

S. MEZIANI

Professeur UM Constantine

Rapporteur

A. BOUCHOUCHA

Professeur UM Constantine

Examineur

B. NECIB

Professeur UM Constantine

Examineur

A. BOUCLAGHEM

Maître de conférences U. Annaba

Examineur

L. LAOUAR

Maître de conférences U. Annaba

Résumé

Le comportement tribologique, des couples en matériaux non ferromagnétique (cuivre, laiton et aluminium) glissant sur un disque tournant en matériau ferromagnétique (acier XC48), en présence du champ magnétique alternatif externe a été étudié. Tous les essais ont été réalisés en utilisant un tribomètre classique du type pion-disque. Le champ magnétique est délivré par une bobine. La charge normale appliquée est produite par un vérin hydraulique. La vitesse de glissement est maintenue constante et est égale à 0.38 m/s. La présence du champ magnétique entraîne une diminution de la valeur du coefficient de frottement et de l'amplitude de ses fluctuations.

L'analyse de la face usée du pion, par microscope électronique à balayage, a mis en évidence l'influence du champ magnétique sur le degré d'oxydation du pion en matériau ferromagnétique et non ferromagnétique. De plus d'autres analyses au microscope optique ont révélés l'état de surface du disque en laiton et en aluminium.

La caractérisation structurale des surfaces en contact, des oxydes et des débris d'usure, par diffraction des rayons X (angle $\theta - 2\theta$), a montré l'effet du champ magnétique sur l'activation de la surface de contact du pion en matériau ferromagnétique et non ferromagnétique. L'absence du champ magnétique engendre un changement du mode d'usure, et on assiste à une transition du mode doux (usure par oxydation) à un mode abrasif sévère. Les valeurs de la température prise, par caméra thermo graphique infrarouge, à proximité du contact montre que la présence du champ magnétique influe sur la température.

L'élaboration d'une modélisation des flux de chaleurs générés à l'interface pour $H=0$, utilisant la méthode des volumes finis coïncide avec les valeurs expérimentales.

Mots clés: Champ magnétique, Coefficient de frottement, Usure, Etat de surface, Oxydation, Abrasion, Usure par oxydation.

Abstract

The tribological behavior, of the material couples non ferromagnetic (copper, brass and aluminum) slipping on a revolving ferromagnetic material disc (steel XC48), in the presence of the external alternate magnetic field was studied. All the tests were carried out by using a traditional tribometer of the pin-disc type. The magnetic field is delivered by a reel. The normal load applied is produced by a hydraulic actuating cylinder. The speed of slip is maintained constant and is equal to 0.38 m/s. The presence of the magnetic field involves a reduction in the value of the coefficient of friction and amplitude of its fluctuations.

The analysis of the worn face of the pin, by Electron Microscope with Sweeping, highlighted the influence of the magnetic field on the oxidation step of the ferromagnetic and non ferromagnetic material pin. Of more than other analyses under the optical microscope revealed the surface quality of the aluminum and brass disc.

The structural characterization of surfaces in contact, oxides and the remains of wear, by diffraction of x-rays (angle $\theta - 2\theta$), has show the 3rd effect of the magnetic field on the activation of the surface of contact of the ferromagnetic and non ferromagnetic material pin. The absence of the magnetic field generates a change of the mode of wear, and one attends a transition from the soft mode (wear by oxidation) to a severe abrasive mode. The values of the temperature taken, by camera thermo graphic infra-red, near the contact shows that the presence of the magnetic field influences the temperature.

The development of a modeling of the heat flows generated with the interface for $H=0$, using the method of finished volumes coincides with the experimental values.

الخلاصة

إن السلوك اتربلوجية لأزواج معادن الغير قابل لتمغنت (نحاس لیتون وألمنيوم) ينزلق على اسطوانة تدور من (مع وجود مجال مغنطيس متناوب خارجي قد درس. إن جميع التجارب XC48 معدن قابل لتمغنت (فلاذ أجريت على تريبومتر من نوع اسطوانة مسمار. المجال المغنطيسي معطي من طرف اسطوانة. الثقل يعطي من دافع زيتية. السرعة ثابتة قدرها 0.38م/ث. ان وجود المجال المغنطيسي يقلص من قيمة معامل الاحتكاك. أن الفحوصات التي أجريت على القضيب بعد احتكاكه مع الاسطوانة بمجهر الكتروني يستعمل المسح. انجاز منهجية لتدفقات الحرارية المتولدة ما بين الصفائح لما المجال يساوى الصفر والتي تستعمل منهج الأحجام التامة والتي تتناسب مع الأعداد التجريبية.

DEDICACES

Je dédie ce travail à :

Mon cher père

Ma chère mère

Ma femme

Mes enfants

Mes frères et Sœurs,

Je dédie également ce travail à tous mes beaux frères, EL HADI, ZOHEIR, Brahim BENNIA et sa femme Nadjia et à tous mes amis. Particulièrement Abdelwahab SAHLI.

REMERCIEMENTS

Le présent travail fait l'objet d'une thèse de doctorat en sciences sur un sujet proposé et dirigé par Monsieur le Professeur Ali BOUCHOUCHA. Les recherches ont été réalisées sous sa direction au Laboratoire de Mécanique de l'UM Constantine et au Laboratoire de Mécanique des Solides à l'Université de Poitiers. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour l'intérêt et le soutien qu'il m'a apporté tout au long de ce travail.

Je tiens aussi à exprimer ma reconnaissance et ma gratitude à Messieurs les Professeurs Hamid ZAIDI et Olivier BONNEAU, respectivement chef d'équipe et Directeur du Laboratoire de Mécanique des Solides (LMS) à l'Université de Poitiers pour m'avoir accueilli et permis de réaliser les expériences et mettre à ma disposition tous les moyens nécessaires pour observer et analyser mes différents échantillons.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance et ma gratitude à Mr Salim MEZIANI, Professeur à l'UM Constantine pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant la présidence de mon jury de thèse.

Je remercie également Messieurs Brahim NECIB, Professeur à l'UM Constantine, Abdelaziz BOUCHELAGHEM et Lakhdar LAOUAR, Maîtres de Conférences à l'Université Badji Mokhtar, Annaba d'accepter mes sentiments respectueux et reconnaissant pour avoir bien voulu analyser mon travail et participer au jury.

Je tiens à remercier également, Noël BRUNETIERE, Maître de Conférences à l'Université de Poitiers, pour sa collaboration dans la mesure de la température de contact.

J'exprime ma reconnaissance à l'ensemble du personnel du Laboratoire LMS, et particulièrement au doctorant Mohammed AMIRAT, pour ses aides et ses soutiens moraux durant mes séjours à Poitiers.

SOMMAIRE

INTRODUCTION.....	8
CHAPITRE I	
GENERALITES ET RAPPELS THEORIQUES	
I.1. PRESENTATION DU PROBLEME.....	10
I.1.1. Problème.....	10
I.1.2. Origine du problème.....	10
I.2. GEOMETRIE DES SURFACES DE CONTACT.....	11
I.2.1. Description des surfaces.....	11
I.2.1.1. La rugosité.....	12
I.2.1.2. Surfaces de contact.....	12
I.2.1.3. Comportement mécanique du contact en présence d'un champ magnétique.....	12
I.2.1.3. Contact plastique et comportement en présence d'un champ magnétique.....	13
I.2.2. Rappels sur les propriétés des surfaces et leur influence sur le comportement tribologique en présence d'un champ magnétique.....	13
I.2.3.2. Physisorption (adsorption physique).....	13
I.2.3.3. Chimisorption (adsorption chimique).....	14
I.3. PROCESSUS D'OXYDATION ET SES COSÉQUENCES SUR LE FROTTEMENT ET L'USURE DES SURFACES METALLIQUES.....	14
I.3.1. Cinétique de d'oxydation.....	14
I.3.2. Oxydation du fer.....	14
I.3.3. Oxydation de l'aluminium.....	15
I.3.4. Oxydation du cuivre.....	15
I.3.5. L'oxydation des métaux en présence d'un champ magnétique.....	17
I.3.6. Propriétés des surfaces.....	17
I.3.6.1. Chaleur d'adsorption.....	17
I.3.6.2. Genèse de la couche d'oxyde.....	18
I.3.6.3. Croissance de la couche d'oxyde.....	18
I.4. FROTTEMENT ET USURE DES CONTACTS METALLIQUES.....	18
I.4.1. Frottement.....	18
I.4.2. Usure.....	19
I.4.2.1. Usure adhésive.....	20
I.4.2.2. Usure abrasive.....	20
I.4.2.3. Usure par fatigue.....	21
I.4.2.4. Usure oxydative... ..	22
I.4.2.5. Complexité des contacts réels.....	23

I.5. INFLUENCE DE LA MAGNETOSTRICTION DES MATERIAUX.....	24
I.5.1. Classification des milieux magnétiques.....	24
I.5.1.1. Diamagnétisme.....	24
I.5.1.2. Paramagnétisme.....	24
I.5.1.3. Ferromagnétisme.....	24
I.5.1.4. Antiferromagnétisme.....	25
I.6. INFLUENCE DU CHAMP MAGNÉTIQUE SUR LE FROTTEMENT ET L'USURE.....	26
I.6.1. Propriétés magnétiques des matériaux.....	26
I.6.2. Mécanisme de l'aimantation des matériaux ferromagnétiques.....	26
I.6.3. Phénomène de magnétostriction des matériaux.....	27
I.6.4. Effet de variation du module d'Young.....	27
I.6.5. Croissance des domaines magnétiques et mouvement des dislocations.....	28
I.6.5.1. Croissance des domaines magnétiques.....	28
I.6.5.2. Structure des domaines magnétiques dans un échantillon monocristallin.....	29
I.6.5.3. Energie d'anisotropie W_{an}	29
I.6.5.4. Directions d'aimantation facile	30
I.6.5.4.1. Définition.....	30
I.6.5.4.2. Energie magnétostatique W_{ms}	31
I.6.5.4.3. Energie d'échange W_{ec}	32
I.6.5.4.4. Energie magnétostrictive W_{mt}	33
I.6.5.5. Structure des domaines magnétiques dans la matière polycristalline.....	33
I.6.5.5.1. Epaisseur d'une paroi de Bloch.....	34
I.6.5.5.2. Méthodes d'observation des domaines magnétiques.....	35
I.7. LE DIAGRAMME B-H.....	37
I.7.1. Introduction.....	37
I.7.2. Processus de polarisation et diagramme B-H.....	37
I.7.2.1. Mouvement des dislocations.....	39
I.7.2.2. Concentration de défauts ponctuels dans les oxydes.....	39
I.7.3. Croissance et rupture de la couche d'oxyde dans le contact glissant.....	41
I.7.4. Effets magnétiques sur le frottement et l'usure.....	41
I.8. INFLUENCE DU COURANT ELECTRIQUE.....	41
I.8.1. Usure du contact électrique.....	41
I.8.2. Evolution de la résistance de contact.....	42
I.8.3. Oxydation des surfaces par le courant électrique.....	43
I.8.4. Effet de la polarité sur le comportement tribologique.....	44

CHAPITRE II

CONDITIONS D'OXYDATION DES SURFACES DE CONTACT	45
II.1. INTRODUCTION.....	45
II.2. INFLUENCE DU CHAMP MAGNETIQUE SUR L'OXYDATION.....	45
II.2.1. Magnétisation du métal par le champ magnétique.....	45
II.2.1.1. Magnétisme dans un métal aimant.....	45
II.2.1.2. Aimantation de l'acier dans un champ magnétique.....	45
II.2.1.3. Induction magnétique dans un contact.....	46
II.2.2. Consommation d'oxygène sous l'effet du champ magnétique.....	47

II.2.2.1. Paramagnétisme de l'oxygène.....	47
II.2.2.2. Polarisation des molécules et leur facteur d'orientation.....	47
II.2.3. Activation thermique de l'oxydation par le champ magnétique.....	48
II.2.3.1. Mécanisme d'oxydation des métaux.....	48
II.2.3.2. Cinétique de l'oxydation.....	49
II.2.3.3. Enthalpie libre standard de réaction d'oxydation.....	51
II.2.3.4. Energie d'activation de l'oxydation.....	53
II.2.3.5. Echauffement des surfaces du pion par induction magnétique.....	54
II.2.4. Taux d'oxydation en fonction de l'intensité du champ magnétique.....	55
II.2.4.1. Couches d'oxyde sur la surface usée en présence du champ magnétique.....	55

CHAPITRE III 56

CONDITIONS EXPERIMENTALES 56

III.1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	56
III.1.1. Description du système pion-disque.....	56
III.1.2. Ensemble du dispositif.....	58
III.2. TECHNIQUES DE MESURE.....	58
III.2.1. Charge normale.....	58
III.2.2. Force de frottement.....	59
III.2.3. Vitesse linéaire de glissement.....	60
III.2.4. Intensité du champ magnétique.....	60
III.2.5. Taux d'usure du pion.....	61
III.2.6. Analyse par Microscopie Electronique à Balayage.....	62
III.2.7. Analyse par Microscopie Optique.....	62
III.2.8. Analyse par Profilomètre interférentiel de type Talysurf CCI 6000.....	62
III.2.9. Technique de mesure de la température de contact.....	65
III.3. PARAMETRES EXPERIMENTAUX ET MATERIAUX.....	65
III.3.1. Conditions des essais.....	65
III.3.2. Caractéristiques des matériaux.....	66
III.3.2.1. Propriétés du matériau non ferromagnétique.....	66
III.3.2.2. Propriétés des matériaux non ferromagnétique.....	67

CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

IV.1.RESULTATS ET DISCUSSION SUR LES COUPLES FERROMAGNETIQUE/ FERROMAGNETIQUE ACIER XC48/ACIER XC48.....	68
IV.1.1. Influence du champ magnétique sur le frottement et l'usure du contact.....	68
IV.1.1.1. Evolution du coefficient de frottement en fonction du champ magnétique.....	68
IV.1.1.2. Evolution du coefficient de frottement en fonction de la charge normale, avec et sans champ magnétique.....	70
IV.1.1.3. Usure du pion en fonction du temps en présence de H.....	71
IV.1.2. OBSERVATION ET ANALYSE DE LA SURFACE DE CONTACT	71
IV.1.2.1. Influence du champ magnétique appliqué sur la surface de contact.....	71
IV.1.2.1.1. Piste de contact du pion sur le disque	71
IV.1.2.1.2. Surface usée du pion.....	72
IV.1.2.1.3. Teneur en oxygène des particules d'usure en présence du champ.	72

V.2.1. Flux de chaleur global du disque.....	97
V.2.2. Flux de chaleur imposé au pion.....	97
V.2.3. Le transfert thermique périodique dans le disque.....	98
V.2.4. Le transfert thermique permanent dans le pion	99
V.3. MÉTHODE NUMÉRIQUE.....	101
V.3.1. LA méthode des volumes finis.....	101
V.3.1.1. Présentation de la méthode.....	101
V.3.1.1.1. Maillage.....	102
V.3.1.1.1.1. Maillage du pion	102
V.3.1.1.1.1.1. Maillage radial du pion.....	102
V.3.1.1.1.1.2. Maillage axial du pion.....	104
V.3.1.1.1.2. Maillage du disque.....	105
V.3.1.1.1.2.1. Maillage axial du disque.....	106
V.4. Discrétisation de l'équation de conservation de l'énergie du disque.....	107
V.4.1. Schémas de discrétisation temporels.....	108
V.4.2. Discrétisation des conditions aux limites.....	108
V.5. RESULTATS ET DISCUSSION.....	110
V.5.1. propriétés physiques.....	110
V.5.2. résultats numériques: influences des paramètres mécaniques et électriques sur le comportement tribologique du couple bronze- acier.....	110
V.5.2.1. Effet de la vitesse sur la température générée à l'interface bronze-acier	110
V.5.2.2. Effet de la charge sur la température générée à l'interface bronze-acier.....	110
V.5.2.3. Effet du courant électrique sur la chaleur générée à l'interface pion–disque.....	111
V.5.2.4. Représentation graphique de l'effet de la vitesse.....	111
V.5.2.5. Représentation graphique de l'effet de la charge.....	112
V.5.2.6. Évolution de la température en fonction de l'intensité de courant électrique.....	112
V.5.2.7. La variation de la température du disque en fonction du temps.....	113
V.5.2.8. Commentaire concernant la température dans les matériaux du couple.....	114
V. 6. COMPARAISON DU MODELE AVEC LA METHODE D'ARCHARD.....	117
CONCLUSION ET PERSPECTIVES.....	120
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	123

INTRODUCTION

La mise en oeuvre de contacts chargés en mouvement relatif, est forcément soumise à des sollicitations variables normales et tangentielles, qui induisent des interactions plus ou moins violentes entre matériaux antagonistes.

Il en résulte à la fois des pertes d'énergie par frottement (échauffement et abaissement du rendement) et une consommation de matière à l'interface d'autant plus sévère que les matériaux sont moins adaptés au frottement.

Il tombe par ailleurs sous le sens qu'une séparation complète et permanente des contacts en présence ne puisse être intégralement obtenue en pratique industrielle: les phénomènes d'usure revêtent donc un caractère incontournable dont il est impératif de maîtriser les effets.

D'où la nécessité de comprendre l'origine des divers phénomènes de consommation de matière afin d'être à même d'agir efficacement sur les causes et de disposer simultanément de modèles raisonnablement fiables permettant une évaluation des dégradations prévisibles même en cas de conception optimisée.

En outre, lorsque le contact se trouve en présence d'un champ magnétique et/ou électrique il faut tenir compte de leurs influences.

En effet, la présence du champ magnétique alternatif, a un effet marqué sur le frottement et l'usure des couples tribologiques, son étude permettra de maîtriser un certain nombre de phénomènes observés [1]. De plus, le passage du courant électrique à l'interface, engendre par effet joule des échauffements locaux très importants qui conduisent sous certaines conditions, au grippage par développement de microsoudures [2].

L'interaction magnéto-tribologique des matériaux, en présence du champ magnétique, a été étudiée par plusieurs chercheurs [3, 4, 5], particulièrement pour les outils de coupe [6] afin de prolonger leur durée de vie et améliorer ainsi la qualité des surfaces usinées. Mais la plupart des observations ne se sont concentrées que sur l'usure apparente des surfaces.

En effet, la présence du champ magnétique dans un contact ferromagnétique/ferromagnétique modifie considérablement son comportement tribologique avec une diminution conséquente de l'usure [7]. Alors que dans des conditions de fonctionnements bien déterminés pour un couple ferromagnétique-non ferromagnétique l'usure de ce dernier augmente [8]. De plus, d'autres travaux [9, 10, 11, 12, 13] ont montré que l'application d'un champ magnétique à l'interface engendre un durcissement des surfaces en contact pour des couples tribologiques ferromagnétique-ferromagnétique et non ferromagnétique-ferromagnétique.

Vu l'influence du champ magnétique sur les couples tribologiques nous allons traiter dans la présente thèse une étude essentiellement expérimentale sur l'effet du champ magnétique alternatif avec ou sans passage du courant électrique continu, dans un contact dynamique sec pion-disque et elle s'articule de la façon suivante :

Le premier chapitre, traitera en outre, de la présentation du problème tribologique, de brefs rappels bibliographiques concernant la géométrie des surfaces de contact, le comportement mécanique du contact en présence d'un champ magnétique, ainsi que le processus d'oxydation et ses conséquences sur le frottement et l'usure des surfaces métalliques.

Dans le second chapitre, nous décrivons le dispositif expérimental qu'est un tribomètre pion-disque (géométrie de contact plan-plan), avec la métrologie adoptée, ainsi que les paramètres expérimentaux. En effet, le problème consiste donc à faire appliquer un champ magnétique autour du tribocontact et à faire passer un courant électrique à travers ce contact pour comprendre les phénomènes thermomécaniques et physicochimiques qui apparaissent aux surfaces de contact des matériaux testés.

Le troisième chapitre rend compte de l'influence du champ magnétique sur l'oxydation tribologique de la surface de contact, l'activation thermique de l'oxydation par le champ magnétique et de sa cinétique.

Le quatrième chapitre présente les résultats expérimentaux relatifs à l'influence du champ magnétique sur le comportement tribologique des couples de matériaux ferromagnétiques-ferromagnétiques (acierXC48-acierXC48) et non ferromagnétiques-ferromagnétiques (cuivre, laiton et aluminium). En effet, l'évolution du coefficient de frottement, la variation de l'usure en fonction du temps et du champ magnétique sont présentés. De plus, des observations et des analyses des surfaces usées ont été effectuées en utilisant le MEB, l'EDS et le microscope optique.

Le cinquième chapitre présente un modèle mathématique qu'on a élaboré et qui donne les températures générées à l'interface du contact, dans le système pion-disque traversé par un courant électrique continu, en utilisant la méthode des volumes finis. Une comparaison avec le modèle d'Archard est faite. De plus, la confrontation entre les résultats obtenus par le modèle élaboré et les valeurs de températures prises par caméra infrarouge sur le pion en laiton présente une bonne concordance.

CHAPITRE I

GENERALITES ET RAPPELS THEORIQUES

1.1. PRESENTATION DU PROBLEME

I.1.1. Problème

Le sujet proposé fait l'objet d'une étude du frottement et de l'usure à sec (sans lubrification), du contact glissant pion-disque sous l'influence d'un champ magnétique alternatif externe avec ou sans passage du courant électrique continu pour une charge normale et une vitesse de glissement données. L'environnement du contact est le milieu ambiant du laboratoire. Il s'agit des couples:

- ferromagnétique/ferromagnétique (acier XC48/acier XC48).
- non ferromagnétique/ferromagnétique (cuivre/acier XC48, laiton/acier XC48 et aluminium/acier XC48).

Ces couples sont choisis en fonction des différentes utilisations technologiques.

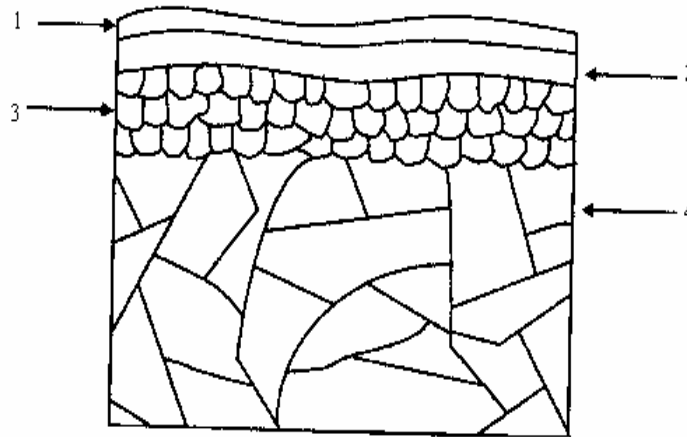
I.1.2. Origine du problème

Certains contacts glissants à sec, dans les réseaux électrifiés des chemins de fer [2], les moteurs électriques, le freinage, l'usinage [9] où la liaison mécanique peut avoir lieu dans un champ magnétique, avec ou sans passage du courant électrique; il est donc intéressant, de connaître les effets magnétiques et électriques sur le comportement tribologique du contact dynamique. La présence du champ magnétique autour du tribocontact modifie les caractéristiques physicochimiques des matériaux et leur comportement tribologique [14, 15]. Cette étude du frottement et de l'usure à sec nous permettra d'améliorer des problèmes tribologiques, par l'application du champ magnétique externe et du courant électrique continu.

1.2. GEOMETRIE DES SURFACES DE CONTACT

I.2.1. Description des surfaces

En tribologie, la surface concerne généralement tous les éléments du contact qui jouent un rôle dans le frottement. Ces éléments sont les propriétés mécaniques, physiques et chimiques des matériaux et leurs caractéristiques géométriques [9]. La surface initiale d'un matériau métallique à l'air libre est constituée d'une succession de couches du matériau modifié et d'oxydes physisorbées. Une analyse de surface peut être abordée sous l'un des trois aspects principaux suivants : structure physico-chimique, rugosité et forme macroscopique (Figure I.1) [16].



Structure physicochimique: 1. couches adsorbées d'épaisseur 3 nm; 2. Film d'oxyde d'épaisseur 10 nm; 3. métal écroui d'épaisseur 1000 nm; 4. métal de base (d'après [4]).

Figure I.1: Représentation schématique de la surface métallique usuelle.

Les surfaces solides sont toujours recouvertes d'une couche constituée d'éléments résultant des combinaisons physicochimiques avec le milieu extérieur. Les liaisons de la couche en surface provient de la physisorption et de la chimisorption avec le substrat. La nature, la composition des couches superficielles ainsi que l'état des surfaces influencent fondamentalement le frottement, l'usure et les propriétés électriques à l'interface [4].

I.2.1.1. La rugosité

La rugosité et l'ondulation dépendent des techniques d'usinage utilisées et présentent souvent un aspect aléatoire ou imposé. L'établissement du contact et l'amplitude des contraintes mécaniques générées sont affectés par les caractéristiques géométriques et topographiques des surfaces solides en présence [17].

Un échantillon rugueux conduit à un coefficient de frottement plus faible que celui obtenu avec un échantillon poli. En effet, la surface rugueuse s'oxyde plus vite que la surface polie [1]. La quantité des particules pulvérulentes présentes sur la surface rugueuse est plus importante que sur la surface polie. La surface rugueuse devient donc plus friable, ce qui produit un troisième corps plus pulvérulent et peu adhérent d'où un coefficient de frottement plus faible.

I.2.1.2. Surfaces de contact

Lorsque deux solides sont mis en contact sous une charge normale P (Figure I.2), on peut définir l'aire apparente de contact A_a . Cependant, les irrégularités de surfaces (pics ou vallées) relèvent toujours d'une échelle macroscopique et le contact s'effectue sur un nombre restreint de zone d'aires A_1, \dots, A_n appelées jonctions et dont la somme constitue la surface réelle A_r [2]. Bien qu'un état de déformation soit purement élastique, cette surface réelle est une fraction de la surface apparente de

contact [18]. La charge agissant sur chaque jonction et est en conséquence beaucoup plus élevée que celle nominative répartie sur l'aire apparente [19].

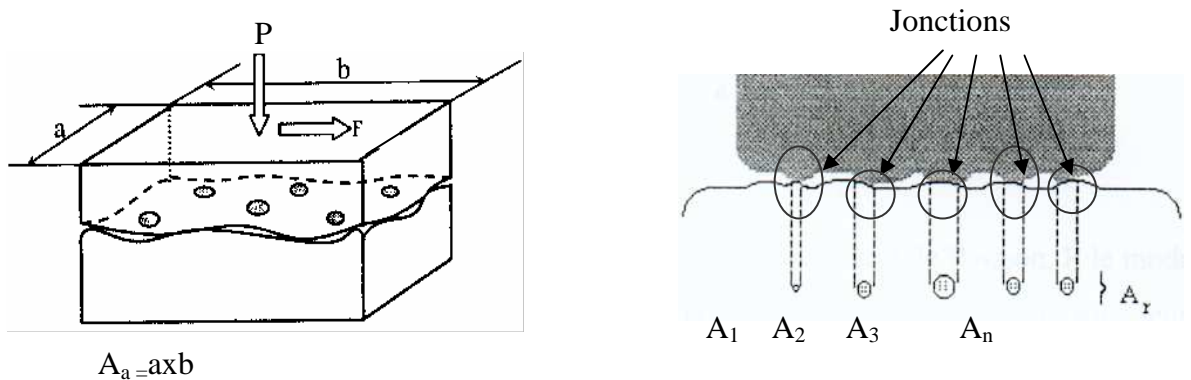


Figure I.2: Schématisation d'une interface où les surfaces réelles et apparentes sont représentées (d'après [6]).

Lorsque le contact est dynamique, les jonctions sont soumises à des contraintes normales et tangentielles importantes et à des variations de températures micro localisées en fonction de plusieurs paramètres mécaniques et/ou électrique. La surface réelle et la température de contact en glissement peuvent varier par l'application du champ magnétique [7].

I.2.1.3. Comportement mécanique du contact en présence d'un champ magnétique

Considérons le cas simple dans lequel une sphère est en contact avec une surface plane. Si on soumet le contact à un effort normal P (Figure.I.3), au début, les déformations sont élastiques et suivent la loi classique de Hertz [14]. Le rayon de contact peut être déterminé en utilisant la relation suivante [20]:

$$a = \left[\frac{3P}{4} r \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right) \right]^{\frac{1}{3}} \quad (I.1)$$

où r est le rayon de la sphère, ν le coefficient de Poisson, E le module d'Young, les indices 1 et 2 désignent respectivement la sphère et la surface plane lorsque leurs matériaux diffèrent.

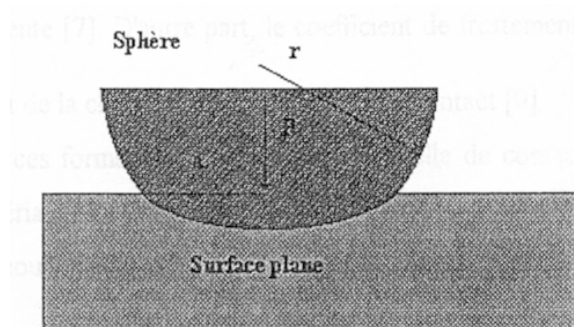


Figure I.3: Schématisation d'un contact élastique.

La distribution de la pression au-dessus de l'aire de contact est semi elliptique. La pression moyenne de contact est : $p_m = \frac{P}{\pi a^2}$ alors que la pression maximum p_0 au centre du contact est $\frac{3}{2} p_m$ d'où $p_0 = \frac{3}{2} \frac{P}{\pi a^2}$.

Dans ce cas, les déformations sont réversibles, autrement dit, dès qu'on supprime P les surfaces reviennent à leurs configurations initiales. Lors de la charge, lorsque p_m atteint la valeur de $1,1 \sigma_e$ (σ_e étant la contrainte élastique limite du matériau le plus mou), apparaissent les premières déformations plastiques [21]. La relation (I.1) montre que la surface réelle dépend des paramètres intrinsèques mécaniques E_1 , E_2 , ν_1 et ν_2 des matériaux antagonistes. De plus, ces paramètres varient dans un champ magnétique à cause des phénomènes de magnétostrictions [22].

1.2.1.4. Contact plastique et comportement en présence d'un champ magnétique

En considérant le contact schématisé par la figure 1.3, la déformation élastique persiste tant que $p_m < 1,1 \sigma_e$. Dès qu'on dépasse cette limite ($p_m \geq 1,1 \sigma_e$), l'écoulement plastique commence et augmente la surface de contact. La région de la déformation plastique s'accroît jusqu'à ce que la surface de contact soit suffisante pour supporter l'effort P , dans cet état p_m atteint une valeur stable: $p_m = 3 \sigma_e = H$ [23] où H est la dureté du matériau le plus tendre. La surface réelle de contact est approximativement égale à $\frac{P}{H}$ [20] et elle augmente linéairement avec P . Si au contact, on applique une force tangentielle F suffisante pour engendrer un glissement, A_r augmente [14]. D'autre part, le coefficient de frottement $\mu = \frac{F}{P}$ est en général à peu près indépendant de la charge et de la géométrie de contact [22].

Il ressort de ces formulations que la surface réelle de contact est liée aux propriétés mécaniques des matériaux. La maîtrise de la variation de ces grandeurs en présence d'un champ magnétique pourra nous renseigner sur l'évolution de la surface réelle dans un contact glissant magnétisé.

1.2.2. Rappels sur les propriétés des surfaces et leur influence sur le comportement tribologique en présence d'un champ magnétique

1.2.2.1. Physisorption (adsorption physique)

Dans la physisorption de substances gazeuses ou liquides sur la surface de certains solides, il n'y a pas d'échange d'électrons entre les molécules adsorbées et celles d'adsorbant, phénomène réversible, elle n'implique aucune énergie d'activation. Elle est typiquement due à des forces d'attraction inter atomique de Van der Waals [20] s'exerçant entre ces molécules qui font former la couche mono moléculaire (environ 0,3 nm d'épaisseur) ou poly moléculaire sur la surface des corps. L'énergie

de cette liaison est faible d'environ 0.05 eV [20]. La chaleur d'adsorption ne dépasse pas 50 [kJ/mol]. L'espèce adsorbée doit recevoir une énergie au moins égale à Q_{ads} pour quitter la position d'équilibre. Dans le contact électrique, les monocouches physisorbées conduisent à une très faible résistivité tunnel $\sigma = 10^{-13}$ [Ωm] [20]. Lors de la physisorption, plusieurs couches d'atomes adsorbés peuvent se superposer.

La présence de quelques monocouches adsorbées peut modifier le comportement tribologique du contact. Le champ magnétique active le processus d'adsorption des gaz paramagnétiques tel que l'oxygène.

1.2.2.2. Chimisorption (adsorption chimique)

Une chaleur d'adsorption plus élevée de 100 à 500 [kJ/mol] caractérise l'adsorption chimique qui implique des liaisons fortes. La chimisorption nécessite parfois une énergie d'activation et la fixation des substances se fait par liaisons chimiques. Il y a échange d'électrons entre les espèces chimisorbées et la surface du substrat [19]. Il s'en suit que l'énergie de fixation est du même ordre de grandeur que l'énergie de liaison des atomes du réseau cristallin [23]. Les molécules d'un gaz diatomique peuvent être d'abord physisorbées, ensuite dissociées en atomes et enfin chimisorbées. En général, une couche d'atomes ou de molécules est adsorbée. L'épaisseur de couche formée par réaction chimique est en général de 10 à 100 nm [19].

L'énergie de liaison est dans la gamme de 1 à 8 eV [20], de l'ordre de grandeur d'une liaison covalente. Ainsi, les atomes d'oxygène chimisorbés sur une surface métallique et ayant une énergie de 4 eV peuvent être extraits à 1500 [°K] [20]. Les forces de liaison dépendent de l'activité chimique du substrat (énergie de surface), du taux de recouvrement de l'adsorbant et de la réactivité des éléments adsorbés. La tendance à la chimisorption est forte lorsque l'énergie de surface du substrat est élevée [19].

La littérature [24] montre que la chimisorption de l'oxygène par une surface métallique est fortement activée par la présence d'un champ magnétique autour de la surface de contact et joue un rôle déterminant dans les processus de frottement et d'usure.

1.3. PROCESSUS D'OXYDATION ET SES CONSÉQUENCES SUR LE FROTTEMENT ET L'USURE DES SURFACES METALLIQUES

1.3.1. Cinétique de l'oxydation

L'oxydation des métaux est une réaction de corrosion sèche entre les métaux et les gaz environnant [25]. Il se forme à la surface, un composé qui entraîne une perte effective et une détérioration des propriétés initiales du métal. L'altération se fait par le métal perdant des électrons ensuite devenant un ion positif qui a un potentiel électrique.

Ces ions sont soit dissous dans l'électrolyte environnant, soit combinés avec des ions non-métalliques, l'oxygène de l'air dans la majorité des cas, en formant un dépôt surfacique.

L'enthalpie ΔH à la température ambiante de la réaction d'oxydation du fer en FeO est de -520 kJ/mol O_2 [25]. On peut dire que plus cette valeur d'enthalpie est négative, plus l'affinité du métal pour l'oxygène est grande. Cependant, cette affinité n'indique qu'une tendance qui ne donne pas de renseignement direct concernant la cinétique de l'oxydation. La vitesse d'oxydation est plutôt fonction de la température.

Ainsi, l'oxydation des surfaces du contact glissant varie entre les températures locales instantanées aux jonctions et celle moyenne des surfaces [26,27].

La puissance mécanique dissipée à l'interface par frottement entraîne un échauffement favorable à l'oxydation. L'application du courant électrique et du champ magnétique peut modifier encore plus le processus de formation des oxydes. La formation du film d'oxyde modifie l'état initial des surfaces et favorise le glissement entre les surfaces [7].

I.3.2. Oxydation du fer

Etant donné le rôle que jouent les oxydes de fer dans les processus de frottement et d'usure, il nous a paru utile de rappeler brièvement les différents types d'oxydes de fer. Suivant les conditions de surface, l'environnement, la température ambiante et d'autres facteurs [19]; la surface du fer s'oxyde pour donner les oxydes de fer (FeO , Fe_3O_4 ou Fe_2O_3).

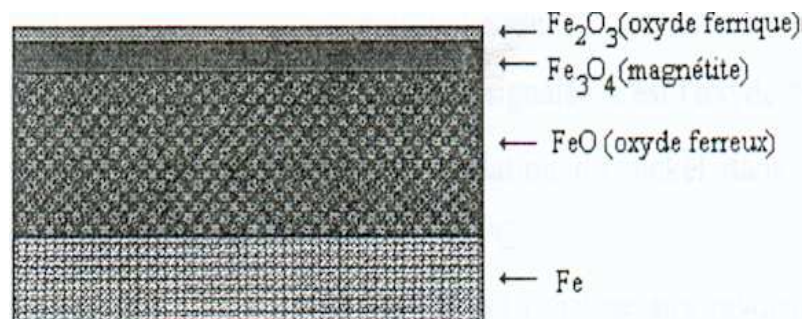


Figure I.4: Formation des couches d'oxydes superposées sur la surface du fer tenu pendant 24 h à 625°C (d'après [28]).

- a) L'oxyde ferreux FeO : stable au-dessus de 570°C [29] et présente un caractère plastique relativement prononcé [25]. Cet oxyde est paramagnétique.
- b) La magnétite Fe_3O_4 : de couleur noire et poreuse [28], comme son nom l'indique, est ferromagnétique.
- c) L'oxyde ferrique Fe_2O_3 : est l'oxyde le plus dur parmi les oxydes de fer (10^4 [MPa]) [27]. Vu son caractère abrasif, le Fe_2O_3 joue un rôle majeur dans la dégradation des surfaces par usure abrasive [19, 27]. Cet oxyde est paramagnétique.

Notons jusqu'à quel point le comportement tribologique de ce matériaux est susceptible de varier dans un champ magnétique suivant la couche d'oxyde formée en surface, c'est à dire selon la cinétique d'oxydation.

I.3.3. Oxydation de l'aluminium

Au contact de l'air et de nombreux milieux oxydants, les surfaces d'aluminium se recouvrent naturellement d'un film d'oxyde chimiquement inerte. Celui-ci, dont la croissance réalise la condition de Pilling et Bedworth [30], isole le métal de l'ambiance, lui conférant ainsi une excellente tenue à la corrosion, en apparente contradiction avec ses propriétés chimiques générales.

L'épaisseur de ce film naturel ne dépasse toutefois pas 150 à 200 Å dans les cas les plus favorables. Des couches aussi faibles viennent de ce que l'oxyde d'aluminium est plus volumineuse que le métal et d'autre causes internes au métal,

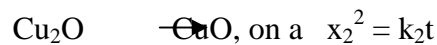
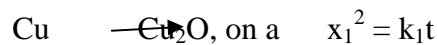
comme par exemple l'existence de phases hors de solution dans un alliage [30].

I.3.4. Oxydation du cuivre

I.3.4.1. L'oxydation de Cu_2O en CuO

Il existe deux oxydes de cuivre, le Cu_2O et le CuO [8]. Malheureusement il y a une impossibilité de coexistence de cuivre avec ces deux oxydes simultanément. En effet, l'oxyde CuO se forme toujours par oxydation de l'oxyde Cu_2O à une température donnée, pour s'oxyder en Cu_2O , le cuivre doit passer par plusieurs étapes. La première étape est celle de la nucléation, la seconde étape est la formation d'un film mince d'oxyde pouvant atteindre quelques centaines de nanomètres [31]. En effet, pour des températures assez élevées, supérieures à 200°C , l'épaisseur de la couche d'oxyde atteint rapidement quelques centaines de nanomètres en suivant une loi cubique de la forme $x^3 = k.t$, où x est l'épaisseur de la couche, t le temps d'exposition à l'atmosphère oxydante et k une constante de vitesse d'oxydation fonction de la température et de la pression en oxygène. La troisième étape consiste en la croissance d'un film épais d'oxyde. La loi de croissance de l'épaisseur x de Cu_2O est alors donnée par une loi parabolique $x^2 = x_0^2 + k.t$, (x_0 est l'épaisseur de centaines de nanomètres à l'instant $t = 0$ et k la constante de vitesse de la loi parabolique. Cette dernière est une fonction croissante de la température et de la pression de l'oxygène, reste l'étape la plus lente de l'oxydation qui est la diffusion des ions Cu^+ à travers la couche d'oxyde [31]. C'est donc cette diffusion qui conditionne la vitesse de l'oxydation, traduite par la quantité dx/dt . Les lois générales de la diffusion conduisent à: $dx/dt = k/x$, ce qui par intégration justifie la loi parabolique.

Lorsque l'oxydation du cuivre se fait sous une pression d'oxygène supérieure à $1,013.10^5$ Pascals connu comme une pression ambiante, les deux oxydes sont susceptibles de se former. La couche de Cu_2O s'intercale entre le cuivre et le CuO . La vitesse de chaque réaction d'oxydation est conditionnée par la diffusion de Cu^+ à travers les couches d'oxydes ainsi formées. Leur formation est régie par des équations cinétiques de la forme:



En effectuant le rapport, il en résulte: $x_1^2 / x_2^2 = k_1 / k_2$. Avec k_1/k_2 , est un rapport indépendant du temps et qui ne dépend que de la température et de la pression d'oxygène. Il traduit le rapport des épaisseurs des deux couches d'oxydes.

Lorsque la pression en oxygène est fixée au préalable, le rapport ne dépend que de la température. Pour des températures inférieures à 150°C , la couche de CuO est inexistante, passe par un maximum pour des températures comprises entre 300°C et 500°C , pour diminuer à nouveau pour des hautes températures.

Lorsque la température est telle que $k_1 > k_2$, l'épaisseur de CuO est négligeable devant celle de Cu_2O . L'étape lente de l'oxydation est la formation de CuO . Cette réaction est régie par une cinétique dont la constante de vitesse parabolique k_2 est proportionnelle à la pression d'oxygène P_{O_2} . L'oxydation globale dépend alors de P_{O_2} .

Au contraire, si la température est telle que $k_1 < k_2$, l'épaisseur de Cu_2O est

négligeable devant celle de CuO. La formation de Cu_2O est alors l'étape lente de l'oxydation globale. La croissance de cette couche d'oxyde interne est régie par la migration des ions Cu^+ aux interfaces $\text{CuO}/\text{Cu}_2\text{O}$ et $\text{Cu}_2\text{O}/\text{CuO}$, elle n'est pas liée à la pression d'oxygène. L'oxydation globale est alors indépendante de la pression d'oxygène P_{O_2} .

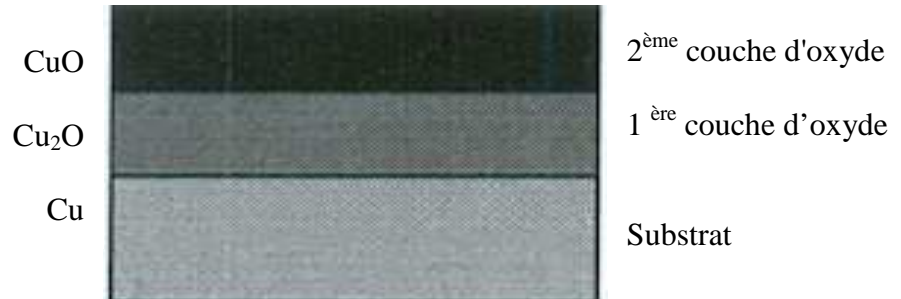


Figure I.5: Vue schématique de la superposition des couches d'oxyde sur le substrat

La vitesse ainsi que les produits d'oxydation du cuivre pur dépend de la température à laquelle il se trouve porté [2], [31]. En effet, pour des températures inférieures à 400°C , l'oxyde cuivreux Cu_2O prédomine, il est de couleur rose et bien accroché au substrat [30]. Quand la température est supérieure à 400°C , l'oxyde généré est une couche noire relativement mince située à la surface externe, c'est l'oxyde cuivrique CuO [15]. Lorsqu'on chauffe le cuivre à des températures élevées (1800°C), le CuO devient instable et seul le Cu_2O subsiste [24].

Si la température dépasse 100°C , la croissance de la couche oxydée suit une loi logarithmique en fonction du temps. A 500°C , une transition exponentielle au parabolique est notée. Ce point de transition est fonction des conditions expérimentales, pureté, etc. [24]. Dans les conditions atmosphériques, son épaisseur est de quelques dizaines d'Angstrom, alors qu'entre 100 et 200°C , elle atteint quelques centaines d'Angström [27]

IL ressort de cette étude bibliographique que la présence d'un champ magnétique autour d'un contact glissant peut induire différentes influences directement à travers les matériaux de base ou indirectement à travers les oxydes de surface. Nous mettrons en évidence et nous discuterons l'influence de chaque élément.

I.3.5. L'oxydation des métaux en présence d'un champ magnétique

Le champ magnétique a un effet évident sur la variation de la vitesse d'oxydation des métaux. Il accélère l'oxydation de la surface des métaux [24]. L'influence du champ magnétique sur l'oxydation d'acier, dans le contact de type pion-disque par rayon X a été étudiée par [33]. Le résultat montre que le champ magnétique accélère l'oxydation de la surface de l'acier XC45.

I.3.6. Propriétés des surfaces

Les atomes de la surface ont un voisinage sur un seul côté; par conséquent, ils ont une énergie plus forte et sont moins solidement associée que les atomes à l'intérieur du matériau [30]. Les caractéristiques de la surface d'un matériau diffèrent donc de celles de la masse. L'effet des contraintes extérieures environnementales

peut également modifier les couches superficielles en créant des concentrations d'éléments très différentes des valeurs moyennes du volume. La contamination et l'oxydation de la surface se distinguent de l'adsorption physique.

Les métaux sont caractérisés par leurs grandes conductivités thermiques et/ou électriques. Des électrons indépendants dans les métaux peuvent transférer rapidement une charge électrique et une énergie thermique [31].

I.3.6.1. Chaleur d'adsorption

L'adsorption d'un gaz abaisse l'énergie de surface. La diminution globale d'enthalpie libre qui en découle équivaut à l'enthalpie libre d'adsorption ΔG_{ads} . L'équation de GibbsHelmholtz donne une relation entre l'enthalpie libre d'adsorption ΔG_{ads} , l'enthalpie d'adsorption ΔH_{ads} et l'entropie d'adsorption ΔS_{ads} [32] :

$$\Delta G_{ads} = \Delta H_{ads} - T \Delta S_{ads} \text{ (où } T \text{ est la température)}$$

Pour qu'il y ait adsorption, il faut que ΔG_{ads} soit négatif. Or, ΔS_{ads} est toujours négatif, car les atomes ou molécules adsorbés perdent des degrés de liberté durant le processus. Par conséquent, ΔH_{ads} est négatif, l'adsorption est un procédé exothermique. La chaleur d'adsorption Q_{ads} dépend de l'énergie des liaisons formées entre les atomes adsorbés et la surface du matériau.

$$Q_{ads} = - \Delta H_{ads}$$

I.3.6.2. Génèse de la couche d'oxyde

La formation de la couche d'oxyde se fait en quatre étapes. En premier lieu, il y a adsorption chimique de l'oxygène à la surface du métal. Cette adsorption conduit à la formation de liaisons en général ioniques entre l'oxygène et les ions métalliques. Cette étape est favorisée par le fait que les liaisons métalliques des atomes à la surface ne sont pas saturées. Après une certaine période d'incubation, il y a germination de l'oxyde à la surface du métal, puis croissance latérale des germes, ce qui entraîne un recouvrement complet de la surface du métal par un film d'oxyde. La croissance du film d'oxyde se poursuit et modifie la cinétique de l'oxydation, puisque l'épaisseur de la couche d'oxyde sur la surface sépare le milieu gazeux et le métal [2].

Si un métal forme plusieurs oxydes, les composés sont arrangés de telle sorte que le plus riche en oxygène soit à l'interface solide-gaz, tandis que le plus pauvre se situe à l'interface métal-oxyde[23]. Cette distribution des couches d'oxydes induit une grande influence sur l'usure du contact en présence d'un champ magnétique.

I.3.6.3. Croissance de la couche d'oxyde

Pour qu'il y ait croissance de la couche d'oxyde, il faut avoir diffusion des ions (cations ou anions) et des électrons à travers cette couche. L'oxyde doit donc être un conducteur électrique (conducteur ionique et conducteur électronique). Les oxydes étant en général des composés ioniques, leur conductibilité électrique reste toujours très faible; elle peut cependant être assurée par divers types de défauts, selon la stoechiométrie du composé.

Le rapport de stoechiométrie R , d'un composé de forme générale M_mO_n est :

$$R = \frac{\sum \text{anions}}{\sum \text{cations}} = \frac{n}{m}$$

avec M est un métal; m et n sont des entiers pour une stoechiométrie parfaite.

Les composés stoechiométriques renferment des défauts cristallins (défauts de Frenkel ou de Schottky) qui leur assurent une faible conductibilité électrique. Par contre, quand il y a écart à la stoechiométrie, les cristaux ioniques se comportent soit comme des semi-conducteurs de type n (excès d'ions Mn^+ en position interstitielle, rapport R inférieur à n/m), soit comme des semi-conducteurs de type p (lacunes cationiques dues à une insuffisance de cations; rapport R supérieur à n/m [21]).

Lorsque la couche d'oxyde est assez mince, l'évolution de la formation d'oxyde en fonction du temps est de forme logarithmique ou cubique dans la grande majorité des cas. Cependant, si elle est épaisse, la fonction est plutôt de forme parabolique ou linéaire. C'est généralement le cas des métaux purs [33]. Ainsi, la connaissance de la variation de ces lois de comportement en présence d'un champ magnétique contribuera à une meilleure compréhension des phénomènes d'usure du contact: usure par oxydation et usure abrasive.

I.4. FROTTEMENT ET USURE DES CONTACTS METALLIQUES

I.4.1. Frottement

Si on considère l'exemple d'un patin plan qui se déplace sur une glissière plane, la surface du patin est constamment sollicitée par le frottement, tandis qu'une surface partielle située sur la glissière ne l'est que lors du passage du patin. Le nombre de passage peut conditionner la fatigue des couches superficielles et l'écoulement de la chaleur entre les deux corps en contact. Les caractéristiques du frottement sec dépendent ainsi des facteurs mécaniques (charge normale et vitesse de déplacement), chimiques (conditions atmosphériques et oxydants) et des propriétés des matériaux.

La force de frottement F est proportionnelle à la charge normale P qui assure l'appui mutuel des solides:

$$F = \mu P$$

avec μ coefficient de frottement dynamique.

Les coefficients de frottement dépendent sensiblement des valeurs de P , de la nature des matériaux en contact et des vitesses de mouvement. Les aspérités de surfaces jouent certainement un rôle ainsi que les interactions moléculaires, principalement lorsque les surfaces ont été bien polies.

Dans notre sujet, le déplacement imposé peut évoluer avec le passage d'un courant électrique et la présence d'un champ magnétique à travers le contact. Ceux-ci modifient les caractéristiques métallurgiques des matériaux. Du point de vue pratique, le travail des forces de frottement se convertit en chaleur et usure des matériaux.

I.4.2. Usure

Un système tribologique est constitué de deux corps en contact dans une configuration donnée et du troisième corps produit à l'interface par usure. Ce troisième corps est généralement constitué des débris d'usure qui nous aident à interpréter le comportement du contact.

Les paramètres gouvernant l'usure sont souvent identiques à ceux pouvant influencer le frottement, tels que la structure cristallographique, la nature des matériaux et l'état des surfaces frottantes.

Sous l'effet des sollicitations tribologiques, une surface subit des modifications et un endommagement dont les principales formes sont schématisées sur la figure I.3.

L'usure est considérée comme la perte superficielle de matière d'un corps soumis à l'action du frottement. Dans l'air, l'existence d'un mouvement entre deux pièces en contact entraîne une modification géométrique des surfaces et crée un endommagement par attaque chimique. Les formes d'usure peuvent aller de l'usure douce régulière et contrôlable, à la détérioration brutale entraînant la mise hors service du mécanisme. La détérioration des surfaces dans les mécanismes est en général due à un ou plusieurs processus dont les principaux sont: l'usure adhésive, l'usure abrasive, l'usure corrosive et l'usure par fatigue. Ces phénomènes dépendent des conditions d'utilisation, des facteurs comme la nature des matériaux, la dureté relative du métal, la couche superficielle, la rugosité, etc. Selon les paramètres expérimentaux et les conditions de fonctionnement à l'interface, plusieurs types d'usure sont développés.

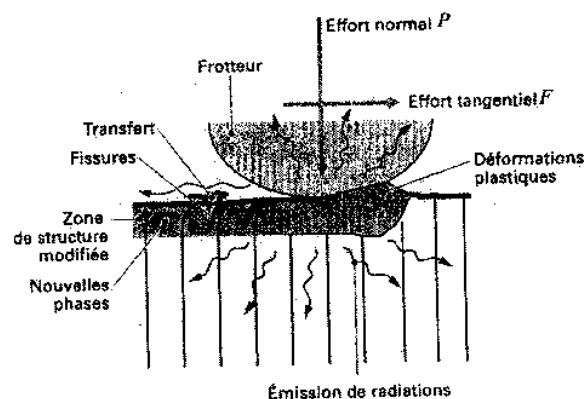


Figure I.3: Endommagements d'un corps frottant [39].

I.4.2.1. Usure adhésive

Elle est due au cisaillement des liaisons créées par adhésion ou fusion entre deux aspérités en contact direct métal-métal. En effet, lorsque les deux surfaces sont en mouvement relatif, une rupture des jonctions entraîne un transfert de matière d'une surface à l'autre [40]. L'énergie thermique dissipée par frottement, alliée aux

très fortes pressions ponctuelles suffit pour souder les jonctions en contact et pour provoquer un écoulement plastique localisé du métal [41].

Les jonctions appelées chaudes ou métallurgiques sont accompagnées d'une interdiffusion et d'une recristallisation du matériau près de l'interface. Et les jonctions froides sont dues à l'adhésion des métaux à des températures relativement basses.

Lorsque la résistance au cisaillement des jonctions d'un solide A est supérieure à celle de l'autre corps le plus tendre B, la rupture se produit dans celui-ci. Les fragments d'usure cisailés du métal B restent fixés sur la surface la plus dure A et constituent un film de transfert. Le frottement de A sur B devient le frottement de B sur B. Sinon ils sont détachés et expulsés sous forme de particules d'usure. Les débris d'usure contribuent ensuite à l'usure des pièces frottantes selon un processus abrasif.

Lorsque les jonctions d'interface sont plus fragiles que le matériau le plus mou, elles deviennent alors les sièges du cisaillement. Il n'y aura ni transfert, ni déchirement. Le coefficient de frottement sera plus faible que dans le cas précédent.

L'usure adhésive pure est toujours accompagnée d'un échauffement, au moins local des surfaces métalliques, qui se traduit par l'aspect caractéristique de l'arrachement de microsoudures. Selon l'aspect et la sévérité de la détérioration, l'endommagement causé par usure adhésive se nomme; le grippage né du contact brutal de deux surfaces métalliques, le rayage adhésif causé par la présence d'une jonction en phase solide entre les surfaces frottantes sans fusion locale de surface, et le griffage (rayage léger) caractérisé par la formation de fines rayures dans la direction de glissement.

Le taux d'usure adhésive dépend dans une certaine mesure, des duretés relatives du métal le plus tendre du couple tribologique et de son oxyde. En général, sans compter l'effet des oxydes, le coefficient d'adhésion décroît avec l'augmentation de la dureté dans un couple de matériaux [42].

1.4.2.2. Usure abrasive

Il convient de distinguer deux processus d'abrasion des surfaces de frottement:

- l'abrasion par les aspérités dures d'une des deux surfaces sur l'autre plus tendre, appelée "abrasion à deux corps".
- l'abrasion dite "à trois corps" provoquée par des particules dures véhiculées entre les deux surfaces en contact, ou enchâssées dans l'une d'elles, généralement la plus tendre. Ces particules peuvent être des particules étrangères aux surfaces (grains abrasifs constitués de poussières), ou des débris d'usure adhésive ou par fatigue fortement écrouis et oxydés, et par conséquent, plus durs que la surface dont ils sont issus [43].

Du fait, ils provoquent sur les surfaces, des rayures caractérisées à la fois par un déplacement de matière par déformation plastique et par un enlèvement de matière dû au cisaillement et formation de micro copeaux.

L'abrasion tend à produire des modifications marquées dans la structure et l'orientation des couches superficielles. Pour les métaux, la surface abrasée ressemble à celle produite par laminage: écrouie de façon continue et éventuellement soumise à des changements de phase, elle devient graduellement plus résistante à l'abrasion. La résistance contre l'usure abrasive est influencée par la dimension des particules, la forme du grain abrasif, la charge appliquée, la vitesse de glissement et la structure du métal. Cependant, il n'est pas facile, en observant sur une surface usée des

détériorations en forme de rayures (scuffing) ou de griffures (scratching), de dire si elles sont d'origine adhésive ou abrasive.

Lorsque l'oxyde est présent à l'interface, si l'oxyde est plus mou que le métal, il se comportera comme un véritable lubrifiant solide et l'usure sera faible. Par contre, lorsque l'oxyde est plus dur que le métal, il y a abrasion d'où il résulte un taux d'usure élevé, ce qui permet d'expliquer les fortes usures. Les surfaces soumises à l'abrasion présentent des sillons, dans le sens du glissement, qui peuvent aller de la rayure légère au sillon profond de chariotage. La formation de rainures démontre l'action des particules [37].

I.4.2.3. Usure par fatigue

Des charges trop fortes peuvent détériorer les surfaces de contact. On peut observer des déformations plastiques sur les métaux ductiles et des cassures sur les matériaux fragiles.

Certains auteurs [44,45] ont considéré, l'usure pendant le glissement comme la conséquence d'un phénomène de fatigue des couches superficielles.

Cette usure résulte de la répétition cyclique des contraintes dans la sous-couche du massif. Elle apparaît après une période d'incubation.

Dans le cas du contact en glissement, on peut observer en général, en fonction de la sollicitation tangentielle et de l'enfoncement du frotteur sur l'antagoniste, des déformations élastiques, des déformations plastiques avec formation d'un bourrelet frontal et des déchirements du matériau repoussé devant le frotteur avec formation de copeaux. Ainsi, les processus du glissement modifient eux-mêmes les propriétés mécaniques et la topographie superficielle de la piste en contact avec le frotteur. Ce dernier ne rencontre jamais une surface vierge dont les propriétés sont définies.

Lors du glissement du frotteur sur la piste, la distribution des contraintes dans la subsurface de la piste dépend du coefficient de frottement. Lorsque le coefficient de frottement augmente, les contours d'isocontraintes perdent leur symétrie par rapport à l'axe central. La contrainte de cisaillement maximale en subsurface se déplace vers la surface de contact lorsque le coefficient de frottement augmente. La figure I.4 montre l'allure des fissures superficielles pour des valeurs faibles et celles élevées du coefficient de frottement [46].

Les contraintes mécaniques générées par le frottement peuvent entraîner la création et la propagation de fissures, selon des processus différents en fonction du type de matériau considéré [34]. D'abord, l'amorçage d'une fissure de fatigue à partir d'un défaut géométrique ou métallurgique conduit à une concentration locale de déformation ou de contrainte. Ensuite, la propagation de cette fissure dans le matériau est suivie de la délamination ou de la rupture.

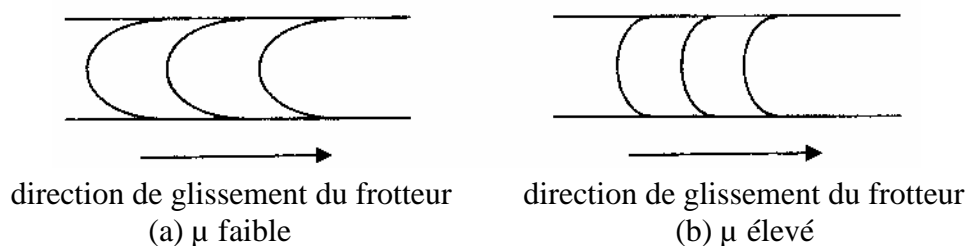


Figure I.4: Allure des fissures superficielles sur la piste du contact en fonction du coefficient de frottement μ .

Dans le cas des matériaux ductiles (la plupart des matériaux métalliques), on parle d'usure par fatigue superficielle ou par délamination [47]; on peut distinguer les phases d'initiation et de propagation de fissures en sous-couche (à une profondeur correspondant approximativement au point de la contrainte de cisaillement maximal de Hertz), qui conduisent à la formation d'écaillés dans les zones de frottement. Cet endommagement apparaît en général pour des nombres de cycles de sollicitations élevés. Les fissures sont verticales ou obliques lorsque l'on voit le matériau en coupe transversale [48].

Quant aux matériaux à comportement fragile (typiquement les céramiques), les fissures se produisent dans les zones les plus contraintes en tension. Elles ne sont pas associées à un phénomène de fatigue superficielle mais à un dépassement du seuil de rupture. Situées à l'arrière du contact, elles sont de forme courbée et se propagent perpendiculairement à la surface (Figure I.5). Ce type d'usure est d'un phénomène à caractère brutal par opposition au phénomène cumulatif décrit précédemment.

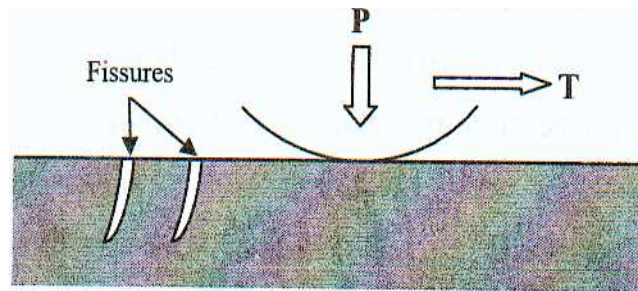


Figure I.5: Usure par fissuration.

L'usure par fissuration est bien évidemment favorisée par l'accroissement des contraintes mécaniques superficielles (contraintes normales et tangentielles) et, dans une moindre mesure, par la réactivité chimique de l'environnement, qui est susceptible d'agir sur les processus de propagation de fractures.

I.4.2.4. Usure oxydative

Cette usure est en général modérée dans une ambiance naturelle. Elle peut cependant devenir très prononcée dans des atmosphères humides ou aux températures élevées selon les conditions d'utilisation des matériaux.

La tribocorrosion correspond aux cas où le frottement consomme les films superficiels générés par une ambiance réactive. Ce type de phénomène permet d'expliquer des différences de comportement d'usure entre certains matériaux.

La présence d'oxydants dans les atmosphères courantes tend à former un film d'oxyde favorable au glissement. Dans un contact métallique en frottement, la genèse de tel film est le résultat d'un processus de cinétique chimique. Ce phénomène peut être activé par la puissance mécanique dissipée à l'interface entraînant un

échauffement des surfaces de contact, conduisant ainsi à la formation d'une couche d'oxyde superficielle solide qui peut protéger les surfaces contre l'usure adhésive.

L'oxydation se produit à une température comprise entre les températures locales instantanées et la température moyenne des surfaces [41].

L'usure par oxydation est un mécanisme d'usure douce. Elle découle de l'adsorption de l'oxygène sur les surfaces métalliques mises à nu dans l'ambiance lors du frottement et des réactions chimiques de cet oxygène avec le métal. Dans un premier stade, les surfaces sont soumises à une attaque corrosive dont la vitesse est initialement rapide, puis diminue dans le temps avec la formation sur les surfaces d'un film cohérent plus ou moins protecteur formé selon les cas d'oxydes.

Le second stade de l'usure corrosive consiste en un enlèvement par frottement des produits de réaction des surfaces. Dans ce cas, les surfaces sont dénudées et exposées de sorte que l'attaque corrosive se poursuit [49,50].

Le taux d'oxydation est contrôlé par la diffusion de l'oxygène dans les couches superficielles. Ainsi, les films d'oxyde se développent sur le plateau de contact, c'est-à-dire le site pour toutes les interactions aspérité/aspérité des surfaces en frottement. Lorsque le film atteindra une épaisseur critique, le processus d'arrachement par écaillage dû au frottement reprendra et ainsi de suite. Si l'attaque chimique est plus forte, l'épaisseur de métal transformée est plus importante. En outre, si l'oxyde formé n'est pas assez solidement accroché au métal sous-jacent ou s'il est trop friable, il aura tendance à se détacher ou se désagréger plus facilement. La diminution de la quantité d'oxygène retarde l'oxydation du matériau transféré depuis le métal mou vers le dur et réduit les produits des particules d'usure oxydées. De plus, si l'oxyde du métal est dur et les conditions sont favorables pour une abrasion, la production continue des débris oxydés peut conduire à une augmentation de l'usure de la surface la plus molle.

1.4.2.5. Complexité des contacts réels

Les endommagements peuvent être décrits simplement en faisant appel à un nombre réduit de phénomènes élémentaires mécaniques, physiques ou chimiques :

- déformation plastique, lorsque les contraintes créées par le contact glissant dépassent la limite d'élasticité; ces déformations induisent des modifications de géométrie des surfaces frottantes.
- fissuration, sous l'effet de contraintes dépassant la limite à la rupture ou de fatigue.
- transformation physicochimique de surface; transformations structurales sans intervention de l'environnement ou réaction entre les corps frottants et l'environnement.
- adhésion entre les corps frottants, conduisant à la formation de transferts d'un des matériaux sur l'antagoniste.

Ces différents phénomènes élémentaires peuvent se produire simultanément ou successivement dans un contact donné. Dans les situations réelles, au sein d'un contact, il peut y avoir coexistence de plusieurs formes d'usure au cours du fonctionnement des matériaux. L'état d'usure peut évoluer continuellement dans le temps en fonction des conditions tribologiques. La description de la chronologie des événements correspond à celle d'un processus d'usure.

Lorsque l'usure est modérée, elle n'affecte pas brutalement la performance du contact. C'est un événement habituel dans les contacts. Toutefois, une augmentation du taux d'usure est un signe de défaillance [51].

I.5. INFLUENCE DE LA MAGNETOSTRICTION DES MATERIAUX

I.5.1. Classification des milieux magnétiques

I.5.1.1. Diamagnétisme

Lorsqu'une molécule comporte un nombre pair d'électrons, tous appariés en doublets associant deux électrons de spin opposés, son moment magnétique global résultant est nul. La substance correspondante est diamagnétique. Un corps est donc diamagnétique s'il s'aimante, sous l'influence d'un champ magnétique, et acquiert en chaque petite région une intensité d'aimantation (induite) proportionnelle au champ inducteur mais de sens opposé. Sa susceptibilité magnétique est donc négative, pratiquement indépendante de la température. En fait, toutes les substances sont diamagnétiques, cette propriété étant souvent masquée par un paramagnétisme ou un ferromagnétisme plus important.

L'origine du diamagnétisme est attribuée à l'action du champ inducteur sur le mouvement des électrons atomiques, donc sur leur moment magnétique orbital individuel m . Quelle que soit l'orientation respective des deux vecteurs du champ magnétique et du moment magnétique, celui-ci, tandis que le champ magnétique passe de la valeur 0 à sa valeur finale, s'accroît d'une quantité dm proportionnelle au champ et de sens opposé.

I.5.1.2. Paramagnétisme

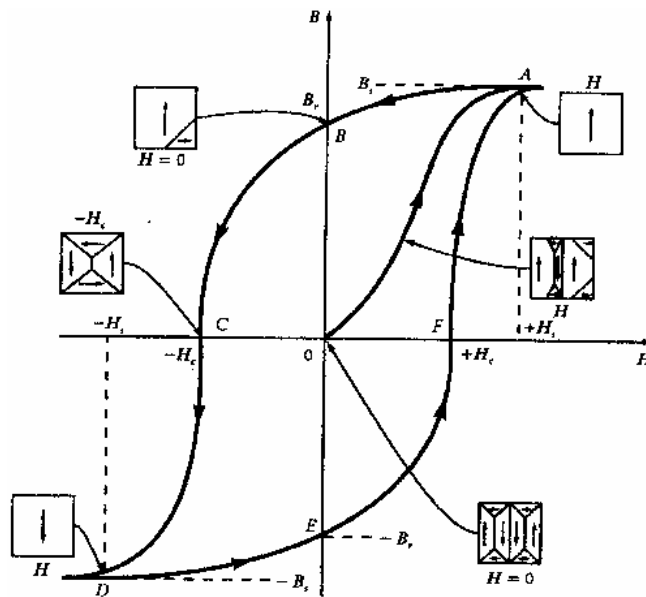
Si une molécule comporte un nombre impair d'électrons ou un nombre pair d'électrons qui ne sont pas tous appariés en doublet, le moment magnétique résultant n'est pas nul. Toute substance paramagnétique, plongée dans un champ magnétique, s'aimante et elle se déplace vers les régions où le champ est fort. Elle acquiert en chaque région une intensité d'aimantation B proportionnelle au champ magnétique local et de même sens que lui. On pose $B = P_m = \chi H$ (P_m polarisation magnétique; H vecteur excitation magnétique). La susceptibilité magnétique χ d'un corps paramagnétique est positive, indépendante de H . C'est une fonction décroissante de la température. Les substances tels que l'oxygène O_2 ($\chi = 1,9 \cdot 10^{-6}$), NO ($\chi = 0,38 \cdot 10^{-6}$) qui possèdent dans leur structure un ou plusieurs électrons célibataires sont paramagnétiques.

I.5.1.3. Ferromagnétisme

Le ferromagnétisme est une propriété très complexe à analyser, caractéristique de l'état solide exclusivement, manifestée notamment par des métaux. Une substance ferromagnétique reste fortement aimantée alors qu'on supprime tout champ magnétisant extérieur. Les matériaux tels que le nickel, le cobalt, la magnétite (Fe_3O_4) sont ferromagnétiques et surtout le fer et ses alliages, d'où vient le nom ferromagnétisme.

Les caractéristiques d'un matériau ferromagnétique peuvent être représentées sous la forme de deux graphes donnant: l'un, la «courbe de première aimantation», variations de l'intensité d'aimantation B lorsque l'on fait croître progressivement le champ magnétisant H_0 , le matériau ayant été préalablement désaimanté, par chauffage par exemple, l'autre, le «cycle d'hystérésis», variations cycliques de B

lorsque le champ magnétisant oscille entre deux valeurs égales et opposées (Figure I.6). De la première courbe, on déduit qu'il existe pour chaque matériau une aimantation de saturation B_s . La seconde montre l'existence d'une aimantation rémanente B_r , intensité d'aimantation qui persiste lorsque le champ est annulé, et celle d'un champ coercitif H_c (égal à $\frac{B_c}{\mu_0}$ où μ_0 est la perméabilité du vide) champ extérieur nécessaire pour annuler l'aimantation du matériau. L'aimantation de saturation diminue lorsque la température s'élève et s'annule à la température critique de Curie T_c du matériau. Au-delà de cette température, un corps ferromagnétique cesse d'être ferromagnétique pour devenir paramagnétique.



Courbe de première aimantation (OA); courbe d'hystérésis (ABCDEF) lorsque le champ magnétique extérieur H varie alternativement de $+H_s$ à $-H_s$

Figure I.6: Caractéristiques du matériau ferromagnétique (d'après [25]).

1.5.1.4. Antiferromagnétisme

L'antiferromagnétisme concerne des propriétés magnétiques de certains oxydes métalliques, l'oxyde ferreux FeO par exemple. Lorsqu'on les soumet à un champ magnétique croissant, leur susceptibilité magnétique d'abord très faible et positive, du même ordre de grandeur que celle des corps paramagnétiques, commence par croître, passe par un maximum puis décroît selon une loi de Curie-Weiss (Loi de Curie-Weiss: à haute température, en fonction du matériau et l'agitation thermique conduit à une susceptibilité similaire à celle d'un paramagnétique). Ces propriétés sont attribuées à leurs moments magnétiques élémentaires formant deux sous-couches électroniques, de valeurs égales, orientés dans deux directions différentes [52]. La température de transition entre les états antiferromagnétique et paramagnétique s'appelle point de Néel.

I.6. INFLUENCE DU CHAMP MAGNÉTIQUE SUR LE FROTTEMENT ET L'USURE

Le champ magnétique est un paramètre important qui a un effet marqué sur le frottement et l'usure des couples tribologiques. Son effet sur les contacts dynamiques (méta/métal) conduit à une variation de la vitesse d'oxydation superficielle ainsi qu'à un changement de la plasticité et de la microdureté des surfaces [46] [5] [1]. Il accélère considérablement l'oxydation de la surface des métaux [30] [29]. Il est donc nécessaire de comprendre les effets magnétiques sur les matériaux pour mieux approcher ces phénomènes.

I.6.1. Propriétés magnétiques des matériaux

Une meilleure compréhension des caractéristiques magnétiques est obtenue par l'étude des structures intérieures des matériaux. Les propriétés magnétiques d'un matériau sont attribuables au spin des électrons et à leur mouvement orbital autour du noyau. Etant donné qu'une charge électrique en mouvement engendre un champ magnétique H autour d'elle-même, les électrons qui tournent sur eux-mêmes (spin) et autour du noyau (orbital) forment de petits dipôles magnétiques; ces dipôles peuvent réagir à l'application d'un champ magnétique extérieur, de la même manière que les dipôles électriques réagissent à l'application d'un champ électrique.

Le mouvement d'un électron autour du noyau d'un atome engendre un moment magnétique intrinsèque. En présence d'un champ magnétique extérieur, la composante de ce moment magnétique orbital μ_B , composante parallèle au champ extérieur, est égale à: $meh/4\pi m_e$, où m est le nombre quantique magnétique, h est la constante de Planck :

($0,662 \cdot 10^{-33}$ J .s) et m_e et e sont respectivement la masse et la charge de l'électron. Chaque électron d'un atome possède donc ce moment, appelé magnéton de Bohr. Sa valeur est de

$1 \mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24}$ A/m² et est utilisé comme une unité de mesure du magnétisme au niveau atomique. Quant aux oxydes de fer, le moment magnétique effectif par ion de FeO est de $5,33 \mu_B$, celui de Fe₃O₄ est de $6 \mu_B$, et environ $10^{-2} \mu_B$ pour α -Fe₂O₃, $1,25 \mu_B$ pour γ -Fe₂O₃ [52].

Un atome n'apparaîtra magnétique que lorsqu'il y a un déséquilibre de spins des électrons. La moitié des éléments chimiques purs ne sont pas concernés par ces caractéristiques magnétiques car presque cinquante pour-cent des éléments chimiques ont un nombre pair d'électrons de valence. Par ailleurs, dès lors qu'ils sont intégrés dans un édifice poly atomique (molécule, cristal pur, composé et alliage), seulement un petit nombre d'atomes sont porteurs d'un moment magnétique permanent.

Un grand nombre d'éléments du tableau périodique portent un moment magnétique à l'état d'atome isolé alors qu'à l'état solide pur, la plupart sont diamagnétiques. L'établissement de la liaison chimique perturbe les orbites électroniques responsables du magnétisme. La majorité des ions sont exemptés parce qu'un ion a des électrons dégagés ou acceptés. En conséquence, quelques éléments ont des spins d'électron déséquilibrés pour avoir un moment magnétique. Parmi eux, le fer, le cobalt et le nickel ont un magnétisme prononcé [55].

I.6.2. Mécanisme de l'aimantation des matériaux ferromagnétiques

Lorsque les solides cristallins ferromagnétiques ne sont pas aimantés, le cristal de ce matériau est divisé normalement en domaines polarisés à saturation. Ils possèdent, spontanément, en chacun de leur point intérieur, une intensité d'aimantation non nulle. Celle-ci provient de l'existence dans leur structure de porteurs de moments magnétiques et l'on établit que ces moments magnétiques élémentaires sont ceux des spins électroniques. Le moment magnétique du matériau est égal à la somme vectorielle des moments magnétiques de chacun de ses domaines. IL peut être nul dans un matériau à l'état initial, par compensation de chaque moment magnétique au voisinage. Il augmente si le matériau est soumis à un champ magnétique mais diminue et s'annule si ce matériau est porté à des températures suffisamment élevées. Sous l'influence d'une interaction s'exerçant principalement entre voisins, ces moments magnétiques élémentaires ont tendance à prendre une orientation commune. Celle-ci est différente d'un domaine à l'autre. Un état d'équilibre s'établit, correspondant à une valeur minimale de l'énergie globale de ces électrons. A une température donnée, il se forme différents domaines, dits domaines de Weiss, contenant chacun des moments magnétiques élémentaires de même orientation. Les dimensions habituelles de ces différents domaines sont de l'ordre de 10 à 100 μm . Cependant, dans le cristal parfait et pur, les tailles de ces domaines peuvent être plus importantes. La zone qui sépare deux domaines contigus est appelée « paroi de Bloch ». L'épaisseur d'une paroi est de l'ordre d'une centaine d'intervalles inter atomiques, et dans cette faible épaisseur la direction des moments élémentaires se modifie de proche en proche pour coïncider aux deux extrémités avec les directions propres aux domaines correspondants.

Dans le cas général où le champ magnétique appliqué fait un angle quelconque avec l'axe de facile aimantation du matériau, la variation d'aimantation s'effectue avec déplacement de parois et rotations simultanées des moments. Ce mécanisme a lieu jusqu'à un champ seuil pour lequel le matériau est devenu mono domaine [46].

I.6.3. Phénomène de magnétostriction des matériaux

Une contrainte mécanique appliquée à un matériau ferromagnétique provoque une variation de l'aimantation par action sur les domaines magnétiques. Inversement, l'aimantation introduit une déformation en supplément de la déformation créée par élasticité [47]. La magnétostriction est la propriété que présentent les substances ferromagnétiques de changer de dimensions lorsqu'elles s'aimantent [48]. Ce caractère physique peut diminuer l'anisotropie magnétique d'origine magneto élastique provenant des contraintes internes au matériau [45]. Dans son état stable, un matériau aimanté est déformé spontanément de manière à minimiser l'ensemble des énergies élastiques et magnéto élastiques avec la direction de facile aimantation. Cette déformation linéaire dans la magnétostriction est caractérisée par un coefficient λ représentant la variation relative de longueur $\frac{\Delta l}{l}$ (par la différence relative entre la longueur d'éléments mesurée sous champ magnétique et celle mesurée sans champ) suivant une certaine direction. Les valeurs de λ sont positives ou négatives suivant qu'il y ait dilatation ou contraction. Leur amplitude de changement est petite et dépend des matériaux. Souvent, λ des métaux est de l'ordre de 10^{-5} .

La loi de Hooke, concernant la relation déformations contraintes ($\epsilon_{ij} = f(\sigma_{ij})$) vérifiée sans champ magnétique présente de fortes anomalies en présence du champ magnétique. Ces types de déformations dans le matériau conduisent à des modifications du comportement tribologique du couple en contact.

I.6.4. Effet de variation du module d'Young

Lorsque l'on applique une contrainte à un matériau ferromagnétique, celle-ci provoque une variation d'aimantation qui s'introduit en supplément de la déformation créée par élasticité. Ce phénomène correspond à une modification des constantes élastiques du matériau, donc de son module d'Young E . Le module E est toujours réduit quel que soit le signe du coefficient de magnétostriction à saturation λ_s du matériau ferromagnétique doux. Ce matériau présente un alignement des moments magnétiques pour une très faible contrainte à champ nul.

Pour une contrainte nettement supérieure à celle saturant l'aimantation, ΔE tend vers zéro. C'est-à-dire que la déformation relative magnétostrictive $(\frac{\Delta l}{l})_m$ est négligeable

par rapport à la déformation relative élastique $(\frac{\Delta l}{l})_e$ lorsque la déformation relative totale $\frac{\Delta l}{l}$ est exprimée par la somme de $(\frac{\Delta l}{l})_m$ et $(\frac{\Delta l}{l})_e$.

Le changement ΔE est important pour la zone de champ où les domaines magnétiques sont mobiles.

I.6.5. Croissance des domaines magnétiques et mouvement des dislocations

I.6.5.1. Croissance des domaines magnétiques

La propriété caractéristique par excellence des matériaux magnétiques est l'alignement spontané des moments magnétiques atomiques parallèlement les uns aux autres.

L'orientation parallèle des moments magnétiques est un phénomène local. Des techniques d'observation appropriées permettent de mettre en évidence la répartition de la polarisation magnétique dans la matière. Elles révèlent qu'un échantillon de taille macroscopique est généralement divisé en de nombreuses régions polarisées. L'orientation de la polarisation changeant d'une région à l'autre, la polarisation globale de l'échantillon peut fort bien être nulle.

On appelle domaine magnétique, ou domaine de Weiss chaque région d'un seul tenant dans laquelle tous les moments magnétiques atomiques sont alignés parallèlement les uns aux autres. Les domaines magnétiques atomiques affectent des formes très variables. Dans leur plus grande extension, ils peuvent mesurer jusqu'à 1mm, et même davantage dans des échantillons filiformes. Le module de la polarisation spontanée I_s a même valeur dans tous les domaines magnétiques d'un matériau homogène dont la température est uniforme.

Chaque domaine est séparé d'un voisin par une zone de transition dans laquelle l'orientation des moments magnétiques passe progressivement de la direction de polarisation dans l'un des domaines, à celle régnant dans l'autre domaine [49].

Cette zone de transition, sorte d'enveloppe délimitant les domaines magnétiques, porte le nom de paroi de Bloch (Fig. I.7).

Le moment magnétique M d'un échantillon de volume est nécessairement compris dans les limites suivantes: $0 \leq M = \int I_s dV \leq I_s V$.

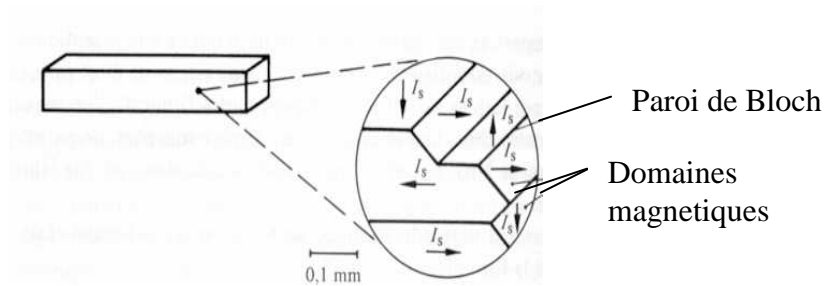


Figure I.7: Division d'un échantillon en domaines magnétiques.

Il peut passer de 0 à $I_s V$ sous l'effet d'un champ magnétique H appliqué, ce qui implique une modification complète de la distribution des domaines de Weiss, c'est-à-dire que leur nombre, leur forme et leur répartition peuvent varier radicalement.

Toutes propriétés magnétiques des matériaux telles que la perméabilité, l'hystérésis etc. dépendent de la structure des domaines magnétiques, et surtout de la variabilité plus ou moins grande de cette structure sous l'effet d'un champ extérieur [49].

I.6.5.2. Structure des domaines magnétiques dans un échantillon monocristallin

Cette structure est définie par les propriétés suivantes des domaines magnétiques, exprimées en valeurs moyennes statistiques pour un échantillon donné:

- . la forme;
- . la dimension;
- . l'orientation de I_s .

Parmi l'ensemble des structures possibles, seules peuvent se réaliser pratiquement celles correspondant à un minimum de l'énergie interne de l'échantillon. Un minimum et non le minimum car il arrive que l'énergie nécessaire, ΔW pour atteindre le minimum fasse défaut (fig. 3.50).

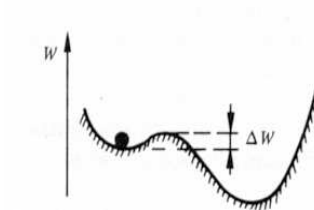


Figure I.8 : Analogie mécanique: la structure des domaines magnétiques peut correspondre à un équilibre métastable.

L'énergie interne associée à la structure des domaines, W_{im} , comprend 4 termes:

$$W_{im} = W_{an} + W_{ms} + W_{ec} + W_{mt}$$

W_{an} est l'énergie d'anisotropie, W_{ms} l'énergie magnétostatique, W_{ec} l'énergie d'échange et W_{mt} l'énergie magnétostrictive.

L'incidence de chacun de ces termes sera examinée dans le cas d'un échantillon parallélépipédique de fer monocristallin. On appellera cet échantillon, dont les axes cristallins sont parallèles aux arêtes, cristal de référence. L'étude de ce cas simple donnera une vision utile de ce qui se passe dans les matériaux polycristallins usuels.

I.6.5.3. Energie d'anisotropie W_{an}

L'intensité de l'interaction des moments magnétiques atomiques aboutissant à leur orientation parallèle se mesure en termes d'énergie. Une part de cette énergie varie en fonction de l'angle α de la figure I.8, elle porte le nom d'énergie d'anisotropie magnétocristalline. Il existe d'autres formes d'anisotropies magnétiques, par exemple celle que l'on provoque dans les tôles par laminage. Dans le cristal de référence, W_{an} se réduit à l'anisotropie magnétocristalline.

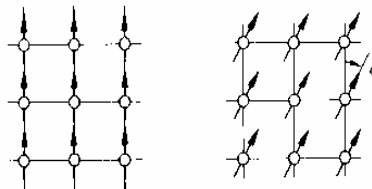


Figure I.9: Représentation schématique de l'orientation des moments magnétiques par rapport au réseau cristallin.

La fonction $W_{an}(\alpha)$ diffère d'une matière à l'autre. Dans l'espace à trois dimensions, cette fonction s'écrit $W_{an}(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ où les α_i sont les cosinus directeurs de I_s par rapport aux axes cristallins (fig. I.10).

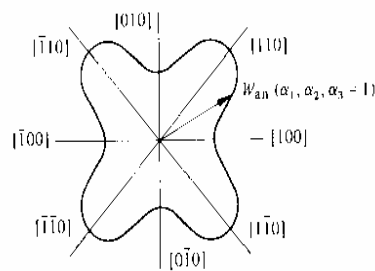


Figure I.10: Exemple de diagramme polaire de W_{an} dans le plan (001) d'un cristal cubique.

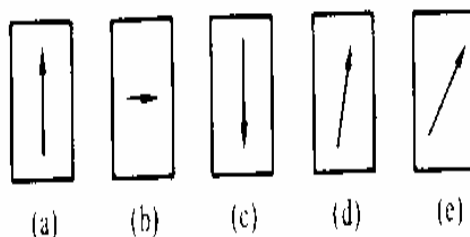


Figure I.11: Cinq cas de polarisation du cristal de référence. W_{an} est minimum dans les cas

(a), (b), (c) puis s'accroît successivement dans les cas (d) et (e).

Dans le fer, W_{an} est minimum selon les directions (100}. Sous l'effet de l'énergie magnétocristalline seule, la polarisation spontanée aura donc tendance à s'aligner parallèlement aux arêtes du cristal de référence (fig. I.11).

I.6.5.4. Directions d'aimantation facile

I.6.5.4.1. Définition

On appelle directions d'aimantation facile, les directions d dans lesquelles W_{an} est minimum (Tab. I.1).

Tableau. I.1 : Directions d'aimantation facile.

Element	d	Structure cristalline	Type d'anisotropie
Fe	(100)	CC	cubique
Co	axe	Hex	uniaxe
Ni	(111)	CFC	cubique

I.6.5.4.2. Energie magnétostatique W_{ms}

A la surface d'un aimant permanent placé dans le vide existe une densité de masses magnétiques σ_m exprimée en Wb/m^2 et donnée par:

$\sigma_m = n \cdot I$ où n est le vecteur unité normal à la surface, dirigé vers l'extérieur, et I la polarisation de l'aimant au point considéré. Cette densité de masses magnétiques crée un champ magnétique dans l'aimant, H_d , dont l'orientation est opposée à celle de I . On appelle H_d le champ démagnétisant.

Dans un échantillon homogène de forme simple, possédant en tout point la même polarisation I , H_d est proportionnel à I et l'on pose:

$$H_d = \frac{1}{\mu_0} NI$$

où N est le facteur démagnétisant, on trouve sa valeur pour les barreaux cylindriques et les ellipsoïdes de toutes proportions dans par exemple (Tab. I.2).

Tableau I.2 : Facteur démagnétisant d'un cylindre polarisé selon l'axe (d'après [49]).

Longueur Diamètre	0	1	2	5	10
N	1	0.27	0.14	0.040	0.0172

L'énergie interne de l'aimant permanent résultant du fait qu'il est soumis à son propre champ démagnétisant est appelée énergie magnétostatique W_{ms} de l'aimant. Cette énergie est donnée par:

$$W_{ms} = - \frac{1}{2} \int I \cdot H_d dV$$

L'intégrale portant sur tout le volume de l'aimant. Sauf quand N est connu, le calcul de W_{ms} par la relation sus cite est toujours laborieux. Dans le cas du parallélépipède représenté à la figure I.11, l'expression suivante constitue une bonne approximation [49], à condition que l soit petit devant la longueur des arêtes.

$$W_{ms} \cong 1.1 \cdot 10^5 \frac{1}{n} I^2 b^2 c$$

L'énergie magnétostatique a donc pour effet de diviser le cristal de référence en un nombre aussi élevé que possible de domaines lamellaires, puisque W_{ms} est inversement proportionnel au nombre n de lamelles.

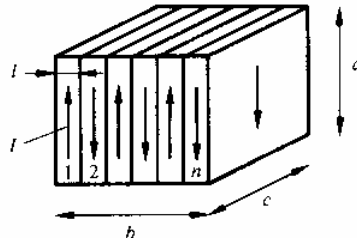


Figure I.11: Domaines magnétiques en structure lamellaire.

Lorsque l'anisotropie magnétocristalline présente une symétrie cubique, la configuration de la figure I.12 (d) est possible, elle annule W_{ms} . L'arrangement des domaines est tel que l'échantillon ne produit aucun champ à l'extérieur. Sur les diagonales, $\sigma_m = 0$, car les deux domaines adjacents produisent des densités de masses magnétiques égales et de signes opposés. Il n'y a pas de champ démagnétisant

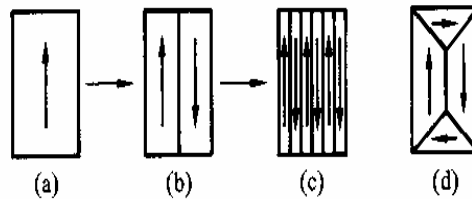


Figure I.12: de (a) à (c): Structures lamellaires à W_{ms} décroissantes.

I.6.5.4.3. Energie d'échange W_{ec}

C'est l'énergie résultant de l'interaction de deux moments magnétiques. Cette énergie dépend de la distance séparant ces moments ainsi que de leur orientation relative. On la calcule aisément en théorie classique, c'est à dire en assimilant les moments magnétiques à de petits aimants. Quand les moments sont disposés comme l'indique la figure 1.13, on trouve d'après [48],

$$W_{ec} = -\frac{2m^2}{4\pi\mu_0 r^3} \cos \theta$$

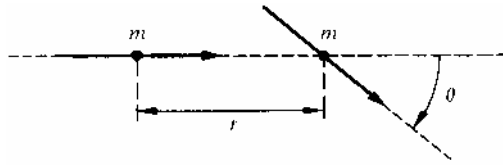


Figure I.13: Disposition des moments magnétiques

L'énergie d'échange passe par un minimum quand les moments magnétiques sont parallèles.

L'énergie d'échange entre moments magnétiques atomiques n'est calculable que par la théorie quantique.

L'énergie d'échange et l'énergie d'anisotropie magnéto cristalline augmentent à l'intérieur d'une paroi de Bloch. La somme de ces deux augmentations représente donc une énergie W_{SB} associée à la paroi de Bloch elle-même.

L'existence de W_{SB} a pour effet de limiter la surface totale des parois de Bloch. En particulier, la division du cristal de référence en domaines lamellaires de plus en plus nombreux (fig.I.12 (a)-(c)) s'arrêtera au moment où la diminution d'énergie magnéto statique ainsi obtenue sera compensée par l'augmentation de l'énergie dans les parois de Bloch [49].

I.6.5.4.4. Energie magnétostrictive W_{mt}

La magnétostriction est une variation dimensionnelle liée à la polarisation magnétique. La magnétostriction est dite positive, lorsque l'échantillon s'allonge dans le sens de I , et négative s'il se contracte dans le sens de I (fig. I.14a). En valeur relative, la variation de dimension est de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-5} .

On appelle énergie magnétostrictive W_{mt} , l'énergie élastique associée aux déformations et contraintes ayant pour origine la magnétostriction. Dans le cristal de référence, cette énergie varie selon la structure des domaines magnétiques (fig. I.14 b).

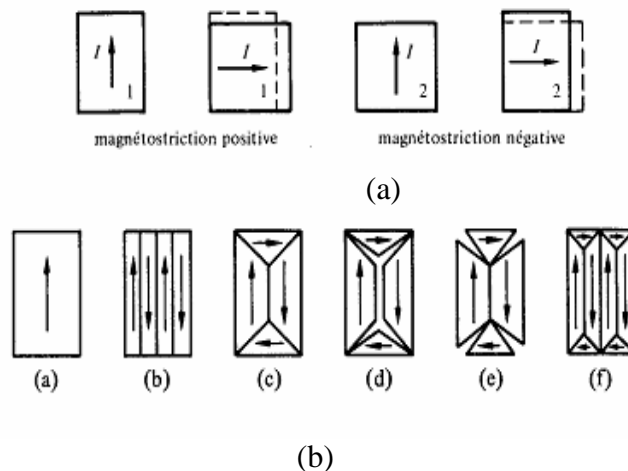


Figure I.14: Magnétostriction positive et négative (a), structure des domaines magnétiques (b).

Les configurations (a) et (b) de cette figure correspondent à une faible énergie magnétostrictive car celle-ci ne résulte que de la déformation du cristal selon la direction de la polarisation. A la configuration (c) correspond une énergie W_{mt} plus élevée. L'augmentation de W_{mt} est due à l'action des contraintes que les quatre domaines exercent les uns sur les autres. On se représente facilement ces contraintes en découpant par la pensée le cristal selon les parois de Bloch. Si la magnétostriction est positive, les morceaux se présentent comme en (d). Le cas (e) correspond à une magnétostriction négative. L'augmentation d'énergie magnétostrictive représente le travail qui serait nécessaire pour déformer les morceaux jusqu'à pouvoir les réassembler. Dans le cas (f), W_{mt} est plus faible que dans le cas (c).

I.6.5.5. Structure des domaines magnétiques dans la matière polycristalline

Le principe général, selon lequel la structure des domaines correspond à un minimum de l'énergie interne de l'échantillon, reste valable. Mais ce minimum ne peut être obtenu en réduisant individuellement l'énergie interne de chaque grain, considéré comme isolé des autres. Il est évident que l'énergie magnétostatique par exemple dépend fortement, pour chaque grain, de l'environnement dans lequel il se trouve. La division en domaines au sein de chaque grain aura donc seulement tendance à se réaliser selon les schémas que l'on vient de voir à propos du cristal de référence.

L'effet de la forme de l'échantillon, prépondérant dans le cas d'un monocristal, disparaît dans le cas d'un polycristal, pour lequel c'est la structure des grains qui est très importante. La structure des domaines est aussi influencée par la présence de défauts relativement ponctuels, tels que les cavités, les inclusions de matière non magnétique ou les précipités. Ces défauts freinent le déplacement des parois de Bloch par un processus d'épinglement et donnent naissance à des structures secondaires, comme la structure en lame de couteau (fig. I.15). L'inclusion provoque l'apparition d'une énergie magnétostatique liée à l'existence des masses magnétiques + et - (fig. I.15 (a)). Cette énergie est réduite (fig. I.15(b) par la présence d'une paroi de Bloch passant par l'inclusion et provoquant une diminution de la distance moyenne entre masses + et -. La paroi de Bloch a donc tendance à être retenue par l'inclusion, c'est l'épinglement.

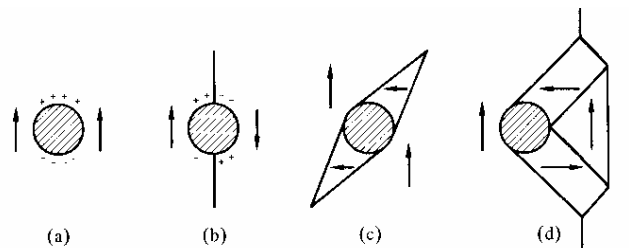


Figure I.15: Exemples des effets possibles d'une inclusion sur la structure locale des domaines magnétiques.

Cet effet est d'une grande importance technologique par son influence directe sur la forme du diagramme B-H. En l'absence de parois de Bloch préexistantes à proximité d'un défaut ponctuel, l'énergie magnétostatique est souvent diminuée par la création de domaines secondaires en lame (fig.I.15 (c)). La diminution de l'énergie

magnétostatique est parfois obtenue (fig.I.15 (d)) par un épinglage indirect d'une paroi au moyen de plusieurs domaines secondaires.

Les traitements mécaniques, le laminage à froid en particulier; les traitements thermiques, recuit, fusion, trempe etc.; le mélange de divers éléments pour la confection d'alliages sont les trois procédés principaux permettant de modifier la structure de domaines magnétiques et la mobilité des parois de Bloch. Ce sont les procédés d'élaboration par excellence des matériaux magnétiques.

1.6.5.5.1. Epaisseur d'une paroi de Bloch

L'épaisseur d'une paroi de Bloch s'établit à une valeur δ telle que l'énergie de la paroi, W_{SB} soit minimum. Cette condition s'écrit :

$$\frac{\partial W_{SB}(\delta)}{\partial \delta} = 0$$

On calculera δ dans le cas d'une paroi à 180° (c'est à dire séparant deux domaines dont les polarisations sont antiparallèles), située dans un matériau à structure cubique simple (fig.I.16).

Soient $[010]$ et $[0\bar{1}0]$ les directions d'aimantation facile. La paroi est choisie parallèle au plan (100) . En première approximation on peut supposer que la rotation des moments magnétiques est uniforme dans la paroi. Il en résulte que l'énergie d'anisotropie par unité de volume, en valeur moyenne sur l'épaisseur totale de la paroi, est une constante \bar{W}_{an} .

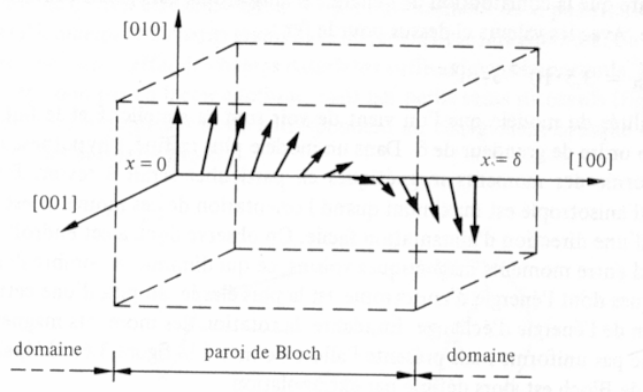


Figure I.16 : Rotation des moments magnétiques dans une paroi de Bloch à 180° .

1.6.5.5.2. Méthodes d'observation des domaines magnétiques

Les domaines magnétiques furent mis en évidence, de façon indirecte et pour la première fois en 1919, par l'expérience de Barkhausen (Fig. I.17).

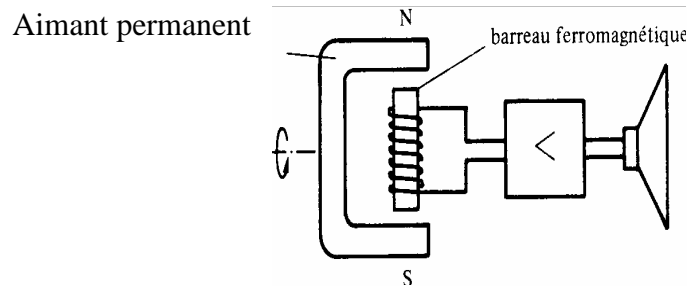


Figure I.17 : Expérience de Barkhausen.

Un aimant tourne lentement, induisant dans un barreau ferromagnétique un renversement de la polarisation selon un mouvement périodique, dont la période est de 1 seconde environ. Un enroulement capte les variations de flux magnétique dans le barreau qui sont transmises, après amplification, à un haut-parleur. Normalement, aucun son audible ne devrait être émis. Or, à chaque renversement de la polarisation, un bruit rappelant l'écoulement de petits grains dans un récipient se fait entendre.

Ce phénomène démontre que, sous l'effet de champs extérieurs suffisamment importants, la polarisation s'établit non pas de façon continue, mais par petits sauts successifs (Fig. I.18).

On sait aujourd'hui que ces sauts correspondent au changement brusque de points d'épinglage des parois de Bloch.

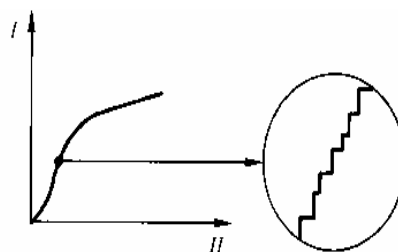


Figure I.18: Etablissement de la polarisation en présence d'un champ extérieur important.

Trois méthodes d'observation directe des domaines sont en usage actuellement. La plus ancienne, connue sous le nom de méthode de Bitter ou méthode de la poudre, consiste à répandre une solution colloïdale de particules magnétiques à la surface de l'échantillon préalablement poli électrolytiquement. La présence de masses magnétiques où les parois de Bloch coupent la surface de l'échantillon provoque un amoncellement de particules à ces endroits (fig. I.19) [49].

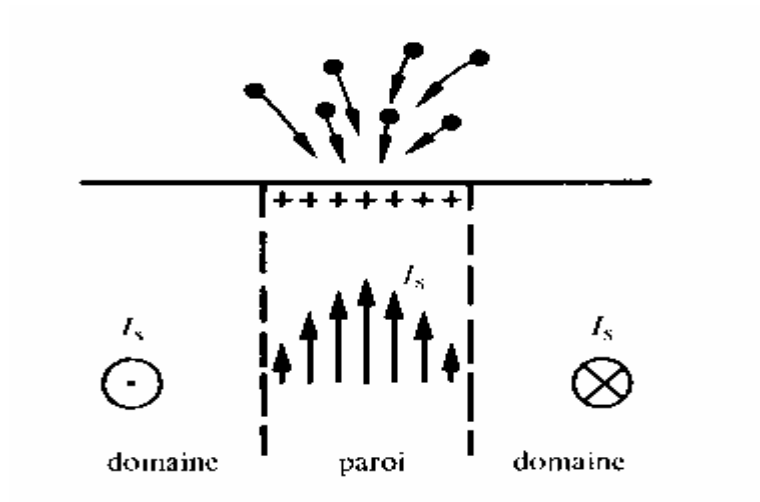
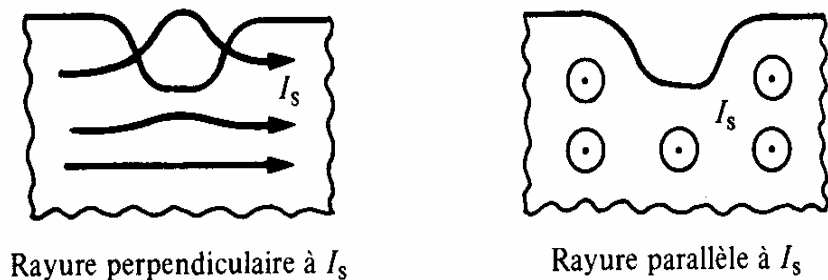


Figure I.19 : Méthode de Bitter

Après évaporation du solvant, la ligne de poudre magnétique peut être fixée et observée au microscope. On détermine l'orientation d'une polarisation I_s parallèle à la surface de l'échantillon en rayant cette surface, par exemple au moyen d'une fibre de verre. Lorsque la rayure est parallèle à I_s elle n'est le siège d'aucun flux de fuite et par conséquent aucune poudre ne s'y dépose. Le contraire se passe quand la rayure est perpendiculaire à I_s (fig. 1.20).

Les deux autres méthodes utilisent la rotation d'un plan de polarisation de la lumière, en transmission (effet Faraday), ou en réflexion (effet Kerr). Par rapport à la méthode de Bitter, ces techniques ont le grand avantage de permettre l'observation de parois de Bloch en mouvement. Les domaines apparaissent dans le microscope sous la forme de plages uniformes, dans des nuances de gris pouvant aller du blanc au noir. Les angles de rotation du plan de polarisation sont faibles, ce qui nécessite l'emploi de systèmes optiques de haute qualité.



Rayure perpendiculaire à I_s

Rayure parallèle à I_s

Figure I.20 : Détermination de l'orientation d'une polarisation I_s parallèle à la surface de l'échantillon en rayant cette surface, au moyen d'une fibre de verre.

I.7. LE DIAGRAMME B-H

I.7.1. Introduction

Le diagramme B-H, appelé aussi courbe d'aimantation ou cycle d'hystérésis est la courbe de réponse de matériaux magnétiques. La simplicité de l'équation $E = \mu H$ n'est qu'apparente. En fait, cette relation n'est pas linéaire puisque la perméabilité μ dépend de H, d'où la nécessité d'une représentation de la fonction B(H). La non linéarité des matériaux magnétiques ne rend pas leur utilisation particulièrement aisée. Par contre, elle permet la réalisation de certains dispositifs intéressants, tels que les registres à bulles magnétiques, les mémoires magnétiques, les régulateurs à noyaux saturables, etc...

La forme du diagramme B-H dépend de la mobilité des parois de Bloch, elle-même fonction des énergies W_m , W_{ms} , W_{ec} , W_{mt} et du champ H appliqué. Selon les cas, un modèle mathématique détaillé du diagramme est nécessaire, ou au contraire la connaissance d'un ou deux paramètres représentatifs est suffisante.

I.7.2. Processus de polarisation et diagramme B-H

Soit un monocristal de fer, pratiquement sans défauts, dans lequel les domaines magnétiques se présentent tels qu'à la figure I.21 (a).

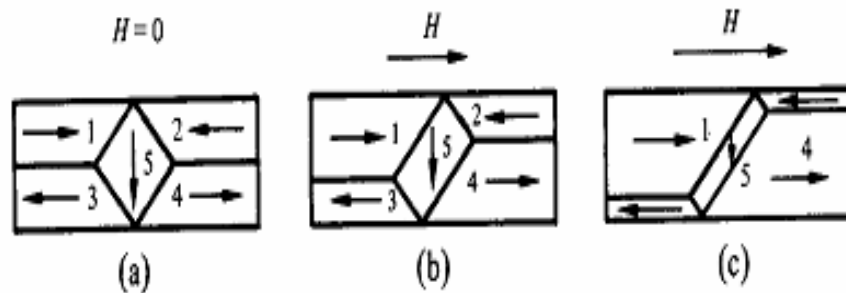


Figure I.21: Structure des domaines magnétiques

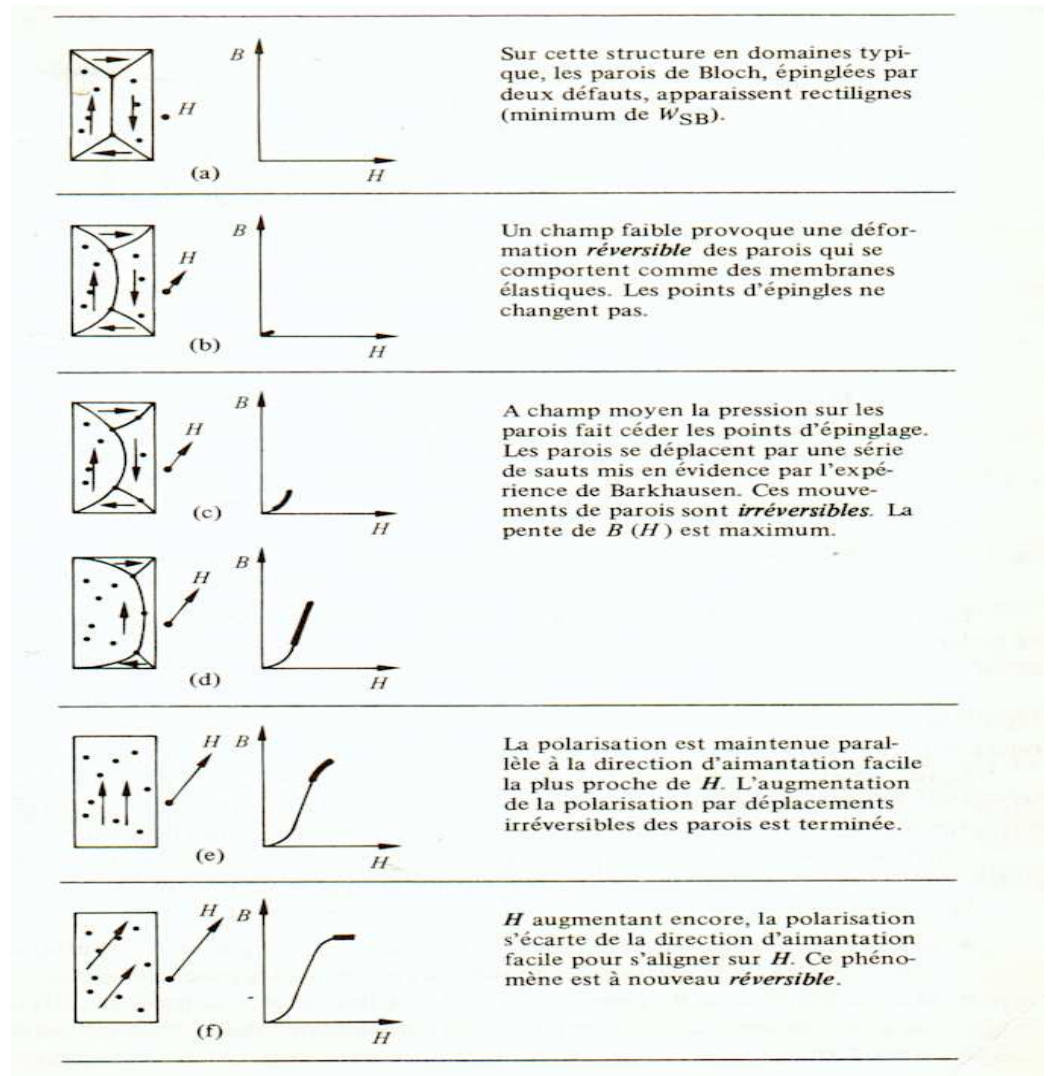
Dès qu'on applique un champ H comme indiqué, l'énergie des moments magnétiques est augmentée dans les domaines 2 et 3, et dans une plus faible mesure dans le domaine 5.

Le respect de la condition de l'énergie minimum dans l'échantillon entraîne alors une diminution du volume de ces domaines. Dans un champ H croissant, la structure des domaines prendra donc successivement les allures représentées à la figure I.21(b) puis I.21(c). Finalement, un seul domaine orienté selon H subsistera. Dans cet exemple idéal, le déplacement des parois de bloch est parfaitement libre. En coupant H, on se retrouve donc à l'état initial (fig. I.21(a)), le processus de polarisation est réversible.

Les défauts cristallins ont un effet important sur la forme du programme B-H.

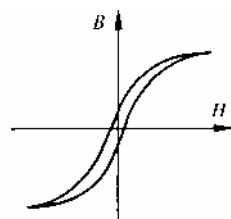
Le tableau I.3 illustre l'action des défauts ponctuels sur le déplacement des parois de Bloch, à l'intérieur d'un monocristal,

Tableau I.3 : défauts ponctuels à l'intérieur d'un monocristal d'après [49],

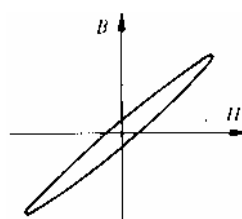


Dans un milieu polycristallin, un processus analogue à celui décrit au tableau I.3 se produit dans chaque grain. Toutefois, la situation est compliquée par les interactions d'ordre magnétostatique et magnétostrictif existant entre grains voisins. A nouveau, la structure des grains joue un rôle très important.

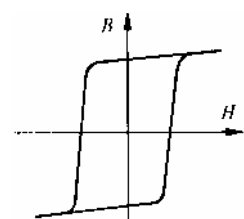
La forme du diagramme B-H peut varier fortement d'un matériau magnétique à l'autre (fig. I.21). Pour un matériau donné, elle varie en fonction des conditions d'utilisation et plus particulièrement en fonction de l'amplitude du champ magnétique (fig.I.22).



Alnico



Permalloy



Isoperm

Figure I.22: Variation de la forme du diagramme B-H.

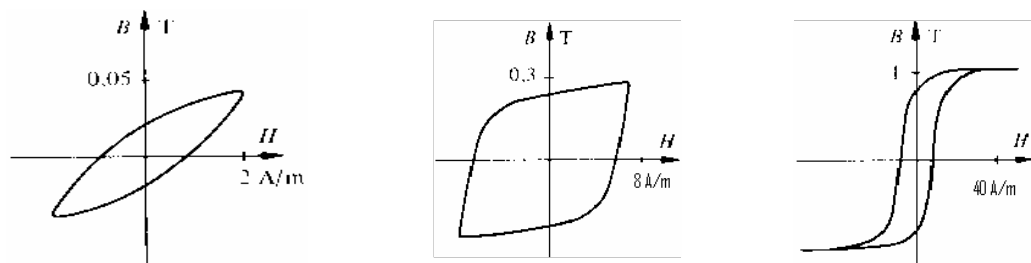


Figure I.23: Effets de l'amplitude du champ sur le diagramme B-H d'un alliage fer-nickel

La fonction $B(H)$ observée à champ croissant sur un échantillon n'ayant jamais été polarisé (à l'échelle macroscopique) porte le nom de courbe de première aimantation.

A champ décroissant, la fonction $B(H)$ s'écarte de la courbe de première aimantation, en raison du caractère irréversible de la polarisation. En régime périodique, la fonction $B(H)$ prend la forme d'un cycle d'hystérésis.

Seule une élévation de la température de l'échantillon au-dessus du point de Curie permet de décrire une nouvelle fois la courbe de première aimantation. La matière magnétique garde en quelque sorte la mémoire des polarisations qu'elle a subie [49].

I.7.2.1. Mouvement des dislocations

Les défauts linéaires, appelés dislocations, sont à l'origine des processus liés à la déformation plastique [50]. Les défauts se déplacent dans le matériau sous les contraintes de cisaillement. Le déplacement est freiné par les joints des grains, les frontières entre phases différentes de la structure du matériau et par la surface. Les limites des domaines magnétiques constituent également un obstacle pour le déplacement des dislocations. Ainsi, la suppression de ces limites par application du champ magnétique, dans le cas des matériaux ferromagnétiques, facilite le déplacement des dislocations.

La surface de contact est un obstacle final aux mouvements des dislocations. Cela conduit à un durcissement de la surface sur une certaine épaisseur par concentration des défauts montés du volume. En conséquence, le comportement en frottement et usure de la surface peut être modifié par cette augmentation de la micro-dureté.

Le durcissement des pistes de contact par la concentration des défauts et les contraintes cycliques qui y siègent pendant le frottement en présence du champ magnétique conduisent à la fragilisation d'une couche superficielle. Cette couche, dont la limite élastique augmente et la contrainte de clivage diminue par rapport au matériau volumique, change de température critique, de transition concernant la

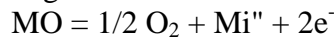
limite élastique et plastique de la surface de contact et présente un caractère fragile à la rupture. La disparition du caractère ductile des surfaces de contact glissant peut diminuer l'adhérence des surfaces et le coefficient de frottement.

I.7.2.2. Concentration de défauts ponctuels dans les oxydes

Les oxydes non stoechiométriques possèdent un léger excès de cation M^{n+} (métal) ou d'anion O^{2-} (oxygène). Leur formule générale correspond respectivement à $M_{1+x}O_v$ et $M_{1-x}O_v$ où x représente un nombre positif ($x \ll 1$). La charge associée à l'excès d'ions est compensée par la présence de charges électroniques.

Ainsi, dans les oxydes $M_{1+x}O_v$, des électrons compensent la charge positive due à l'excès de cations. Ces oxydes sont des semi-conducteurs de type n : Fe_2O_3 dans le cas d'oxyde de fer.

Dans les oxydes $M_{1-x}O_v$, ce sont des trous, autrement dit, des absences d'électrons, qui compensent la charge négative due à un excès d'anion. Ces oxydes correspondent donc à des semi-conducteur de type p : FeO dans le cas d'oxyde de fer. La concentration des défauts ponctuels à l'équilibre dans les oxydes non stoechiométriques varie avec la pression partielle d'oxygène. Pour un oxyde de type n (conduction par électrons), bivalent, qui contient des cations interstitiels bivalents Mi'' ("signifie deux charges positives), l'équilibre avec l'oxygène s'écrit avec la notion de charge électronique négative e^- :



Les semi-conducteurs de type n ou de type réduction perdent facilement de l'oxygène par chauffage sous vide ou en atmosphère réductrice [55].

La figure I.24 représente schématiquement cet équilibre entre un oxyde bivalent de type n et l'oxygène.

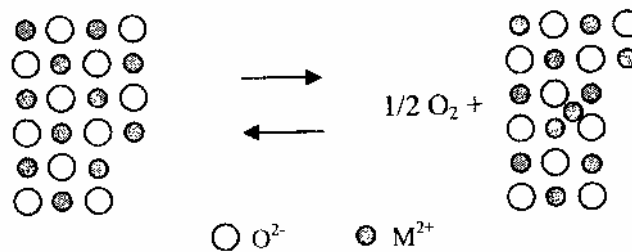


Figure I.24: Equilibre entre un oxyde bivalent de type n et l'oxygène,

De façon analogue, pour les oxydes de type p , il existe un équilibre entre l'oxygène et les lacunes cationiques. Pour un oxyde bivalent contenant des lacunes cationiques bivalentes V_M'' (Signifie deux charges négatives), l'équilibre avec l'oxygène s'écrit avec la notion de charge électronique positive h (Fig. I.25):



Les semi-conducteurs de type p (conduction par trous) ou de type oxydation adsorbent facilement de l'oxygène par chauffage ou en atmosphère oxydante.

Les oxydes $M_{1+x}O$ de type n croissent par la diffusion de cations interstitiels d'électrons dans l'oxyde, dépendant de leur concentration à l'interface oxyde-métal alors que la croissance des oxydes $M_{1-x}O$ de type p est proportionnelle au coefficient de diffusion des lacunes cationiques et de trous dans l'oxyde et à leur concentration à l'interface oxyde gaz.

La concentration de lacunes cationiques augmente avec la pression partielle d'oxygène dans les oxydes de type p tandis qu'elle diminue dans les oxydes de type n [37].

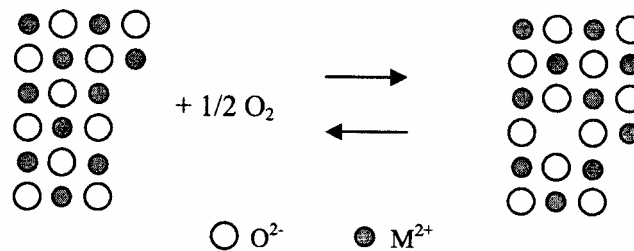


Figure I.25: Equilibre entre un oxyde bivalent de type p et l'oxygène.

I.7.3. Croissance et rupture de la couche d'oxyde dans le contact glissant

Les électrons doivent traverser la couche d'oxyde pour l'évolution d'oxydation, mais souvent ces couches sont isolantes. Si le volume molaire de l'oxyde est nettement plus faible que celui du matériau à partir duquel il se forme, la rupture a lieu pour relaxer ses déformations (les films d'oxyde ont une nature comparativement fragiles que le matériau). Inversement, si c'est le volume molaire de l'oxyde qui est nettement plus grand, la couche d'oxyde recouvre bien les surfaces du métal est assure une bonne protection contre le frottement. Si l'oxyde est homogène et recouvre uniformément le métal, la vitesse d'oxydation sera limitée par la diffusion.

Théoriquement, une fois la couche d'oxyde formée en surface:

- si $V_{ox} < V_m$ (volume molaire de l'oxyde V_{ox} inférieur à celui du métal V_m), l'oxyde ne couvre pas complètement le métal. Dans ce cas, l'oxygène continue à passer à travers la couche d'oxyde et la réaction d'oxydation continue et est d'ordre zéro.
- si $V_{ox} > V_m$, la couche d'oxyde ne peut adhérer au métal. L'oxygène continue à passer vers le métal à travers les joints de grains. C'est le cas du fer (V_m de fer = 7,09 [cm³/mol] ; V_{ox} de FeO = 12,6; V_{ox} de Fe₃O₄ = 44,7; V_{ox} de Fe₂O₃ = 31,5). La rouille se décolle du corps de fer. La tension superficielle entre l'oxyde et le métal s'oppose à la réaction d'oxydation et empêche de cette façon le métal de s'oxyder plus.
- si $V_{ox} = V_m$, le métal est bien couvert de l'oxyde. Cet oxyde protège le métal contre la corrosion en empêchant la croissance d'oxydation car les contraintes mécaniques en oxyde restent très faibles. C'est le cas de Al₂O₃.

Généralement le système métal-oxyde accomode plus facilement une différence de volume si l'oxyde croît par diffusion de cations du métal vers la surface extérieure, plutôt que par diffusion d'anions en sens inverse.

I.7.4. Effets magnétiques sur le frottement et l'usure

Des études ont été élaborées afin d'observer les effets magnétiques sur plusieurs matériaux fréquemment utilisés dans des domaines industriels. Elles donnent des résultats différents dépendant du choix du couple des matériaux et des paramètres expérimentaux adoptés [3, 4, 33, 24]. Par exemple, l'analyse du comportement tribologique du couple cuivre/acier XC48 en présence d'un champ magnétique [1], montre que l'usure de l'acier et celle du cuivre augmente avec le champ magnétique. Pour $P < 3N$, le champ magnétique n'a pratiquement aucune

influence sur l'usure du couple tandis qu'une influence est remarquable pour $P > 3N$ donc à charge importante. Une augmentation de la micro dureté de l'acier est également constatée dans ce cas d'étude. Les dislocations déplacées et accumulées en surface par réarrangement des domaines magnétiques, conduisent à l'augmentation de la dureté.

1.8. INFLUENCE DU COURANT ELECTRIQUE

Le passage du courant électrique à travers le contact glissant favorise l'échauffement des corps par dissipation d'énergie. Les couches transférées, la formation et l'épaisseur des oxydes du couple de contact durant le frottement dépendent de l'intensité du courant, de la polarité électrique et des caractéristiques des matériaux en contact [2].

1.8.1. Usure du contact électrique

Le comportement en frottement et usure dépend non seulement des matériaux mais aussi des films présents à l'interface.

Ces phénomènes sont complexes. Ils dépendent de l'environnement gazeux et varient largement d'un matériau à l'autre.

Dans un contact électrique, la fonction principale est d'assurer le passage du courant sans interruption. Un bon contact peut diminuer donc l'usure telle que celle causée par les arcs électriques. Pour qu'un tel contact soit efficace, les paramètres suivants: les dimensions, l'état des surfaces de contact, la pression, la résistance de contact et la protection contre les effets néfastes de l'environnement doivent être optimums [54]. Quand on applique un potentiel électrique sur une couche d'oxyde, une rupture diélectrique se crée et entraîne un arc électrique. Lors de sa création, une importante densité d'énergie y prend part. Elle est de l'ordre de 1 kW/mm^2 sur une période de temps très courte de l'ordre de $100 \mu\text{s}$. La zone affectée est habituellement superficielle de l'ordre de $50 \mu\text{s}$ [35]. L'élévation de température qui se crée dans le contact est due à une très grande densité d'énergie et au bombardement ionique de la surface. Les conséquences de l'augmentation de température par l'arc électrique sont considérables et causent l'oxydation, la variation de la dureté, la fusion et les modifications de phases des matériaux.

La température au sein d'un plasma d'arc est très élevée et ne se situe, quels que soient le courant et les conditions extérieures, jamais en dessous de 5000°K [53]. Les arcs produisent ainsi des cratères et des zones localisées fondues, à la surface du contact. Ces défauts aggravent les conditions de frottement et d'usure avec la coexistence de l'action mécanique qui succède continuellement à ces effets.

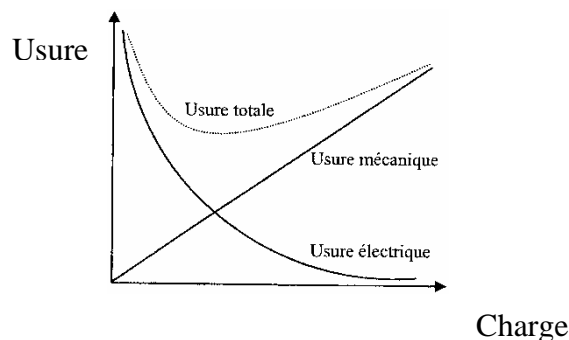


Figure I.25: Usure en fonction de la charge appl

Le courant électrique n'influe pas directement sur l'usure, sauf dans le cas où l'on observerait une électrolyse occasionnelle (transformation de l'énergie électrique en énergie chimique) [53]. Cependant, il peut être la cause d'une forte élévation de température qui entraîne par conséquent: un adoucissement du métal et une oxydation accrue à l'interface. La figure I.25 schématise la variation des usures mécanique et électrique en fonction de la charge appliquée. L'usure mécanique augmente linéairement avec la charge tandis que l'électrique diminue avec la charge. La somme des deux donne l'usure totale du contact.

1.8.2. Evolution de la résistance de contact

Le courant électrique s'écoule à travers une petite surface. Cette surface est la somme de toutes les jonctions de contact. La résistance électrique de contact, par suite de la restriction de section qu'offre la zone est appelée résistance de constriction. La valeur de cette variable est liée aux propriétés des métaux en présence, telles la dureté et la résistivité. Le passage du courant électrique à travers les points de contact peut avoir pour effet d'élever de façon significative la température locale. Ces points de contact ont alors une température très supérieure à la température moyenne superficielle. Cet écart de température est appelé sur température et il est le même pour tous les points de contact quelle que soit leur taille. Cet effet est fonction du courant électrique total qui traverse l'ensemble des points de contact [18].

Dans des matériaux exposés à l'air ambiant, les surfaces sont contaminées par des couches d'oxyde qui sont généralement isolantes. La conduction du courant s'effectue donc à des endroits localisés où le film est rompu par action mécanique et/ou électrique. Ainsi, en réalité, l'expression « résistance de contact » va donc comporter deux termes: la résistance de constriction et la résistance des films d'oxyde.

La résistance électrique de contact dépend de la charge normale appliquée, de l'intensité du courant électrique et de la vitesse relative de glissement. Elle décroît avec l'augmentation de la force appliquée sur les jonctions de contact. Cette résistance peut être donc influencée par la qualité d'usinage de la surface. Par ailleurs, lorsque la densité du courant dépasse une valeur critique, il y a rupture des films d'oxyde formés à l'interface de contact et une diminution de la sur température aux jonctions de contact cause une élévation de la température moyenne et active ainsi certains processus comme l'oxydation, le fluage, la formation de phases intermétalliques etc...

L'oxydation peut conduire à une diminution de la surface de contact et ensuite à un accroissement de la résistance. Notons que l'échauffement des jonctions augmente la résistance de contact également. Malheureusement, les connaissances actuelles des divers phénomènes responsables de la défaillance ou de l'usure des contacts électriques ne nous permettent pas de déterminer avec suffisamment de précision la surface effective de contact qui devrait caractériser chaque type de contact électrique.

1.8.3. Oxydation des surfaces par le courant électrique

L'oxydation des surfaces métalliques du contact électrique est un phénomène non négligeable. La présence d'oxygène dans l'air ambiant provoque une oxydation continue du contact intermétallique et conduit à une augmentation accélérée de la

résistance de contact par une interposition à l'interface des films d'oxyde qui sont isolants. Ceux-ci s'épaississent en consommant continuellement du métal, s'exfolient et se décollent finalement de la surface par le glissement des corps en contact. La formation du film d'oxyde dépend des deux facteurs suivants; le temps nécessaire pour réoxyder une région dénudée, ce qui est déterminé à partir de la vitesse de glissement dans des passages répétitifs et la température de contact qui favorise le taux de formation d'oxyde.

Lorsque les deux métaux du contact électrique sont de natures différentes, ils forment une pile qui produit un courant en consommant le métal anodique. Ce processus de corrosion galvanique continue tant que le milieu corrosif subsistera.

Selon la géométrie du contact, si les deux métaux en contact ont des coefficients de dilatation thermique différents, il est possible qu'il y ait diminution de la surface de contact lors d'une augmentation de la température [54]. Ceci pourrait entraîner une augmentation de la résistance de contact et par conséquent une élévation de la température avec plus d'oxydation.

Les petits débris métalliques d'usure accumulés dans le contact par l'action mécanique de frottement, s'oxydent rapidement et provoquent une augmentation de la résistance de contact et une interruption du passage du courant électrique à l'interface.

Ces débris sont habituellement fragiles et peuvent faciliter le glissement des métaux en contact. En effet, l'oxydation peut jouer un rôle prépondérant pour un matériau oxydable.

Les films d'oxygène adsorbés et les oxydes à l'interface du contact modifient la conductivité du contact conducteur en semi-conducteurs.

Lorsque le métal est très faiblement électronégatif, les atomes conservent peu leurs électrons. Les liaisons sont à caractères ioniques. La densité électronique est très élevée et est distribuée avec une symétrie à peu près sphérique de chaque atome. Les électrons représentés sur l'orbite sphérique gravitent autour de la zone perturbée sans s'approcher du réseau. Il en résulte une conductivité très faible. Un tel mécanisme ne peut assurer une circulation importante du courant électrique.

Si le métal est fortement électronégatif, les atomes sont plus enclins à conserver leurs électrons. Les liaisons sont à caractères covalentes: la densité dans ce cas est assez élevée et concentrée autour des cations M^{2+} . Les électrons peuvent cependant s'échapper de la région perturbée. Il en résulte une conductivité appréciable d'où vient une possibilité de conduction du courant électrique. Ainsi, l'oxyde du métal est considéré comme un semi-conducteur de type *n*. Pour les oxydes semi-conducteurs de type *p*, si le métal est fortement électronégatif, les trous considérés gravitent autour de la zone perturbée sans s'approcher du réseau. La conductivité est très faible. Par contre, dans un métal faiblement électronégatif, les trous qui circulent sur des orbites peu étendues augmentent la conductivité.

1.8.4. Effet de la polarité sur le comportement tribologique

La polarité de matériaux différents en contact joue parfois un rôle sur le frottement et l'usure, mais les résultats publiés [2, 59] montrent que les résultats diffèrent en fonction des couples de matériaux utilisés. Ils ont mentionné que, pour un couple disque en cuivre / pion en graphite par exemple, la résistance électrique de contact fluctue dans le temps lorsque le disque est anode. En revanche, quand il devient cathode, la résistance de contact diminue et les fluctuations s'atténuent. Cette

différence de comportement est due au phénomène d'oxydation qui est plus marquée lorsque le disque est anodique.

A cause de la chaleur générée par frottement et par effet Joule, une couche d'oxyde se développe à l'interface où les points de contact deviennent résistants. Dans ces conditions, lorsque le disque en cuivre est anode, la conduction du courant se produit à travers les surfaces nues en contact, obtenues par rupture du film d'oxyde.

Par ailleurs, les ions positifs de cuivre se déplacent à travers le film résistif pour former des filaments métalliques entre les surfaces frottantes. Lors du glissement, aussitôt formés, ces filaments se rompent et leurs extrémités nues s'oxydent. Quand le disque en cuivre devient cathode, les filaments métalliques ne peuvent pas se former à cause du champ électrique dirigé contre la diffusion des ions positifs.

La couche oxydée mince et bien accrochée au cuivre joue le rôle de protecteur et réduit l'usure des frotteurs [60].

CHAPITRE II

CONDITIONS D'OXYDATION DES SURFACES DE CONTACT

II.1. INTRODUCTION

L'oxydation de la surface dans le contact magnétisé ne se fait pas par un simple processus. Il y a plusieurs facteurs et conditions complexes qui peuvent avoir lieu en même temps. Nous dégagerons à l'aide des analyses théoriques et expérimentales, les interprétations de différents mécanismes physicochimiques des surfaces.

II.2. INFLUENCE DU CHAMP MAGNETIQUE SUR L'OXYDATION

II.2.1. Magnétisation du métal par le champ magnétique

II.2.1.1. Magnétisme dans un métal aimant

L'aimantation d'un métal cylindrique entouré d'un solénoïde parcouru par un courant électrique I (Fig. II.1) conduit à un courant d'aimantation superficiel qui se crée sur le cylindre dans la même direction que I . Les courants électriques internes au métal se compensent mutuellement du fait des effets contraires produits par des courants adjacents, de telle sorte qu'aucun courant global n'est observé à l'intérieur de la matière. Cependant, l'aimantation donne naissance à un courant résultant à la surface du matériau qui se conduit donc comme un solénoïde.

Il existe une relation importante entre le courant superficiel sur le corps aimanté et l'aimantation. Le courant résultant circule dans une direction perpendiculaire au moment magnétique M qui a la direction parallèle à l'axe du cylindre. En effet, le courant total d'aimantation qui apparaît à la surface du cylindre est la multiplication du moment magnétique par la longueur du cylindre. Le courant par unité de longueur à la surface du cylindre aimanté est donc égal au moment magnétique [61].

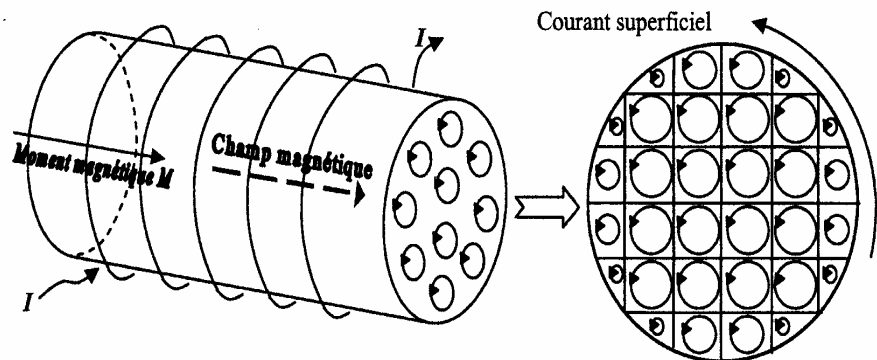


Figure II.1: Courant superficiel d'aimantation sur la face d'un cylindre aimanté.

II.2.1.2. Aimantation de l'acier dans un champ magnétique

Lorsqu'on place un morceau de fer doux ou d'acier ferromagnétique dans un champ magnétique, il y acquiert toutes les propriétés d'un aimant: du côté où arrivent les lignes de champ, il présente une plage sud (S), et une plage nord (N) du côté où elles s'en vont, de telle sorte que son axe magnétique a sensiblement la même direction que le champ inducteur. Si ce morceau a des dimensions suffisantes, on observe, en outre, que le champ inducteur se déforme. Ses lignes de champ magnétique s'infléchissent de façon à pénétrer en plus grand nombre dans le fer doux ou l'acier, exactement comme si celui-ci leur offrait un passage plus facile.

II.2.1.3. Induction magnétique dans un contact

Lorsqu'il y a une cassure de l'aimant où l'on découpe un barreau d'acier en plusieurs tronçons tout en les maintenant exactement bout à bout à faible distance, dans une longue spire magnétisante, leur ensemble produit entre eux un champ magnétique intense et s'aimante comme un barreau unique [61]. Si ces morceaux sont écartés légèrement l'un de l'autre, on peut observer alors les apparences de la figure II.2.

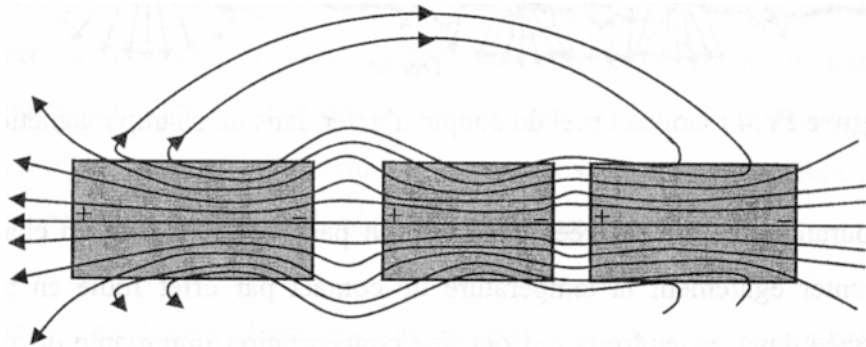


Figure II.2: Champ magnétique intérieur d'un barreau découpé.

Chacun des tronçons est ainsi devenu un aimant particulier. Un champ magnétique extrêmement intense s'est établi entre deux tronçons voisins. Si ces derniers sont très rapprochés, les lignes de flux magnétique qui vont de l'un à l'autre, à travers la coupure, sont très resserrées, normales aux faces en regard et se dispersent très peu en dehors de la coupure elle-même. On peut interpréter ce phénomène en disant que l'action magnétique s'exerce non seulement à l'extérieur des aimants, mais encore dans leur masse même. En effet, les lignes de force d'induction magnétique qui relient à travers l'air entre les tronçons découpés, la région positive d'un barreau à la région négative ne s'arrêtent pas à la surface du barreau et continuent dans la masse même de celui-ci.

Nous pouvons modéliser ainsi notre système soumis à un champ magnétique (Fig. II.3). Le flux magnétique passe donc via l'espace très étroit à l'interface et à travers les aspérités en contact avec une perturbation des lignes du flux, puis, sur les

aspérités se localise une forte concentration du flux. Les lignes de force d'induction magnétique seront très resserrées. Il y aura un grand nombre de pénétrations des lignes de force magnétique avec l'effet électromagnétique dans ces jonctions de contact réel et une variation continue de ces jonctions. Les lignes de la force magnétique passent intensivement au voisinage de la partie de constriction donc, sur les jonctions de la surface de contact pion/disque. Par conséquent, le dioxygène (paramagnétique) sera très attiré près des jonctions sur lesquelles le flux magnétique se concentre, ce qui accentue la réaction d'oxydation autour de cette région.

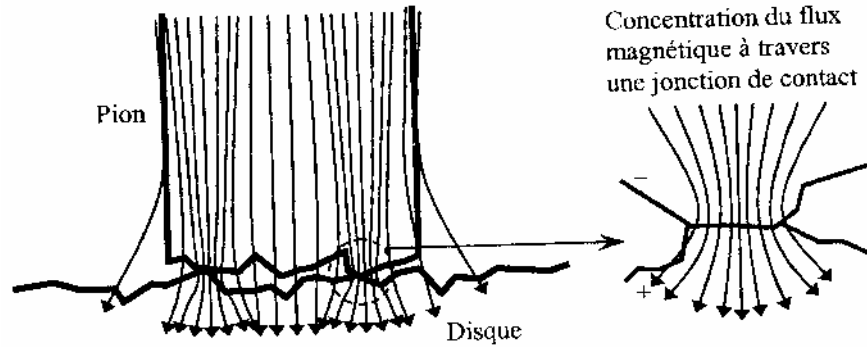


Figure II.3: Contact réel du couple d'acier dans un champ magnétique et concentration du flux magnétique à travers une jonction de contact

Les courants électriques créés dans le pion par l'application d'un champ magnétique peuvent augmenter également la température de contact par effet Joule ; en plus de la force normale appliquée dans les endroits qui ont une concentration importante du flux magnétique. Une telle élévation de température peut augmenter aussi la température globale de contact et accélérer l'oxydation surfacique du pion et du disque.

II.2.2. Consommation d'oxygène sous l'effet du champ magnétique

II.2.2.1. Paramagnétisme de l'oxygène

La présence d'un champ magnétique peut modifier la composition gazeuse autour du tribocontact. Or, le dioxygène O_2 et le NO sont paramagnétiques. Par conséquent, parmi les composants de l'air, il n'y aura pratiquement que l' O_2 et le NO autour des jonctions de contact aimantées car les substances diamagnétiques seront sollicitées vers la région à champ magnétique faible et les substances paramagnétiques vers la région à champ fort. Comme l'azote à caractère diamagnétique diminue au voisinage du tribocontact soumis au champ magnétique, la densité d'oxygène dilué dans l'azote au voisinage de la surface augmente.

La réactivité des surfaces en frottement change également avec l'application du champ magnétique. Pan [8] a montré que, dans une enceinte à environnement contrôlé sous une pression de $P = 10^{-3}$ à 10^{-4} Pa d'oxygène, l'application du champ magnétique accroît la consommation de l'oxygène dans le contact dynamique des aciers XC 45 pour la charge normale 6,9 N et la vitesse de glissement 0,052 [m/s].

La mesure de la pression du gaz maintenu au début, en régime dynamique à la pression $P = 8,0 \cdot 10^{-5}$ [Pa] d'oxygène, dans une enceinte à vide, montre que la chute de pression du gaz durant le frottement est plus importante lorsque le champ

magnétique est appliqué au contact [7].

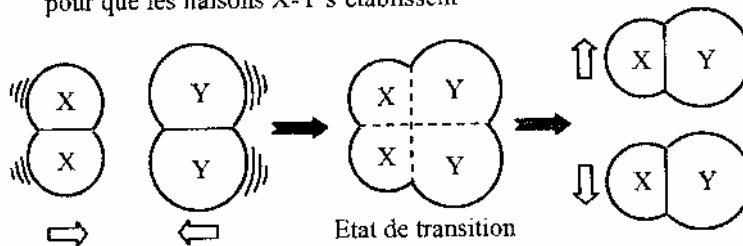
II.2.2.2. Polarisation des molécules et leur facteur d'orientation

Les molécules d'un gaz sont orientées au hasard, dans toutes les directions, et cette orientation se modifie continuellement. Mais, en présence d'un champ magnétique ou d'un champ électrique, si elles sont polaires, les molécules tendent à s'orienter toutes de la même façon, parallèlement au champ. L'état de polarisation des liaisons et la présence de charges, par déficit ou par excédent de densité électronique, sur certains atomes déterminent le comportement des molécules au cours des réactions physiques et chimiques.

La réaction des atomes nécessite qu'au moment du choc de rencontre entre eux, les deux molécules soient bien orientées l'une par rapport à l'autre pour former une liaison sûre [62]. Dans une réaction concernant une molécule complexe, qui comporte un site particulier, il faut que le réactif heurte la molécule au bon endroit. La figure II.4, illustre ce qu'est une bonne (Fig. II.4.a) ou une mauvaise orientation (Fig. II.4.b) afin que les interactions nécessaires des atomes et une réaction du type $X_2 + Y_2 \rightarrow 2XY$ s'établissent.

Les collisions, dont l'orientation comme la fréquence obéissent aux lois du hasard, ne satisfont pas nécessairement cette condition de bonne orientation dans l'ambiance normale. L'importance de ce facteur d'orientation explique les écarts entre les vitesses réelles et les vitesses prévues de la réaction moléculaire. Ainsi, dans un contact glissant magnétisé, il est probable que les molécules d'oxygène à caractère paramagnétique soient polarisées dans une direction vis-à-vis de la surface du pion soumis à un champ magnétique. Du fait, qu'elles peuvent avoir une réaction d'oxydation physicochimique favorisée avec les molécules d'acier du pion ou du disque qui sont prêtes à les accepter au niveau de la surface métallique.

(a) Bonne orientation des atomes X et Y pour que les liaisons X-Y s'établissent



(b) Conditions géométriques non satisfaites des molécules

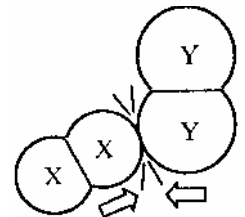


Figure II.4: Facteur d'orientation d'une collision bimoléculaire pour une réaction de la forme $X_2 + Y_2 \rightarrow 2XY$.

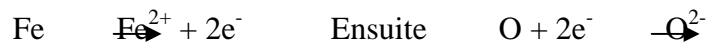
Maintenant, il est possible de comprendre pourquoi la vitesse des réactions augmente avec la température en présence du champ magnétique. D'une part, une élévation de température, en augmentant l'agitation moléculaire, fait croître la fréquence des collisions des atomes. Mais, la croissance de cette fréquence, sans polarisation des molécules par le champ magnétique, reste assez limitée puisque le rapport des fréquences à deux températures absolues T_1 et T_2 est proportionnel à $(T_2/T_1)^{1/2}$. L'effet principal d'une élévation de la température est d'augmenter en effet la proportion de chocs efficaces, en augmentant l'énergie des molécules. Plus la

température est élevée, plus il est fréquent qu'au moment du choc l'énergie requise soit présente. La variation observée de la vitesse de réaction en fonction de la température suit la loi d' Arrhénius comme nous le verrons ci-dessous.

II.2.3. Activation thermique de l'oxydation par le champ magnétique

II.2.3.1. Mécanisme d'oxydation des métaux

Dans le processus d'oxydation, un atome de métal M forme un ion M^{n+} par perte de ses n électrons de valence e, ensuite ces électrons sont fixés par l'oxygène pour former un ion oxygène. La réaction d'oxydation pour le fer est:



Le lien entre Fe^{2+} et O^{2-} se fait par diffusion à travers la couche d'oxyde (Fig. II .5);
 - soit Fe^{2+} diffuse vers l'extérieur à travers la couche d'oxyde à la rencontre de O^{2-} sur la face externe de la couche.

- soit l'oxygène diffuse vers l'intérieur de l'oxyde avec deux électrons à la rencontre de Fe^{2+} sur la face interne métal oxyde.

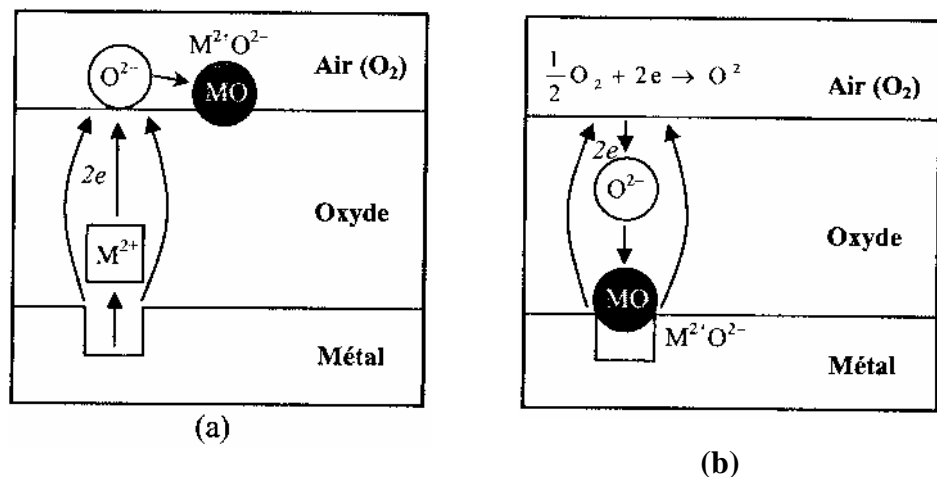


Figure II.5: Mécanismes de croissance de la couche d'oxyde.

(a) Diffusion des ions métalliques (cation) M^{2+} et des électrons vers l'interface oxyde-gaz. La couche d'oxyde croît à l'interface oxyde-gaz (air).

(b) Diffusion des ions oxygène (anion) O^{2-} vers l'interface métal-oxyde. La couche d'oxyde croît donc à l'interface métal-oxyde. Des lacunes cationiques se forment à cause d'une insuffisance de cations entre le métal et l'oxyde comme des semi-conducteurs de type p.

II.2.3.2. Cinétique de l'oxydation

Une couche d'oxyde agit comme une barrière qui s'interpose entre les atomes d'oxygène et le métal. Elle porte l'état énergétique de la surface à un niveau pour s'opposer à la cause. Sa présence fait chuter la vitesse d'oxydation à laquelle ces atomes réagissent pour continuer à former l'oxyde. La plupart des métaux forment des couches d'oxydes de la même manière. Cependant, certaines couches comme la

couche d'oxyde sur l'aluminium constitue une barrière beaucoup plus efficace que d'autres comme celle d'oxydes de fer.

La cinétique de l'oxydation dépend en premier lieu de la température à laquelle l'oxydation se produit. Plus la température est élevée, plus la vitesse d'oxydation est grande. La cinétique de l'oxydation dépend par ailleurs du rapport Δ , ou rapport entre le volume équivalent de l'oxyde formé et celui du métal oxydé, déterminé par la relation [21],

$$\Delta = \frac{(m_a)_{ox} \rho_M}{(m_a)_M \rho_{OX}}$$

avec $(m_a)_{ox}$ et $(m_a)_M$ sont respectivement les masses moléculaires ou atomiques de l'oxyde et du métal, et ρ_{ox} et ρ_M , leurs masses volumiques. Dans le cas du fer, les valeurs de ces oxydes sont données dans le tableau II.1:

Oxyde formé	ρ_M [g/cm ³]	ρ_{ox} [g/cm ³]	Δ
FeO	7,88	5,99	1,69
Fe ₂ O ₃	7,88	5,24	2,15
Fe ₃ O ₄	7,88	5,18	2,10

Tableau II.1: Masse volumique et rapport Δ entre le volume équivalent de l'oxyde formé et celui du métal oxydé du fer (d'après [7]).

Lorsque le rapport Δ est inférieur à l'unité, le film d'oxyde ne peut pas recouvrir complètement la surface du métal. Il ne forme donc aucune barrière qui s'oppose à la diffusion de l'oxygène vers le métal. Dans ces conditions, l'oxydation du métal est continue et la cinétique de l'oxydation est régie par une loi linéaire de (Fig. II.6 .a):

$$(II.1) \quad m_{ox} = K_L t$$

où m_{ox} est la masse de l'oxyde formé par unité de surface en un temps t , et K est une constante de vitesse dépendant du matériau et de la température.

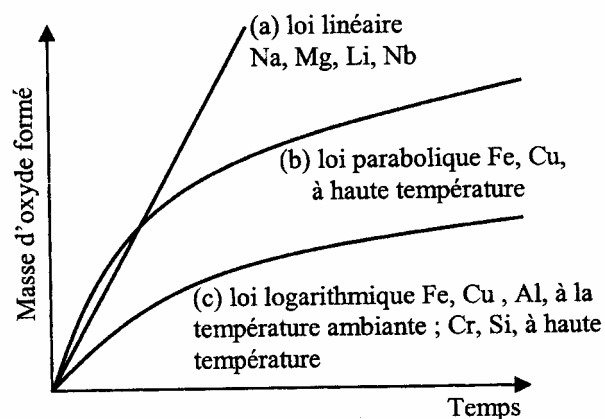


Figure II. 6: Cinétiques d'oxydation des métaux.

A l'autre extrême, quand le rapport Δ est assez élevé (supérieur à 2,4 environ), la cinétique de l'oxydation est également soumise à une loi linéaire, car le volume d'oxyde formé est si important qu'il provoque, par gonflement, des fissures dans lesquelles l'oxygène peut pénétrer jusqu'au métal. Par contre, lorsque le rapport Δ est supérieur à 1 mais inférieur à 2,4, il y a formation d'une couche protectrice d'oxyde, compacte et continue. L'oxydation progresse alors par diffusion d'ions et d'électrons dans l'oxyde, et sa cinétique dépend des propriétés physiques de l'oxyde ainsi que de sa stoechiométrie.

Dans les composés non stoechiométriques tels que FeO et Fe₃O₄ (légèrement non stoechiométriques), il s'établit un gradient de concentration des ions entre les interfaces métal-oxyde et oxyde-gaz, ce qui favorise l'établissement d'un courant de diffusion. La cinétique de l'oxydation est alors régie par une loi parabolique de la forme (Fig. II. 6. b):

$$m_{ox}^2 = K_p t \quad (\text{II.2})$$

Ici, plus la couche d'oxyde est épaisse, plus le temps nécessaire pour que les ions la traversent augmente. La formation de films d'oxyde épais sur le fer, le cuivre ou le nickel à haute température est régie par cette loi. Donc, lorsque les particules de l'acier passent l'interface de contact tribologique magnétisé, à une haute température locale des surfaces en contact, leur masse augmentera suivant la relation parabolique $\Delta m^2 = K_p t$ où Δm est la différence de la masse des particules faite par oxydation.

Par ailleurs, pour le composé stoechiométrique tel que Fe₂O₃, la cinétique de l'oxydation est régie par une loi logarithmique de la forme (Fig. II.6.c):

$$m_{ox} = K_L \log(at + t_0) \quad (\text{II.3})$$

C'est ce qui se produit quand il y a formation de minces films d'oxydes sur le fer, le cuivre ou l'argent, à la température ambiante.

Donc, lorsque les particules issues de l'acier sont exposées à l'air libre sur la piste de contact après être passées l'interface de contact, leur masse augmentera suivant la relation logarithmique. Les oxydes stoechiométriques forment des films protecteurs très efficaces grâce à l'absence de gradient de concentration des ions à l'intérieur de l'oxyde et leur très faible conductibilité électrique.

Comme les vitesses d'oxydation suivent les lois d' Arrhénius, la constante cinétique K_L ou K_p augmente exponentiellement avec la température. Ainsi, lorsque la température s'élève, la vitesse d'oxydation croît exponentiellement.

II.2.3.3. Enthalpie libre standard de réaction d'oxydation

L'enthalpie libre de la réaction d'oxydation s'exprime par:

$$\Delta G = \Delta G^{\circ} + RT \ln K$$

où ΔG° est l'enthalpie libre standard de réaction, R est la constante des gaz parfaits, T est la température absolue et K est la constante d'équilibre. ΔG° ne dépend que de la pression et de la température alors que K dépend de la concentration de l'espèce [37].

Lors de toute réaction chimique spontanée, l'enthalpie libre du système diminue. Une réaction spontanée n'est donc possible que si l'enthalpie ΔG est négative. L'équilibre chimique correspond au minimum d'enthalpie libre donc quand ΔG est égal à zéro, ce qui donne une relation : $\Delta G^{\circ} = -RT \ln K$

D'ailleurs, l'équation de Gibbs-Helmholtz relie l'enthalpie libre standard de réaction ΔG° , l'enthalpie standard de réaction ΔH° et l'entropie standard de réaction ΔS° :

$$\Delta G^{\circ} = \Delta H^{\circ} - T\Delta S^{\circ}$$

Souvent, on suppose que ΔH° et ΔS° ne varient pas avec la température, on les remplace alors par A et B, deux constantes.

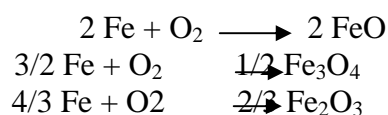
$$\Delta G^{\circ} = A + BT$$

Cette équation donne généralement une bonne approximation du comportement réel sur une plage de températures données. Le tableau II.2 présente les valeurs de A et B dans la réaction d'oxydation du fer.

Réaction d'oxydation du fer	A (kJ/mol)	B (KJ/mol °K)	Domaine de validité (°C)
$\text{Fe} + 1/2 \text{O}_2 \rightarrow \text{FeO}$	264	0,0647	25- 1377
$3 \text{Fe} + 2 \text{O}_2 \rightarrow \text{Fe}_3\text{O}_4$	1112	0.321	25 - 600
	1093	0.299	600-1537
$2 \text{Fe} + 3/2 \text{O}_2 \rightarrow \text{Fe}_2\text{O}_3$	818	0,257	25- 680
	807	0.244	680-1537

Tableau II .2: Enthalpie libre standard de réaction d'oxydation du fer [32].

On peut faire une représentation graphique du type diagramme d'Ellingham à l'aide de ce tableau, de l'évolution de l'enthalpie libre de réaction en fonction de la température, pour la formation des oxydes de fer (Fig. II.7). Pour que toutes ces valeurs soient comparables, la stoechiométrie des équations se rapporte à la réaction d'une mole d'oxygène. Ainsi, on décrit les formules chimiques pour la formation des oxydes de fer:



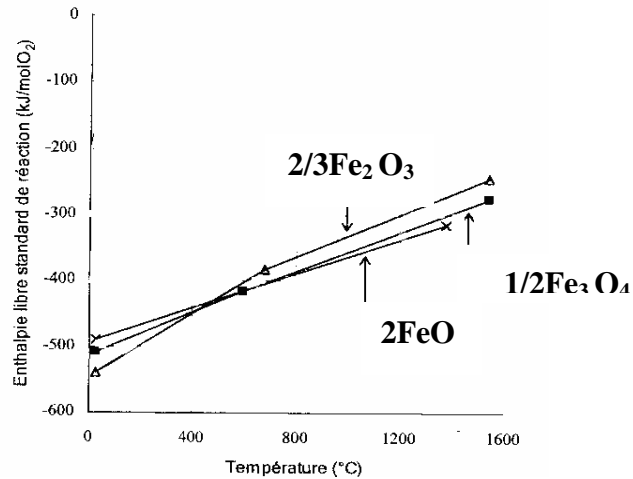


Figure II.7: Enthalpie libre standard de réaction d'oxydation du fer en fonction de la température.

La position des oxydes dans la figure II.7, nous permet de comparer leur stabilité thermodynamique relative. Plus sa position est basse, plus l'oxyde est stable. Par conséquent, dans un état chimiquement stable, la formation en quantité de l'hématite Fe₂O₃ est donc plus favorable que les autres jusqu'à environ 400°C, la magnétite Fe₃O₄ est un peu plus prononcée entre 400 et 600°C, puis au-delà régie la formation de FeO.

Dans le contact dynamique, l'oxyde prédominant présent dans les débris dépend des conditions de glissement. A des faibles vitesses et à la température ambiante, l'oxyde prédominant est α -Fe₂O₃, dans les conditions intermédiaires, c'est plutôt Fe₃O₄, et à des fortes vitesses et températures, c'est FeO qui domine [35].

Avec une enthalpie libre de formation des oxydes négative, le fer pur et l'acier devraient réagir spontanément avec l'oxygène. A la température ambiante, l'oxydation produit normalement une couche mince d'oxyde qui sépare physiquement le métal de l'oxygène gazeux ; la réaction s'arrête si cette barrière n'est pas poreuse. A haute température, la mobilité plus élevée des ions dans les oxydes permet à la réaction de se poursuivre. Les valeurs indiquées sur la figure II. 7, donnent la pression partielle d'oxygène P_{O2} en équilibre avec l'oxyde et le métal par la relation [37]:

$$\Delta G^\circ = -RT \ln K = RT \ln P_{O_2}$$

Nous pouvons trouver ainsi, pour une température donnée, une pression partielle d'oxygène correspondante à chaque oxyde de métal. Si on calcule P_{O2} pour les oxydes de fer à une température ambiante de 25°C à l'aide de l'équation ci-dessus et de la courbe de II.7 :

Pour FeO, Fe_3O_4 et $Fe_2O_3, \Rightarrow P_{O_2} = 0$

Cela signifie qu'une petite quantité d'oxygène présent suffit pour provoquer l'oxydation du fer. Or, le champ magnétique autour du contact, particulièrement la concentration importante du flux magnétique à travers les jonctions des surfaces, attire beaucoup d'oxygène dans ces endroits. La pression partielle d'oxygène P_{O2} y

sera par conséquent fortement et instantanément élevée et l'oxydation de la surface de contact sera accentuée.

II.2.3.4. Energie d'activation de l'oxydation

La valeur de l'énergie d'activation qui détermine la sensibilité d'une réaction d'oxydation métallique est affectée par le champ magnétique appliqué. La formule d'Arrhénius donne la loi de variation d'une vitesse de réaction en fonction de la température

$v = v_{\infty} \exp(-E/RT)$ où v_{∞} est la limite vers laquelle tend la vitesse v lorsque la température T (en Kelvin) augmente, R la constante des gaz parfaits et E l'énergie d'activation propre aux molécules envisagées. L'énergie d'activation est donc l'énergie cinétique minimale qui doit être présente au moment du choc moléculaire (somme des énergies cinétiques des deux molécules) afin que celui-ci soit efficace pour surmonter la force de répulsion se manifestant entre les molécules aux très courtes distance, et pour entrer effectivement en interaction électronique.

Si des particules d'acier matériau ferromagnétique sont portées sous un champ magnétique à une haute température, leur masse augmente suivant la relation parabolique

$\Delta m^2 = K_p t$ où Δm est la différence de masse des particules issues de l'oxydation dans un temps t et K_p la constante cinétique d'oxydation. On peut en déduire la constante K_p à l'aide de la loi d'Arrhénius:

$$K_p = A \exp [-E_a / RT] = (\Delta m^2) / t \quad (\text{II.4})$$

Où A : Constante d'Arrhénius. Pour l'acier XC 48, $A = 4,76 \text{ (kg}/\sqrt{s})$.

E_a : Energie d'activation de l'oxydation [J/mol].

R : Constante des gaz parfaits (8,314 [(J/mol) °K]).

T : Température absolue.

d'où l'énergie d'activation de l'oxydation de l'acier :

$$E_a = [\ln A - \ln \frac{(\Delta m)^2}{t}] RT \quad (\text{II.5})$$

En présence du champ magnétique, la croissance du taux d'oxydation du fer et des aciers est presque logarithmique. On peut trouver ainsi la constante cinétique de l'oxydation par la relation suivante:

$$K_L = A \exp [-E_a / RT] = \Delta m / \log (at + t_0) \quad (\text{II.6})$$

La vitesse de réaction double pour une élévation de température de 10 degrés et cela correspond à une valeur moyenne de 50 [kJ/mol] pour l'énergie d'activation E_a à 300°K [59].

D'ailleurs, à partir de la loi d'Arrhénius, si nous pouvons mesurer expérimentalement les constantes de vitesse K_1 et K_2 d'un métal, correspondant respectivement à deux températures T_1 et T_2 , l'énergie d'activation d'oxydation pourra être obtenue en fonction de la température et de la constante K de la manière suivante:

$K_1 = A \exp [-E_a / RT_1]$ et $K_2 = A \exp [-E_a / RT_2]$ alors :

$$\ln \frac{K_1}{K_2} = \frac{E_a}{RT_2} - \frac{E_a}{RT_1} = \frac{E_a}{R} \frac{T_1 - T_2}{T_1 T_2}$$

D'où l'on tire l'énergie d'activation E_a :

$$E_a = R \frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2} \ln \frac{K_1}{K_2}$$

(II.7)

Des travaux, ont été faits par [8], qui a pu mesurer la différence de masse des particules d'oxydes exposées ou non au champ magnétique et a obtenu l'énergie d'activation de l'oxydation E_a des surfaces d'acier XC 48. En effet, il a trouvé que E_a passe de 50,02 [kJ/mol] quand le champ magnétique est nul à 43,36 [kJ/mol] pour $H= 50$ [kA/m] à la température 150°C. Il ressort de ces résultats, que la présence d'un champ magnétique diminue l'énergie d'activation d'oxydation du matériau et la vitesse d'oxydation s'accélère.

II.2.3.5. Echauffement des surfaces du pion par induction magnétique

Des courants peuvent être induits dans des masses conductrices mobiles, ou placées dans un champ magnétique variable (courants de Foucault). Ces derniers représentent un grave inconvénient dans la plupart des machines et entraînent un échauffement excessif des masses métalliques par effet joule. Ainsi, le contact tribologique se trouvant dans un champ magnétique sera affecté par ces courants. L'induction totale produite par ce solénoïde en un point qui lui est extérieur est donné par la relation suivante:

$$B = \frac{1}{2} \mu_0 n I (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)$$

De plus, l'induction moyenne créée par le solénoïde est uniforme dans le conducteur. Le potentiel variable dans le temps est source d'un champ électromoteur induit E_m . Ce champ électrique ortoradial crée dans le conducteur un courant induit (courant de Foucault) tournant dont la densité volumique \vec{j} est donnée par la loi d'Ohm : $\vec{j}(r, t) = \sigma \cdot E_m$

La puissance volumique cédée par l'induction magnétique au conducteur est :

$$\frac{dP}{dv} = \vec{j} E_m = \sigma E_m^2$$

Avec une augmentation du champ magnétique, il y aura croissance importante de la puissance dissipée dans le pion par effet joule, donc il y a élévation de la température du pion ce qui favorise l'oxydation de la surface de contact.

II.2.4. Taux d'oxydation en fonction de l'intensité du champ magnétique

II.2.4.1. Couches d'oxyde sur la surface usée en présence du champ magnétique

Les essais tribologiques sous champ magnétique ont montré qu'il y a une forte augmentation de l'oxydation des surfaces de contact. Les images des surfaces de

frottement des pions en acier XC48 (Fig. II.9), obtenues par MEB, montrent que, sous l'effet d'un champ magnétique, il se forme aux surfaces de contact, de fines particules d'usure d'oxydes de couleur noir foncée [7].

La surface usée du pion ayant frotté sans champ magnétique présente une surface métallique très rugueuse et sillonnée dans le sens du mouvement alors que celle magnétisée est de couleur noire, recouverte de fines particules d'oxyde de fer dont la surface relativement lisse. Comme la production des particules d'oxydes est très immédiate et est importante en présence du champ magnétique, les surfaces en glissement sont efficacement protégées. De plus, nous avons pu constater que la force d'attraction magnétique favorise le mécanisme d'attraction des particules vers surfaces antagonistes. Ceci conduit à les oxyder davantage, à les écraser plus finement et à les réalimenter à l'interface pour assurer la protection des surfaces contre l'usure. En effet, on passe du régime d'usure sévère au régime doux. Par ailleurs, ces fines particules réduisent l'aire réelle de contact et le phénomène d'adhésion des jonctions ainsi que l'usure adhésive. Dans ces conditions, le mécanisme d'usure développé, en présence du champ magnétique, est à la fois très oxydant et faiblement abrasif.

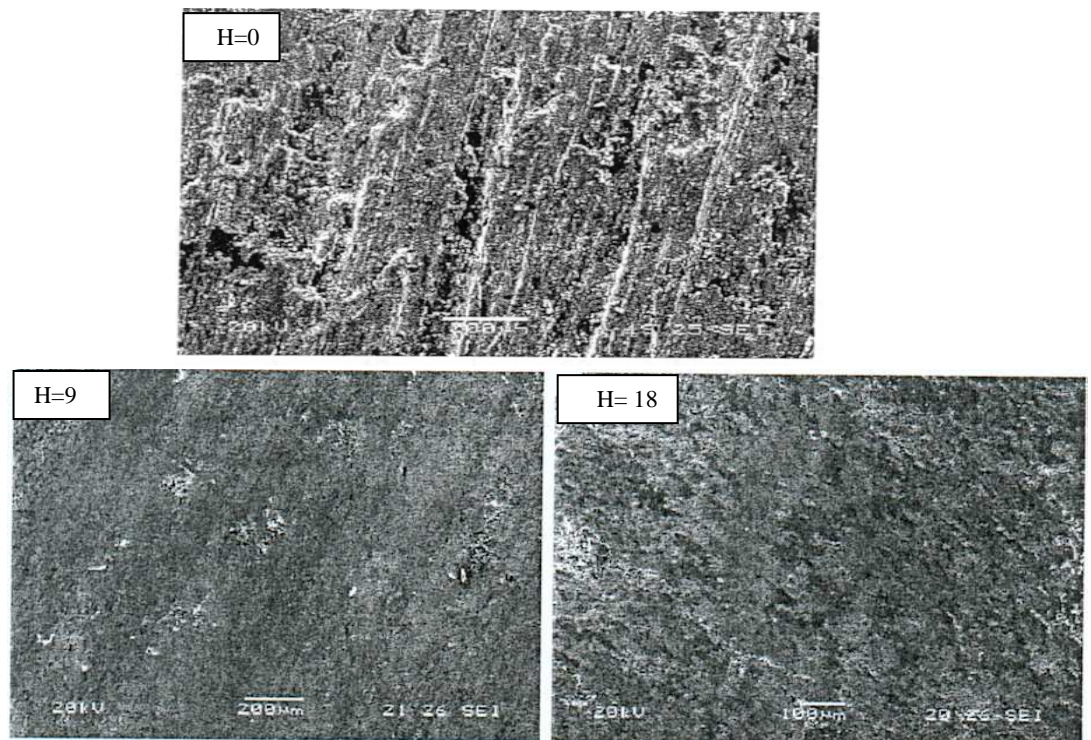


Figure II. 9: Vue de la face usée du pion avec : ($P = 60 \text{ N}$, $v = 0,38 \text{ m/s}$, $t = 30 \text{ min.}$)
(d'après [7]).

CHAPITRE III

CONDITIONS EXPERIMENTALES

L'objet principal de notre étude est d'analyser le comportement tribologique de quatre couples sur un tribomètre pion-disque. Le premier couple est en matériaux ferromagnétiques (acier XC48/acier XC48). Le pion des trois autres couples sont en matériaux non ferromagnétiques (cuivre, laiton et aluminium), le disque est en acier XC48. Les quatre couples sont soumis à un champ magnétique alternatif externe, avec ou sans passage du courant continu.

Les expériences ont été conduites à l'ambiance atmosphérique du laboratoire, sur un tribomètre en tenant compte de différents paramètres mécaniques et physiques qui peuvent modifier les caractéristiques des matériaux et jouer des rôles très importants dans le frottement et l'usure du contact.

Le problème consiste donc à faire appliquer un champ magnétique autour du tribocontact et à faire passer un courant électrique à travers le contact pour comprendre les phénomènes thermomécaniques et physicochimiques qui apparaissent aux surfaces de contact et dans les subsurfaces des matériaux testés.

Il faut toutefois savoir que le comportement tribologique d'un contact dépend essentiellement [63-64]:

- des propriétés mécaniques, physiques, chimiques et micro structurales des matériaux combinés.
- des conditions expérimentales imposées tels que la charge appliquée, la vitesse relative de glissement, la température de contact et l'environnement gazeux.
- de la configuration du type de contact comme l'arrangement mécanique et les réponses vibratoires.

Dans ce chapitre, nous allons décrire le dispositif utilisé pour les tests, la métrologie adoptée pour l'acquisition et l'analyse des résultats et les paramètres expérimentaux telles que les conditions de tests et les caractéristiques du matériau.

III.1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

III.1.1. Description du système pion-disque

La machine dont nous disposons est un tribomètre classique du type pion-disque. Dans le but d'étudier l'influence du champ magnétique sur le frottement et l'usure du couple tribologique, nous avons installé une bobine constituée de 500 spires en fil de cuivre, autour du pion. Cette bobine alimentée par un courant électrique alternatif, d'axes perpendiculaires aux surfaces du contact, induit un champ magnétique rectiligne en son axe. Puis nous avons fait passer séparément un courant électrique continu à travers le contact.

Le pion positionné dans la bobine, a une forme cylindrique de 140 mm de longueur, sa zone de contact plane et circulaire a un diamètre de 10 mm. Le disque mis en contact avec ce pion est en acier XC 48 de 250 mm de diamètre. Pour avoir le même état de surface, le disque et la surface de chaque pion sont polis par le papier émeri de grade 1200 afin d'assurer les mêmes conditions expérimentales avec une bonne finition de la surface dans tous les essais successifs.

La description de l'ensemble du couple en contact est présentée sur la figure III.1.

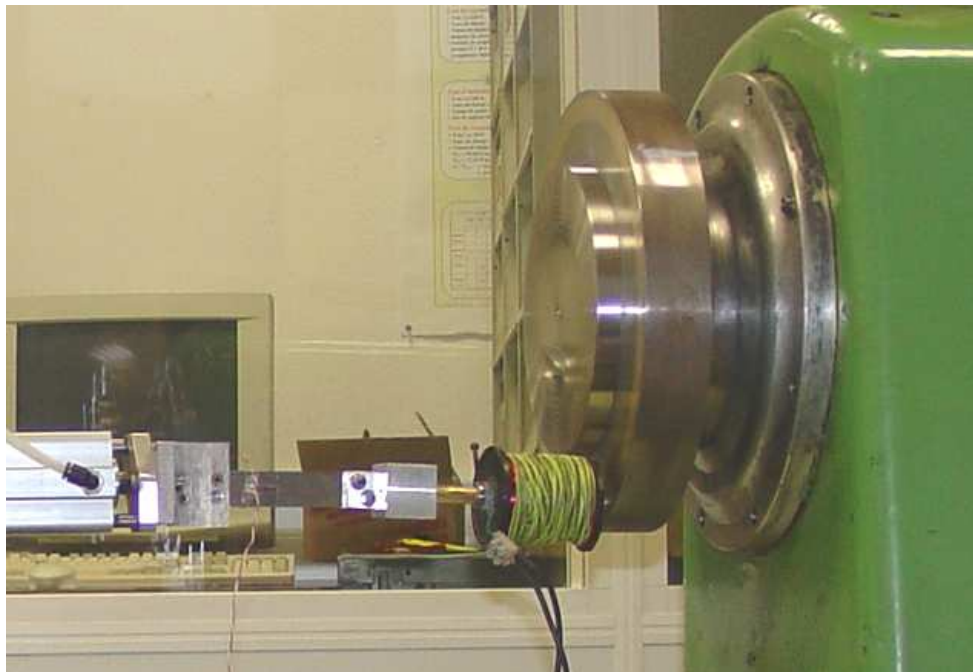
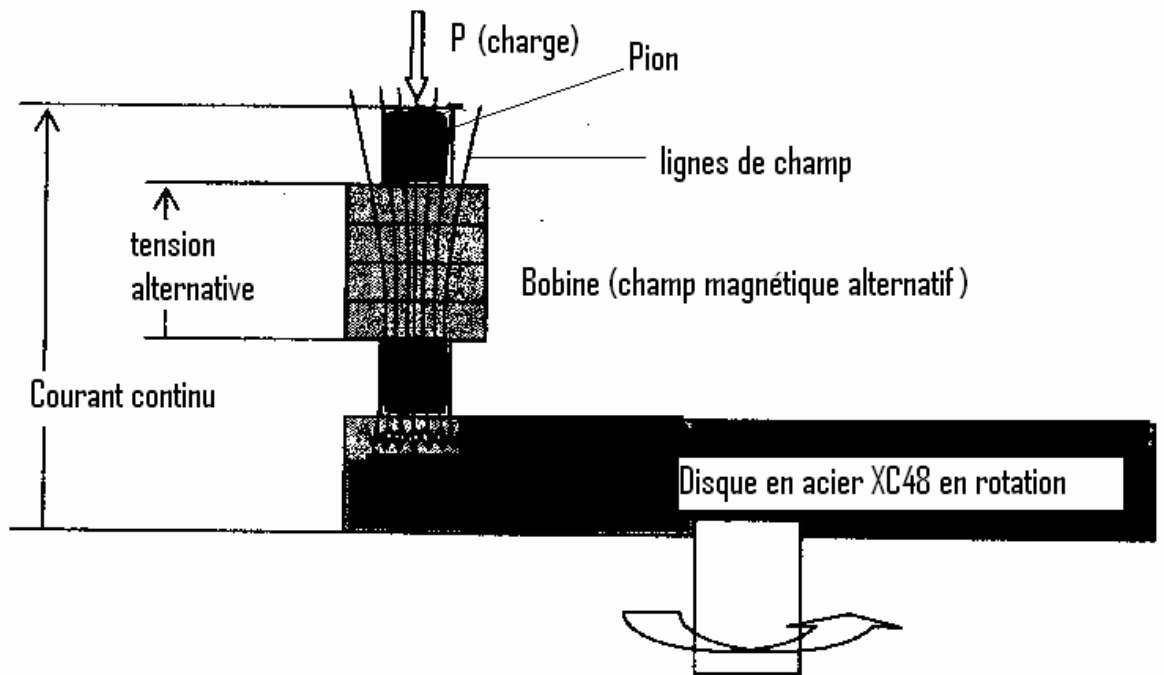
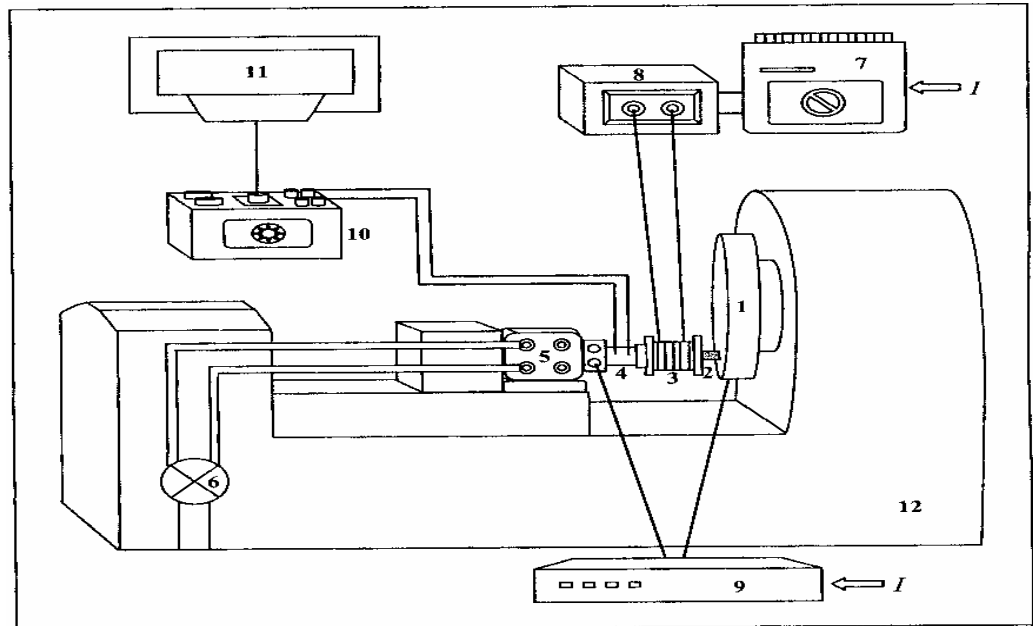


Figure III.1: Description du contact tribologique.

III.1.2. Ensemble du dispositif

Le système ci-dessus est monté sur un tour d'une masse métallique importante

et est installé sur une plaque antivibratoire (Figure III.2). Ce dernier rend le tribomètre insensible aux vibrations extérieures qui risquent d'influencer les phénomènes à l'interface du contact en frottement.



1 disque, 2 pion, 3 bobine, 4 lame de jauge de déformation,
 5 vérin pneumatique, 6 manomètre, 7 variateur, 8 transformateur, 9 alimentation
 stabilisée,
 10 voltmètre, 11 enregistreur à papier, 12 machine du tour.

Figure III.2: Schéma général du dispositif expérimental.

Le moteur du tour anime le disque d'un mouvement de rotation à vitesse angulaire constante, avec sollicitation tangentielle sur le système pion-disque. Le contact entre le disque et le pion se fait à l'aide d'une charge P générée par le porte-pion constitué d'un vérin pneumatique connecté à un manomètre, d'une lame et d'un porte échantillon. Sous l'effet des efforts simultanés normal et tangentiel à l'interface, le couple mécanique est exercé sur l'ensemble du porte-pion autour de l'axe vertical du contact. Le porte-échantillon est fixé sur une lame en acier doux instrumentée par des jauges de déformation permettant la mesure de la force de frottement.

Le champ magnétique dans le tribocontact est créé à l'aide d'une bobine de 500 spires alimentée par une tension alternative variable entre 0 et 12 V. Cette tension est obtenue par un variateur et un transformateur qui réduit l'alimentation électrique ($f = 50 \text{ Hz}$) générale de 220 V à 12 V.

III.2. TECHNIQUES DE MESURE

III.2.1. Charge normale

La charge normale P est appliquée à l'extrémité de la lame à l'aide d'un vérin pneumatique. Nous avons mis un manomètre en amont du vérin. La valeur P est déduite de la pression exercée dans le vérin. Ce vérin a 40 mm de diamètre dans la partie effective de la pression dont la section est $s = \pi r^2 = 1257 \text{ mm}^2$. La charge

normale au contact est donc obtenue par la multiplication de la pression par la section du vérin.

III.2.2. Force de frottement

Pour la mesure de la force de frottement F , nous disposons de deux jauges de déformation 120Ω collées sur chaque facette plate de la lame de flexion en acier (Fig. III.3). Il s'agit de mesurer avec précision des résistances à l'aide du montage en pont de Wheatstone. Les jauges sont reliées à un demi-pont d'amplification (Fig. III.4). De ce fait, la lame excitée par la force de frottement transmet les valeurs converties de F en mV selon la relation linéaire de déformation- résistance.

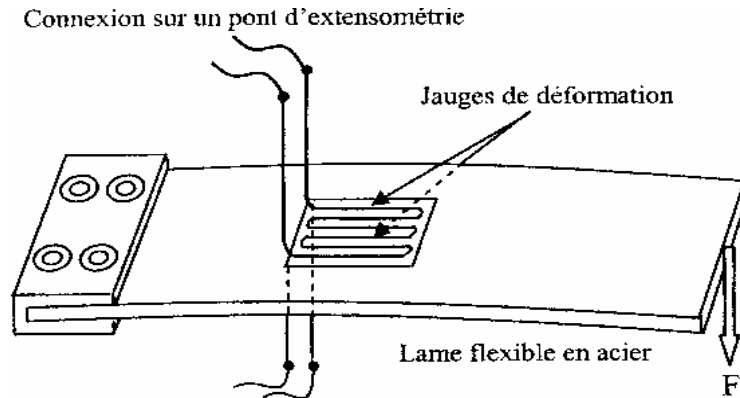
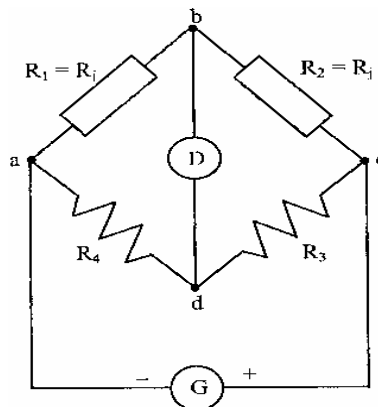


Figure III.3: Schématisation d'une lame avec les jauges de déformation

La valeur extensométrique du pont de mesure est obtenue par l'équilibre du pont. La condition d'équilibre s'écrit en courant continu: $R_1 R_3 = R_2 R_4$ (R : Résistance), ce qui permet par exemple de calculer R_1 si l'on connaît R_4 et le rapport R_2/R_3 .



G : générateur de courant électrique, d : détecteur de tension en mv, r_j : résistance de la jauge de déformation.

Figure III.4: Montage en demi-pont d'extensométrie.

Lorsque les deux jauges dont l'une travaillant en traction et l'autre en compression, sont bien installées symétriquement sur chaque facette de la lame, les

compensations thermiques sont assurées car les deux jauges sont soumises pratiquement à la même température de fonctionnement et la mesure relevée correspond à la différence des deux déformations. Ainsi, l'utilisation de ce système permet d'augmenter la sensibilité de mesure et de réduire le comportement non linéaire du circuit [60].

Le coefficient de frottement μ est donc donné par le rapport de l'effort tangentiel de frottement F à la charge normale P [21].

$$\mu = \frac{F}{P}$$

Nous obtenons l'évolution de μ en fonction du temps, par un enregistrement continu au cours du test.

III.2.3. Vitesse linéaire de glissement

La rotation constante du disque est assurée par un système d'engrenages dans le tour. La vitesse de rotation est exprimée en tours/min.

Pour une piste de contact de rayon r tournant à une vitesse de rotation de n [tr/min], la vitesse linéaire de glissement pion/disque v est obtenue à partir de la relation :

$$v = r\omega = \frac{2\pi rn}{60} \text{ (m/s)}$$

III.2.4. Intensité du champ magnétique

Dans une bobine cylindrique de N spires et de longueur L parcourue par le courant électrique I , l'induction magnétique B est donnée par [61] :

$$B = \mu_0 \frac{N}{L} I = \mu_0 x I$$

Où μ_0 perméabilité magnétique à vide et x nombre de tours des spires par unité de longueur N/L .

Le vecteur aimantation M d'un matériau est défini comme le moment magnétique dI milieu par unité de volume. Si m est le moment dipolaire magnétique correspondant à I , contribution de chaque atome ou molécule, et si a est le nombre d'atomes ou de molécules par unité de volume, l'aimantation est $M = ma$. L'aimantation M est exprimée en A/m, et est équivalente à un courant électrique par unité de longueur. Comme le moment dipolaire magnétique en [Am²] est égal au courant multiplié par la surface de contact du pion, alors le courant total d'aimantation qui apparaît à la surface du cylindre est ML et le courant par unité de longueur à la surface du cylindre aimanté est $\frac{ML}{L} = M$ [49].

Lorsque le solénoïde à N spires par unité de longueur, le système solénoïde avec cylindre aimanté peut être considéré comme un solénoïde parcouru par un courant électrique par unité de longueur égal à $NI + M$. Ce courant solénoïdal effectif crée une induction magnétique, résultante parallèle à l'axe du cylindre, puis un champ dont le module est obtenu en remplaçant par le courant total par unité de longueur $NI + M$. C'est-à-dire $B = \mu_0 (NI + M)$. On peut avoir donc:

$$\frac{1}{\mu_0} B - M = NI$$

Par conséquent, on aura l'expression du champ magnétique H exprimé en A/m, pour le pion cylindrique à l'intérieur d'un solénoïde:

$$H = \frac{NI}{L}$$

En ce qui concerne le champ magnétique dans nos conditions expérimentales, les caractéristiques de la bobine du fil de cuivre sont :

- Nombre de spires N : 500
- Longueur de la bobine effective L : 56 mm
- Diamètre du fil de cuivre D₁ : 1.5 mm
- Diamètre du noyau pour le pion D₂ : 10 mm

L'intensité du champ magnétique H pour un courant électrique I donné peut être calculée par :

$$H = \frac{N}{L} I \quad \text{A/m}$$

Ainsi, l'intensité du champ magnétique H varie linéairement avec l'intensité I du courant électrique appliqué à la bobine (Fig. III.6).

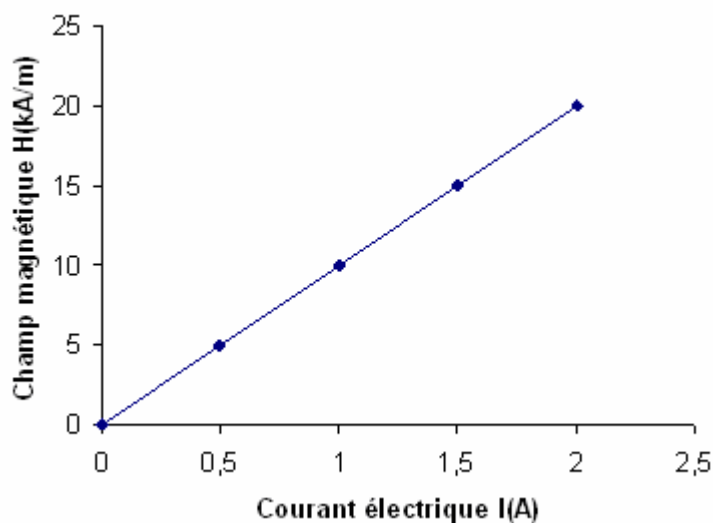


Figure III.6: Intensité du champ magnétique en fonction du courant électrique appliqué.

III.2.5. Taux d'usure du pion

Le taux d'usure des échantillons est déduit de la perte de leur masse. Avant l'opération, chaque pion en acier est numéroté, poli, nettoyé avec de l'alcool et pesé à l'aide d'une balance électronique sensible à 10⁻⁴ g. Il est pesé à nouveau après avoir fini le test.

La différence entre les deux pesées, masse initiale m_i et masse finale m_f donne la perte de masse ($\Delta m = m_i - m_f$) en g. Nous obtenons ensuite le taux d'usure W par rapport à la distance parcourue de glissement du pion.

$$W = \Delta m / \text{distance (g/m)}$$

III.2.6. Analyse par Microscopie Electronique à Balayage

Après chaque test, nous avons procédé à l'analyse des échantillons en acier par Microscopie Electronique à Balayage (MEB). Cette analyse permet de décrire les aspects des échantillons telles que la topographie, la cristallographie et les propriétés physicochimiques des matériaux.

Un autre intérêt majeur de cette analyse réside dans une fonction de la Spectroscopie à Energie Dispersive (EDS). Le spectre obtenu dans une zone sélectionnée d'un échantillon permet d'interpréter les analyses quantitatives. Ayant recours à un traitement informatique, on peut savoir la teneur et la répartition des éléments chimiques correspondant dans cette zone.

III.2.7. Analyse par Microscopie Optique

L'état de surface des pistes des disques en aluminium et en laiton ont été observées par un Microscope optique.



Figure III.7 : Microscope optique

Le Microscope optique se trouve à l'unité CPG de Ain Smara. Cet appareil peut faire des agrandissements allant de 50 à 200.

III.2.8. Analyse par Profilomètre interférentiel de type Talysurf CCI 6000

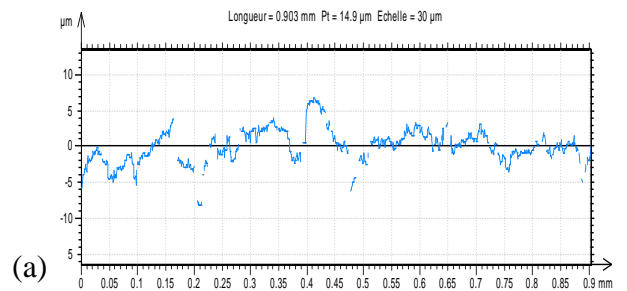
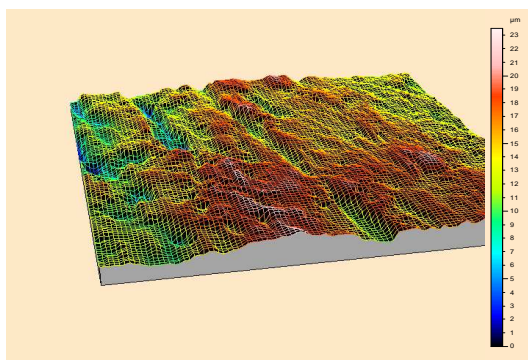
Les pistes du disque et du pion avant et après frottement sont analysées par un Profilomètre interférentiel (fig.III.8). Quelques résultats caractéristiques obtenus à l'aide de ce profilomètre sur des surfaces du pion et du disque ayant frottées sans champ magnétique (fig.III.10 et 11).



Figure III.8 : Vue générale de l'installation du Profilomètre

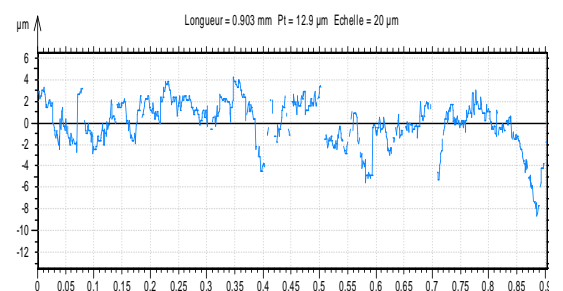
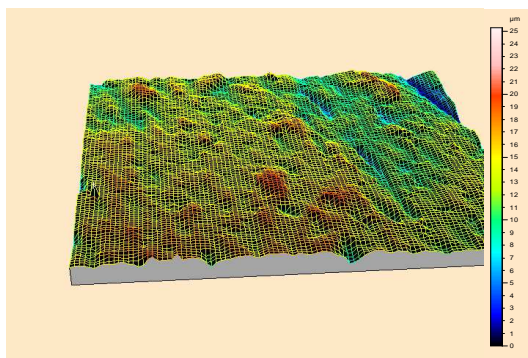


Figure III.9 : Micro-ordinateurs reliés au Profilomètre, donnant l'état de surfaces des pistes frottées du pion et du disque en 3D.



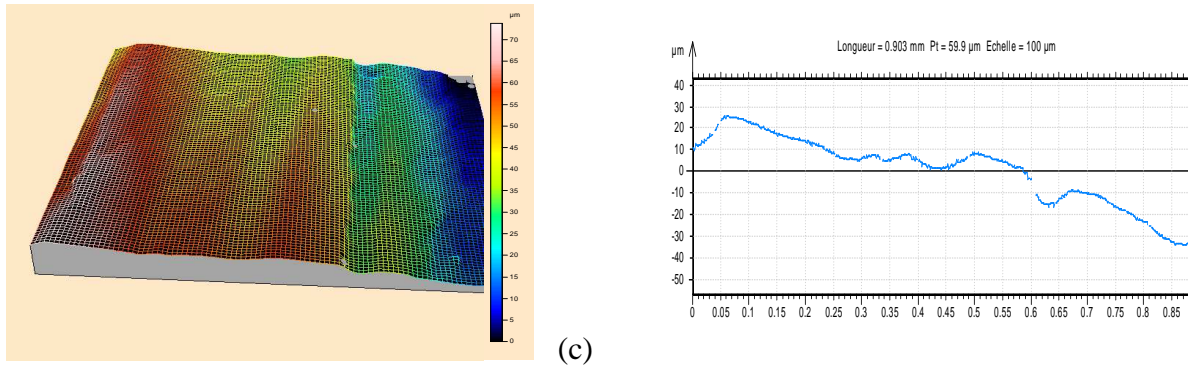
(a)

Piste 1 et son profil pris sur le disque en acier XC 48 après avoir frotté avec le pion en aluminium.



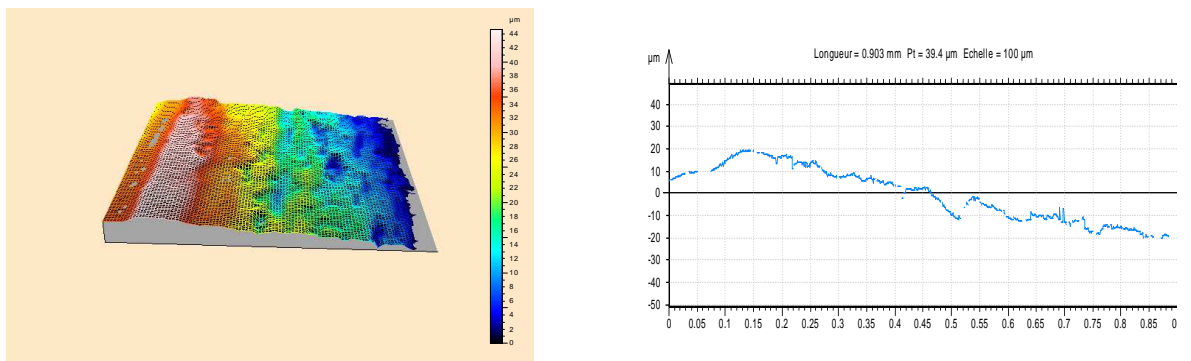
(b)

Piste 2 et son profil pris sur le disque en acier XC 48 après avoir frotté avec le pion en aluminium.

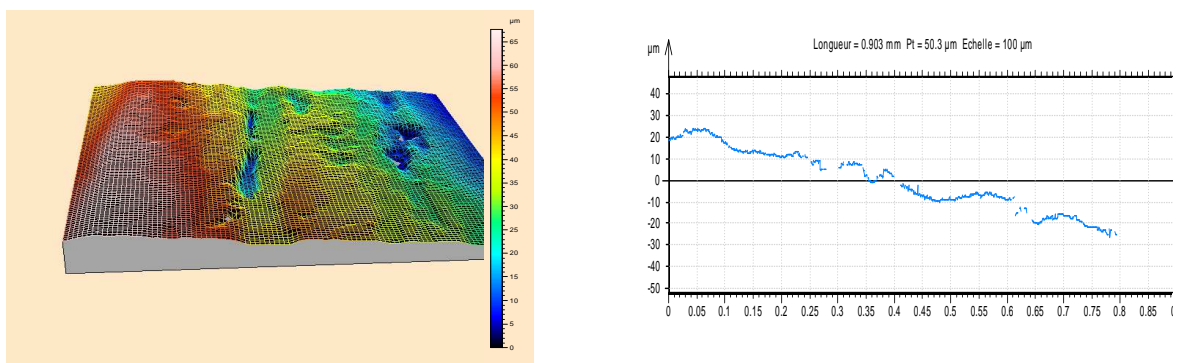


(c)
Piste 3 et son profil pris sur le disque en acier XC 48 après avoir frotté avec le pion en aluminium.

Figure III.10 : Profilométrie de la piste tracée sur le disque pour $v=0,5$ [m/s], charge=37 [N].



Piste 1 et son profil pris sur le pion en aluminium après avoir frotté avec le disque en XC48



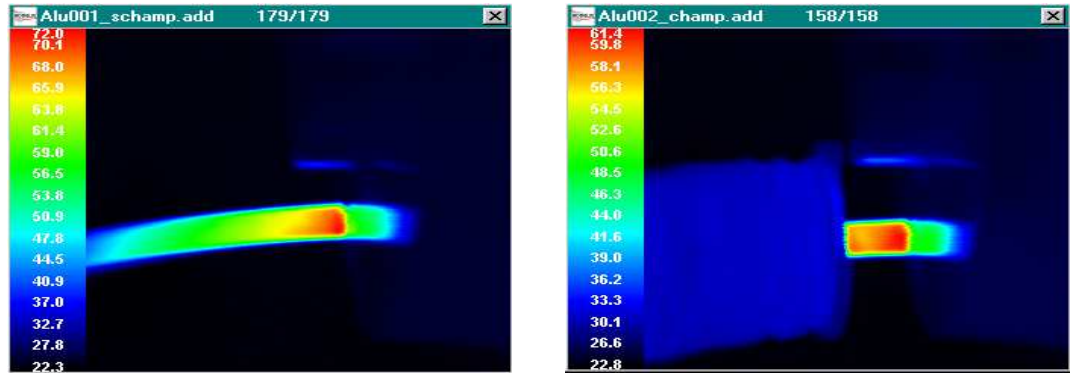
Piste 2 et son profil pris sur le pion en aluminium après frottement avec le disque en acier.

Figure III.11: Profilométrie du pion en aluminium ayant frotté sur le disque en acier XC48, sans champ magnétique pour $v=0,5$ [m/s], $P=37$ [N].

III.2.9. Technique de mesure de la température de contact

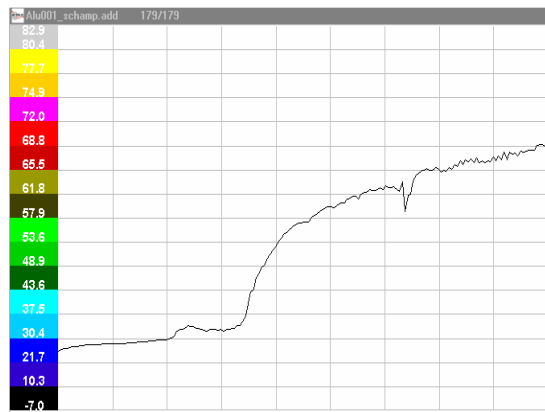
Afin de connaître l'ordre de grandeur de la température atteinte durant le fonctionnement des couples tribologiques on a utilisé une caméra infrarouge

refroidie en azote liquide. Quelques valeurs obtenues sur le couple aluminium–acier sont représentées sous forme d’images et de courbes (fig.III.12). La constatation importante qu’on a pu tirer de ces résultats est que le champ magnétique contribue au refroidissement du couple.

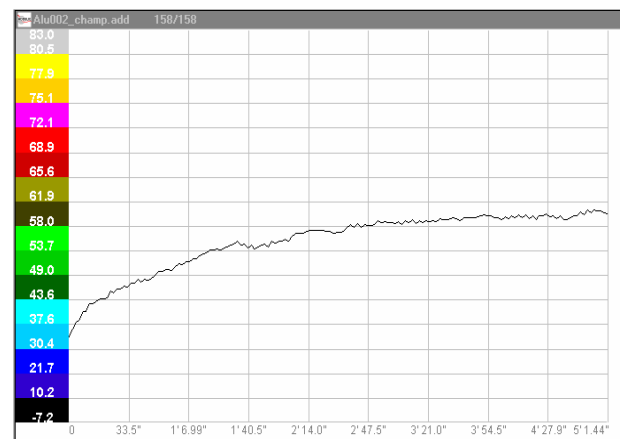


(a)

(b)



(c)



(d)

Figure III.12: Evolution de la température du contact aluminium-acier : (a) et (c) sans champ magnétique (b) et (d) avec champ magnétique ($P=180[N]$, $H=18[kA/m]$ et $v=0.38 [m/s]$).

III.3. PARAMETRES EXPERIMENTAUX ET MATERIAUX

III.3.1. Conditions des essais

Les conditions de réalisation des expériences sur le tribomètre sont les suivantes:

- Charge normale appliquée : 60 - 240 [N]
- Rayon du pion : 5 [mm]
- Surface apparente de contact : 78,54 [mm²]
- Rayon de la piste de contact sur le disque : 100 [mm]
- Vitesse de rotation du disque : 36 [tr/min]
- Vitesse relative de glissement : 0,38 [m/s]

- Durée du test : 30 [min]
- Nombre de cycles : 1080 [cycles]
- Distance parcourue en frottement : 684 [m]
- Intensité du champ magnétique alternatif : 0- 18 [kA/m]
- Courant électrique continu à travers le contact : 0- 40 [A]
- Conditions atmosphérique : Air ambiant

III.3.2. Caractéristiques des matériaux

Le disque est usiné à partir de l'acier ferromagnétique XC 48 à structure cubique centrée. Cette nuance d'acier est beaucoup utilisée dans des pièces mécaniques et des domaines industriels tels que la machinerie, les axes de rotation, la partie de connexion, les engrenages etc [62]. Les pions sont en matériau non ferromagnétique : l'aluminium, le cuivre et le laiton.

III.3.2.1. Propriétés du matériau ferromagnétique

Les tableaux qui suivent donnent les différentes propriétés des matériaux constituant les couples étudiés [7].

a) Tableau III.1 : Propriétés physiques

D[°K]	T _f [°C]	λ [W/m°K]	σ [Ω ⁻¹ m ⁻¹]	α [°/K]	C _P [J/kg°K]	ρ [kg/m ³]
11.10 ⁻⁶	1450	50	1-1.3.10 ⁷	5.7-6.6.10 ⁻³	460	7800

b) Tableau III.2 : Propriétés mécaniques

H _V (MPa)	R _m (MPa)	R _{0.2} (MPa)	ε _R %	E (GPa)	K _C (MPa√m)
203	650	370	18-25	210	150

c) Tableau III.3 : Propriétés magnétiques

Matériau	J _S [A/m]	J _r A/m	H _c A/m	μ _{max} (μ _r = 1+χ)
Acier XC48	1.4.10 ⁶	0.7.10 ⁶	4000	1.10 ³

J_S : Aimantation de saturation coercitif

J_r : Aimantation rémanente

H_c : Champ magnétique

μ : Perméabilité magnétique

μ_r : Perméabilité relative du milieu

χ : Susceptibilité

d) Tableau III.4 : Composition chimique

Acier XC48	C 0.45-0.51, Mn 0.50-0.80, Si 0.10-0.40, S≤0.035, P ≤ 0.035
------------	---

Tableau III.5 : Propriétés du fer et de ses oxydes

Fer et oxydes	Température de fusion T_f [°C]	Volume molaire V_m [cm ³ /mol]	
Fe	1538	7.09	ferromagnétique
Feo	1420	12.6	Antiferromagnétique
Fe ₃ O ₄	1594	44.7	ferromagnétique
Fe ₂ O ₃	1565	31.5	Ferri magnétique

III.3.2.2. Propriétés des matériaux non ferromagnétique

Les propriétés physiques des matériaux sont regroupées dans le tableau III.6. Pour que les conditions expérimentales de chaque essai soient identiques, le disque et le pion sont polis mécaniquement.

Les propriétés physiques des matériaux sont regroupées dans le tableau ci-dessous:

Tableau III.6 : Propriétés chimiques

Matériaux	Composition chimique (%)
Cuivre	95.0-97.0
Laiton Cu Zn36	36% Zn
Aluminium	Mg 0.1 Si0.35 Fe 0.12 Cu0.05

Tableau III.3 : Propriétés mécaniques

Matériaux	H_v N/mm ²	R_m MPa	$R_{0.2}$ MPa	ϵ_R (%)	E GPa	K_c MPa \sqrt{m}
Cuivre	1140	400	60	55	125	100-350
Laiton Cu Zn36	80-150					
Aluminium		80-155	30-140	6-40	69	
Acier XC48	2028	>650	>370	18-25	210	150

H_v : Dureté Vickers de la surface

$R_{0.2}$: Limite conventionnelle d'élasticité à 0,2 %

R_m : Résistance à la traction

ϵ_R : Déformation à la rupture

Matériaux	D (10 ⁻⁶ K ⁻¹)	T_F (°C)	λ (W/m°K)	σ ($\Omega^{-1}.m^{-1}$)	α (10 ⁻³ °K ⁻¹)	C_p (J/ kg°K)	ρ (kg/m ³)
Cuivre	18	1065	389	100	3.9		8900
Laiton Cu Zn36	21	930	121	28	1.7		8450
Aluminium	23	660	237				2700

D : Coefficient de dilatation linéique

σ : Conductivité électrique

λ : Conductivité thermique à 20°C

α : Coefficient de température de la résistivité

C_p : Chaleur spécifique (massique)

E : Module d'élasticité (Module d'Young)

ρ : Masse volumique

T_F : Température de fusion

K_c : Facteur d'intensité critique des contraintes

CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSIONS

IV.1. RESULTATS, OBSERVATIONS, ANALYSES, DISCUSSION CONCERNANT LE COUPLE FERROMAGNETIQUE ACIER XC 48/FERROMAGNETIQUE ACIER XC 48

Dans ce chapitre on va présenter les résultats obtenus lors du frottement de deux surfaces solides en matériau ferromagnétique (acier XC48/acier XC48), en fonction des différents paramètres mécaniques, magnétiques et électriques.

IV.1.1. Influence du champ magnétique sur le frottement et l'usure du contact

Lorsqu'on applique un champ magnétique externe à la surface de contact pion-disque, ceci peut engendrer une force d'attraction F_m perpendiculaire à cette dernière. Il est intéressant de vérifier l'importance de cette force qui peut affecter la valeur du coefficient de frottement. La relation qui donne la force d'attraction magnétique exprimée en Newtons est:

$$F_m = \frac{B^2 S}{2\mu_0} = \frac{H^2 \mu_r^2 \mu_0 S}{2}$$

avec B l'induction magnétique et S la section du pion. On donne cette force F_m sur le tableau suivant:

Intensité du champ magnétique [kA/m]	Force d'attraction magnétique F_m [N]	Perméabilité relative μ_r de l'acier XC48
4.5	0.6	28.8
9	1.3	17.7
13.5	2.3	16.0
18	3.6	15.0

Tableau IV.1: Valeurs des forces d'attraction d'après [7].

La perméabilité relative μ_r de l'acier XC48 est déduite des valeurs de F_m selon l'équation précédente. Elle varie suivant les conditions d'essais de 15.0 à 28.8.

IV.1.1.1. Evolution du coefficient de frottement en fonction du champ magnétique externe.

La figure IV. 1, montre successivement, l'évolution du coefficient de frottement du couple acier XC48-acier XC48, en fonction du temps pour différentes

valeurs du champ magnétique externe appliqué. La figure IV. 1, montre la stabilité de μ en fonction de H.

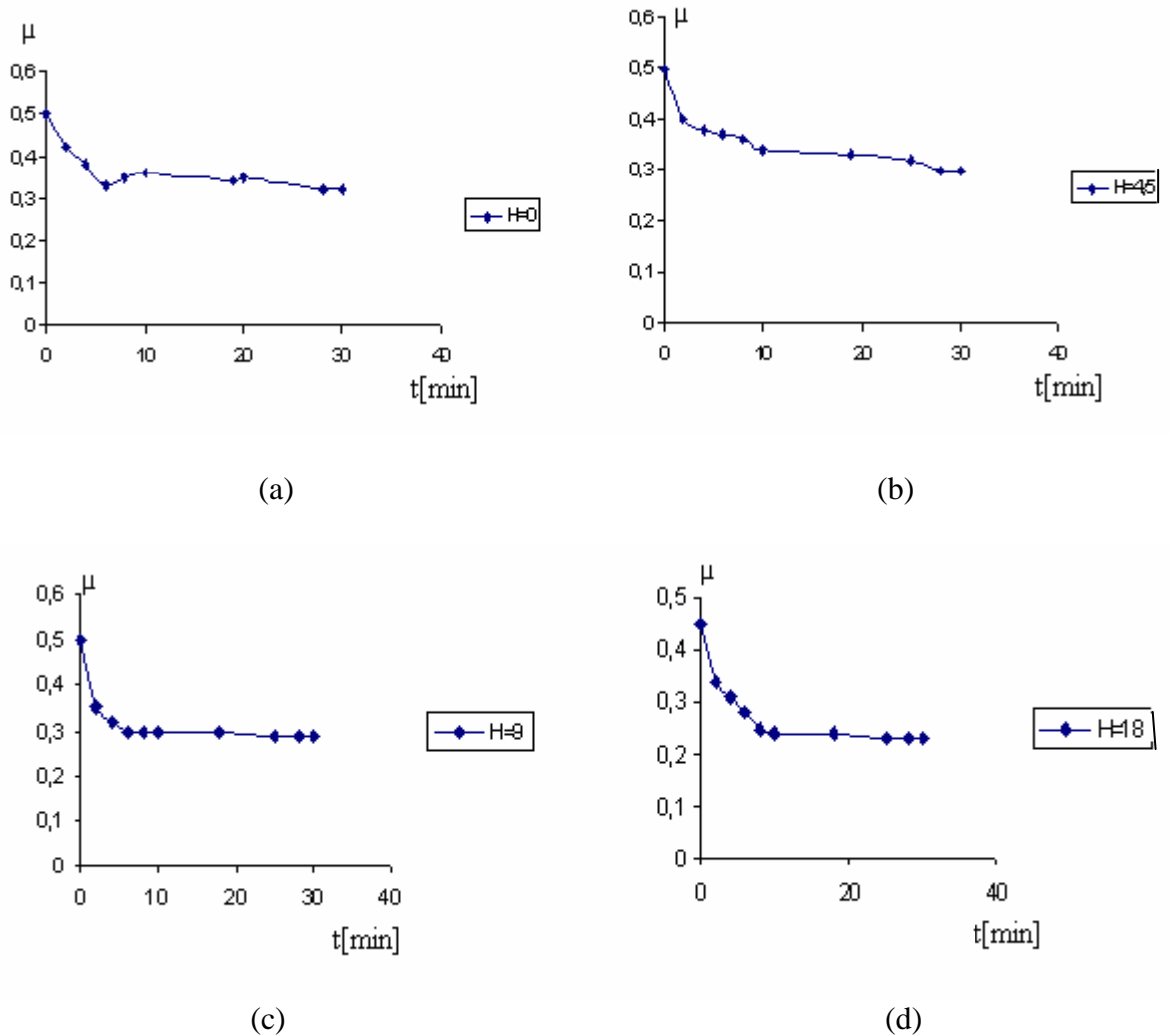


Figure IV.1: Evolution du coefficient de frottement dans le temps pour différentes valeurs de H [kA/m], pour $P=120$ [N], $v=0.38$ [m/s].

En effet, la figure IV. 1 (a) donne les valeurs moyennes du coefficient de frottement sans la présence d'un champ magnétique alternatif ni passage du courant continu. En comparaison avec la figure IV. 1 (b) où la valeur de H est relativement faible, la valeur du coefficient de frottement ne montre pas de changement. Cependant, la valeur de μ diminue pour la valeur de $H=18$ [kA/m] figure IV. 1 (d). Ceci met en évidence l'influence du champ magnétique appliqué sur le coefficient de frottement. Ce phénomène apparaît de plus en plus clairement avec l'augmentation de l'intensité du champ magnétique appliqué (fig. IV.2).

En ce qui concerne l'effet simultané du courant électrique et du champ magnétique, la tendance générale du frottement ressemble beaucoup à celle obtenue sous influence du champ magnétique tout seul.

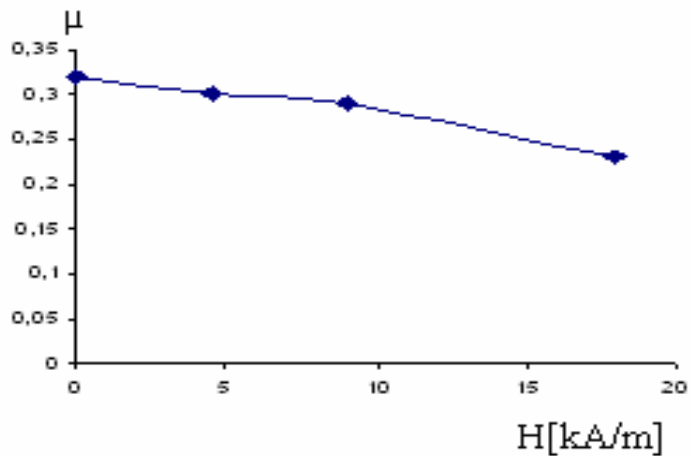


Figure IV. 2: Evolution de la stabilité du coefficient de frottement en fonction de H , pour $P=120$ [N], $v=0.38$ [m/s].

IV.1.1.2. Evolution du coefficient de frottement en fonction de la charge normale, avec et sans champ magnétique.

L'influence de la charge normale sur le coefficient de frottement avec ou sans champ magnétique appliqué est donnée sur la figure IV. 3.

On remarque que la valeur du coefficient de frottement μ est plus élevée pour des contacts non magnétisés. En revanche, en présence de H , le coefficient de frottement diminue avec une légère variation. L'augmentation de la charge normale, peut nuire au film d'oxyde en l'arrachant en plus grande quantité [62-63-64-65], mais la présence des fines particules d'oxydes protègent continuellement les surfaces de contact contre l'usure sévère. Ceci nous ramène à conclure que la diminution de μ est indépendante de la charge normale appliquée.

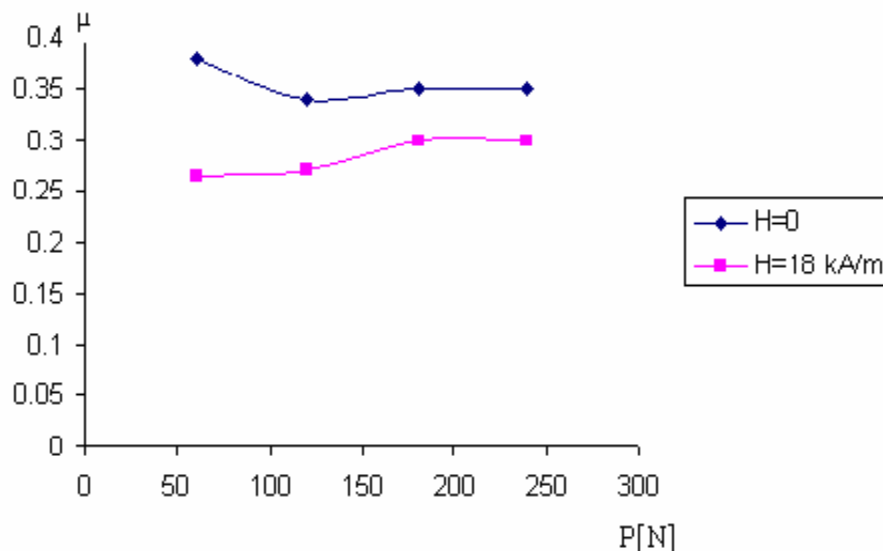


Figure IV. 3: Evolution du coefficient de frottement en fonction de la charge normale, pour $H=0$ et $H=18$ [kA/m], $v=0.38$ [m/s].

IV.1.1.3. Usure du pion en fonction du temps en présence de H

Sur la figure IV. 4, on remarque pour $H=0$, une augmentation de l'usure presque linéaire avec le temps [66-67-68]. Tandis que, l'application du champ magnétique sur le contact, présente des valeurs d'usure du pion plus faibles. En effet pour la valeur de $H=18$ kA/m, la valeur de l'usure est presque inférieure de 10 fois celle obtenu pour un champ magnétique nul.

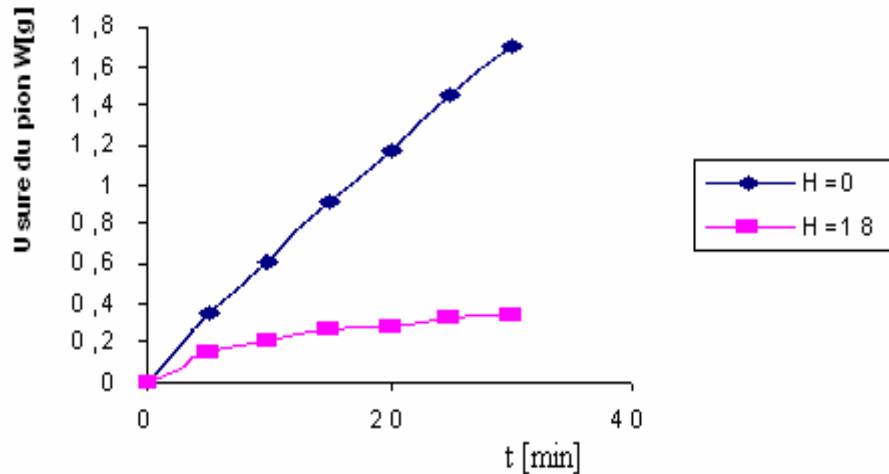


Figure IV. 4: Influence du champ magnétique sur l'usure du pion en acier XC 48 pour $P=180$ [N], $v=0.38$ [m/s]

Ceci peut être expliqué par le phénomène de transition du régime d'usure sévère au régime doux sous l'effet du champ magnétique externe appliqué au contact [69].

IV.1.2. Observation et Analyse de la surface de contact

IV.1.2.1. Influence du champ magnétique appliqué sur la surface de contact

IV.1.2.1.1. Piste de contact du pion sur le disque

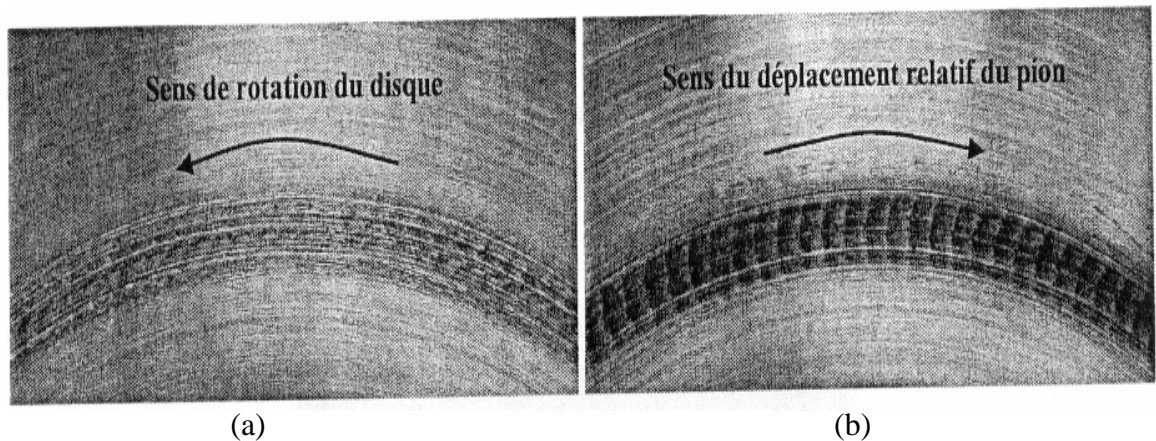
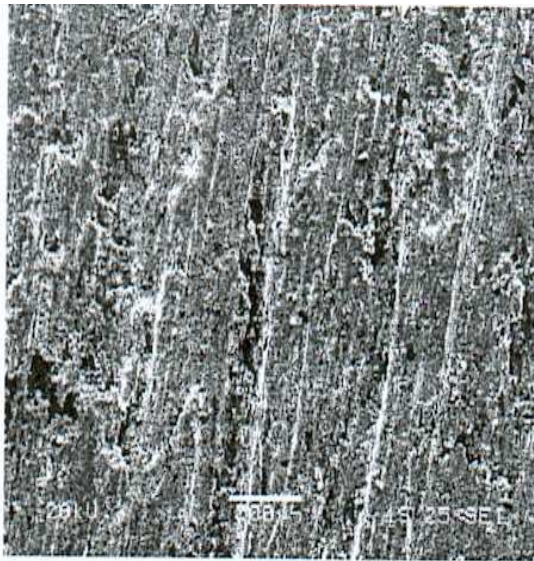


Figure IV.5: Piste de frottement du pion sur le disque à différents moments (a) après une minute, (b) après 30 minutes, en présence du champ magnétique $H = 18$ [kA/m], $P=120$ [N].

Sur la figure IV. 5 (a) on remarque que, dès les premiers temps ($t=1$ minute), une piste se crée sous l'effet du glissement du pion sur le disque. Au fur et à mesure que le glissement se poursuive, la piste se recouvre d'un film noir d'oxyde de fer [70], qui s'adapte bien aux irrégularités de la piste qui devient moins rugueuse. Le mécanisme d'usure ainsi développé est une combinaison d'usure abrasive et d'usure oxydative.

IV.1.2.1.2. Surface usée du pion

Des observations au MEB de la face usée du pion révèlent que la présence du champ magnétique, modifie l'état de surface. En effet, sur la figure IV. 6 (a), où le champ magnétique est nul, l'état de surface présente une certaine rugosité, avec des sillons labourés dans le sens du mouvement et ayant la couleur du métal [71]. En revanche, sur la figure IV.6 (b), où $H= 18$ [kA/m], on voit un très grand nombre de débris d'usure, avant écaillage bien accumulées et agglomérées de fines particules noires d'oxydes.



(a) $H=0$



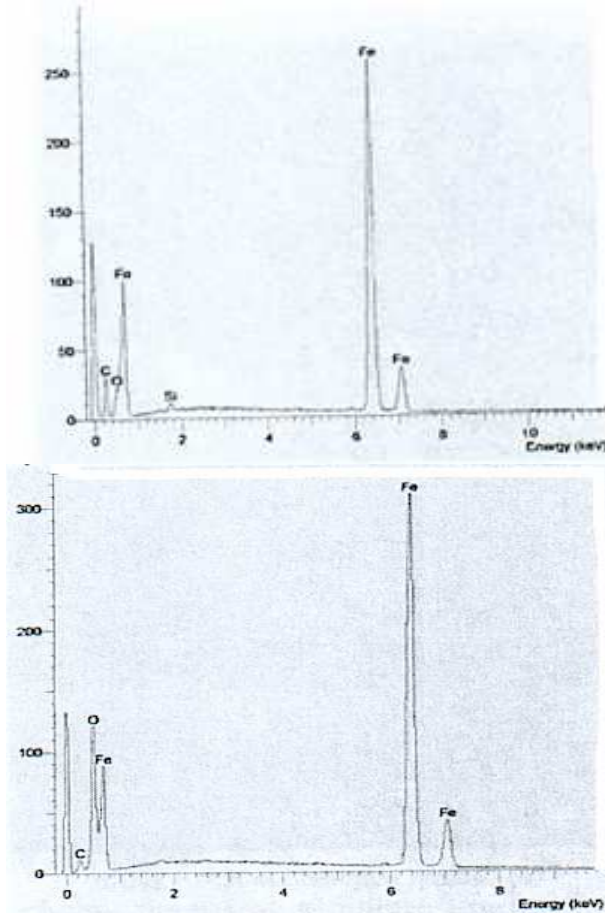
(b) $H=18$ [kA/m]

Figure IV. 6: Surfaces usées des pions ayant frotté sans et avec champ magnétique alternatif ($P=60$ [N], $v=0.38$ [m/s], $t=30$ [min]).

Le film d'oxydes ainsi formé, réduit la force de cisaillement au niveau du contact, favorise le glissement et tend à diminuer l'usure due à la plasticité du film.

IV.1.2.1.3. Teneur en oxygène des particules d'usure en présence du champ magnétique

L'analyse EDS des particules d'usure a mis en évidence la croissance de l'oxydation des surfaces de contact en présence du champ magnétique alternatif appliqué. En effet, la figure IV. 7, montre la spectroscopie de la face usée du pion, sans et en présence de H. La présence du champ magnétique (fig. IV. 7(b)), présente un pic d'oxygène beaucoup plus important que celui de la figure IV. 7 (a), où H est nul. Ceci est dû vraisemblablement à la grande concentration des atomes d'oxygène attirés vers le contact par la force magnétique.



(a) H=0

(b) H=18[kA/m]

Figure IV.7: Spectroscopie de la surface usée du pion analysée par EDS ayant frotté sans et avec champ magnétique alternatif ($P=60[N]$, $v=0.38 [m/s]$, $t=30 [min]$).

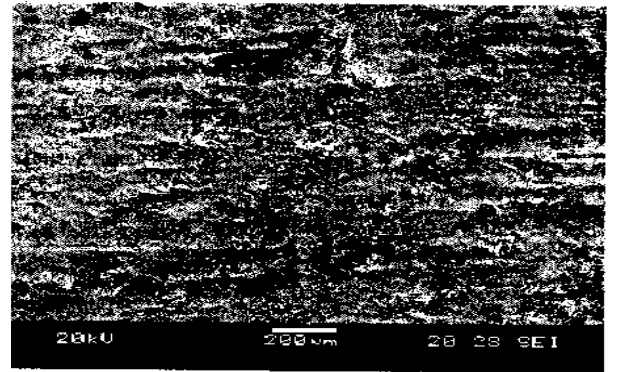
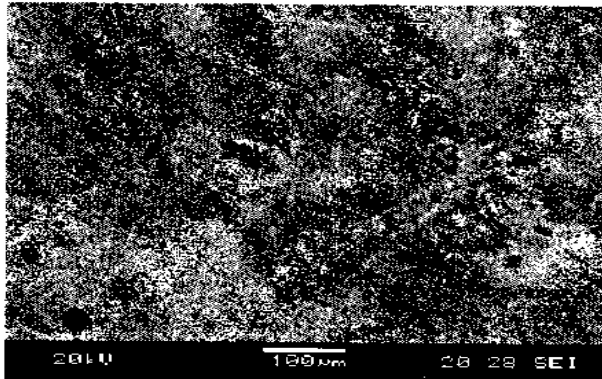
IV.1.2.2. Influence du champ magnétique sur le processus d'oxydation des surfaces en contact avec passage du courant électrique continu

IV.1.2.2.1. Genèse de la couche d'oxyde

L'analyse des photographies, obtenues au MEB (fig. IV. 8) des surfaces usées des pions, en présence du champ magnétique alternatif avec passage du courant électrique continu a révélé, que le courant électrique n'a aucun effet ni sur l'état des surfaces ni sur le comportement tribologique du couple.

De plus, le passage du courant électrique à travers le contact, ne présente aucun changement quant au taux d'oxygène déjà existant (fig.IV. 9). En revanche, il peut provoquer un endommagement supplémentaire par arc électrique. En effet, ce

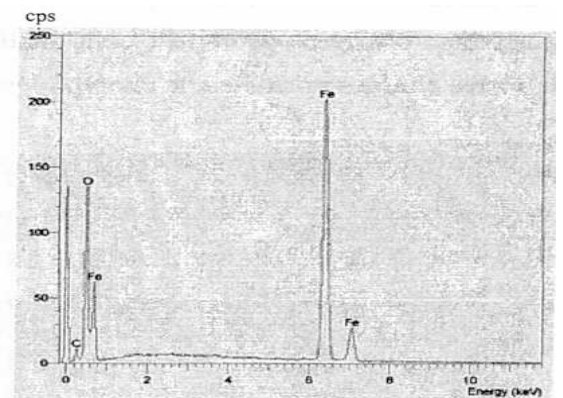
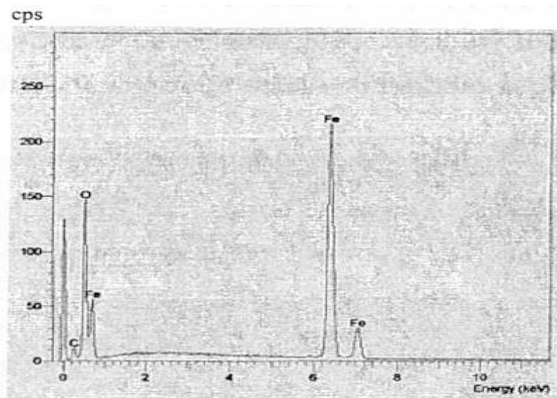
dernier peut causer de graves incidents au point d'impact et augmenter la température interfaciale pouvant même atteindre la température de fusion des matériaux le plus fusible [72-73].



(a) $H=18$ [kA/m], $I=10$ [A]
 $I=40$ [A]

(b) $H=18$ [kA/m],

Figure IV.8: Surfaces usées des pions ayant frotté simultanément avec champ magnétique alternatif et courant continu, ($P=60$ [N], $v=0.38$ [m/s], $t=30$ [min]).



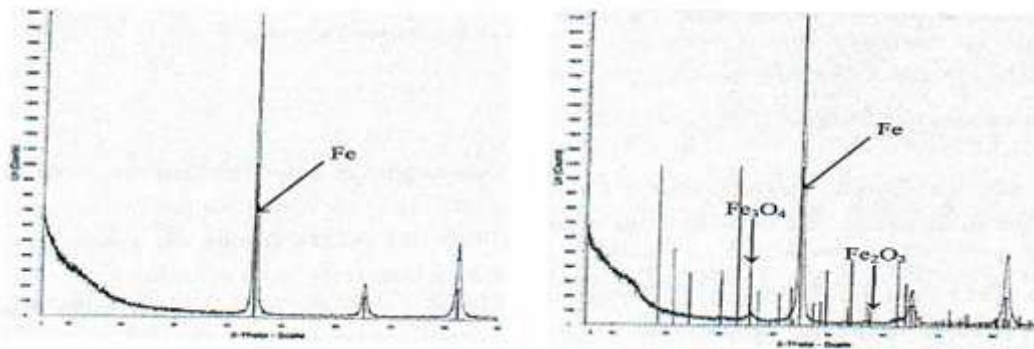
(a) $H=18$ [kA/m], $I= 10$ [A]
 $I= 40$ [A]

(b) $H=18$ [kA/m],

Figure IV. 9: Spectroscopie de la surface usée des pion analysée par EDS ayant frotté simultanément avec champ magnétique alternatif et courant continu, ($P=60$ [N], $v=0.38$ [m/s], $t=30$ [min]).

IV.1.2.2.2. Identification des types d'oxydes dans les particules d'usure

Les débris d'usure évacuées du contact durant le frottement, sont récoltées puis analysées par un diffractomètre à rayons X (angle θ - 2θ).



(a) H=0, P=120 [N]

(b) H=18 [kA/m], P=120

[N]

Figure IV.10 : Spectres obtenus par diffraction X, sur les particules d'usure

L'examen de la figure IV.10 (a) montre que les débris d'usure sont constitués par un seul élément qui est le fer. Par contre, la présence du champ magnétique, sans ou avec passage du courant électrique, révèle deux sortes d'oxydes : l'hématite Fe_2O_3 et la magnétite Fe_3O_4 . Ces deux oxydes jouent un rôle important dans le comportement en usure du couple [7].

Cependant, l'absence de l'oxyde ferreux (FeO) indique que la température atteinte à l'interface ne dépasse pas la température de formation de cet oxyde (600°C).

IV.1.2.3. Evolution de la température sur la face latérale du pion

La température interfaciale, du couple dynamique de matériau ferromagnétique/ ferromagnétique augmente avec les paramètres magnéto électromécaniques appliqués [74]. Cette augmentation peut affecter le tribocontact surtout le phénomène d'oxydation [75].

La mesure de la température sur la surface latérale du pion, très proche du contact, a été effectuée à l'aide d'une caméra thermo graphique infrarouge. Cette mesure ne reflète pas la température réelle qui est beaucoup plus importante. Néanmoins, on peut savoir son changement relatif en fonction des conditions et des paramètres expérimentaux [76].

IV.1.2.3.1. Evolution de la température du pion sans l'application du champ magnétique

La variation de la température dans le temps, sans la présence du champ magnétique, évolue rapidement, durant les premières minutes, pour se stabiliser ensuite aux alentours de 42°C . De plus, on remarque sur cette courbe un pic atteignant 52°C , dû probablement à une particule d'usure portée au rouge, qui a échappé du contact et détectée par la caméra. Ceci nous donne une idée sur l'ordre de grandeur des températures atteintes par ses particules à l'interface et les

conséquences sur le tribocontact ; en particulier les fluctuations observées sur l'enregistrement de la figure 11.

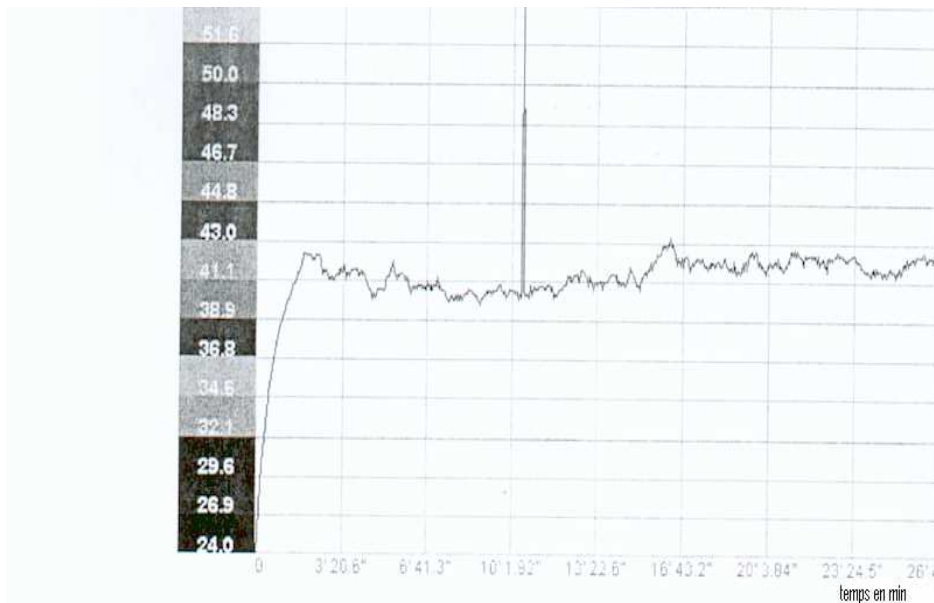


Figure IV.11: Evolution de la température du pion à proximité du contact pour $(H=0, P=120 \text{ [N]}, v=0.38 \text{ [m/s]})$

IV.1.2.3.2. Evolution de la température du pion avec un champ magnétique.

La figure IV.12, illustre l'évolution de la température en présence du champ magnétique. Sur cette courbe on observe une élévation, durant les trois premières minutes, jusqu'à 53°C, puis une stabilisation pendant 24 minutes et enfin une légère augmentation aux environs de 54°C. De plus, l'évolution de la courbe présente une allure plus régulière (moins de fluctuations) en comparaison avec la courbe précédente.

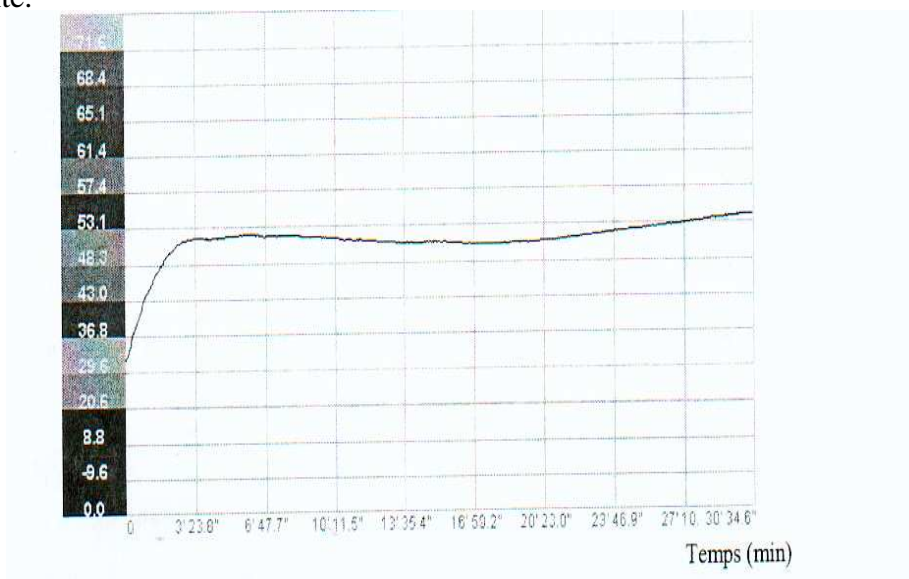


Figure IV.12: Evolution de la température du pion a proximité du contact pour $(H=18 \text{ [kA/m]}, P=120 \text{ [N]}, v=0.38 \text{ [m/s]})$

IV.1.2.3.3. Evolution de la température du pion en présence du champ magnétique et du courant électrique

L'application simultanée du champ magnétique et du courant électrique dans le contact entraîne un comportement qui diffère de celui pour lequel il n'y a pas de passage du courant électrique. En effet, durant les deux premières minutes, on assiste à une élévation, une stabilisation, une légère augmentation et enfin une élévation brusque pour atteindre 75°C (fig. IV.12). Ceci peut être expliqué par l'effet combiné du champ magnétique (courants de Foucault) et du courant électrique qui contribuent à cette différence dans le comportement.

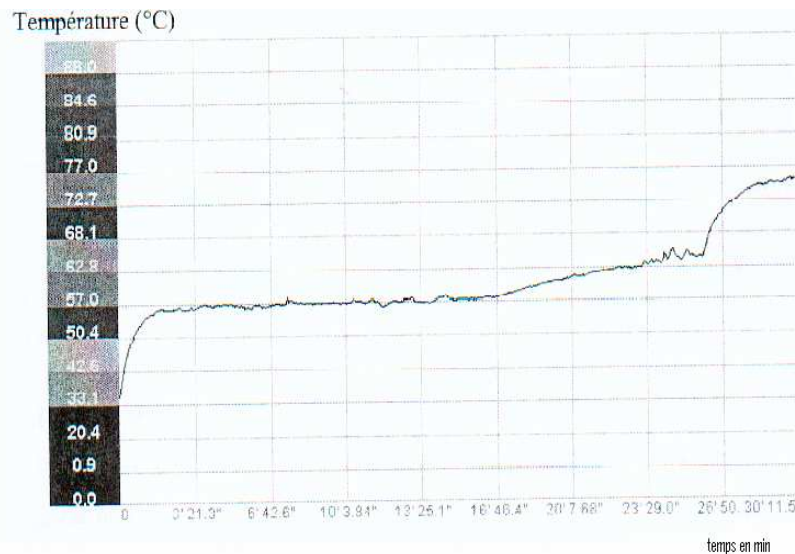


Figure IV.13: Evolution de la température du pion pour ($H=18$ [kA/m], $I=40$ [A], $P=120$ [N] et $v=0.38$ [m/s]).

La force d'attraction magnétique engendrée par l'application d'un champ magnétique dans un tribocontact est perpendiculaire à la surface de contact. Pour une valeur de $H=18$ [kA/m], cette force peut atteindre la valeur de 3.6 [N] [7]. Cette dernière peut se rajouter à la charge normale mécanique pour modifier la valeur du coefficient de frottement.

Dans l'essai de frottement, le coefficient de frottement μ diminue avec l'augmentation de H indépendamment de la charge normale appliquée. De plus, l'augmentation de la valeur du champ magnétique, entraîne une diminution des vibrations du tribomètre et du niveau sonore induit par ces vibrations.

La diminution très importante, de l'usure du pion ayant frotté contre le disque, en présence du champ magnétique, a un lien avec la transition du régime d'usure sévère au régime doux. Quant à l'effet, de la charge normale appliquée, sur l'usure du pion, en présence de H , il faut à chaque essai, pour une charge donnée chercher la valeur de H pour laquelle l'usure du pion est minimale. Dans ces conditions, il y a compétition entre l'effet bénéfique du champ magnétique qui tend à réparer la dégradation engendrée par la charge normale. En outre, pour la valeur de $H=18$ [kA/m], l'usure est indépendante de la charge [77-78], et ce à cause de l'agglomération des particules d'oxydes intercalées à l'interface du contact et qui jouent le rôle du lubrifiant minimisant ainsi l'usure du pion [79-80].

En absence du champ magnétique, les débris passifs sont constitués par un seul élément qui est le fer. Par contre, la présence du champ magnétique avec ou sans passage du courant électrique montre deux types d'oxydes, à savoir l'hématite Fe_2O_3 et la magnétite Fe_3O_4 (Fig. IV.10). L'effet du champ magnétique sur la valeur de la température atteinte à l'interface ne peut être estimée qu'avec beaucoup d'erreurs. Néanmoins, grâce à la distribution des températures prise sur le pion, au voisinage du contact, on peut avoir une idée sur la régularité du glissement à l'interface [81].

IV.1.2.4. Profilométrie des surfaces du couple acier XC 48/acier XC 48

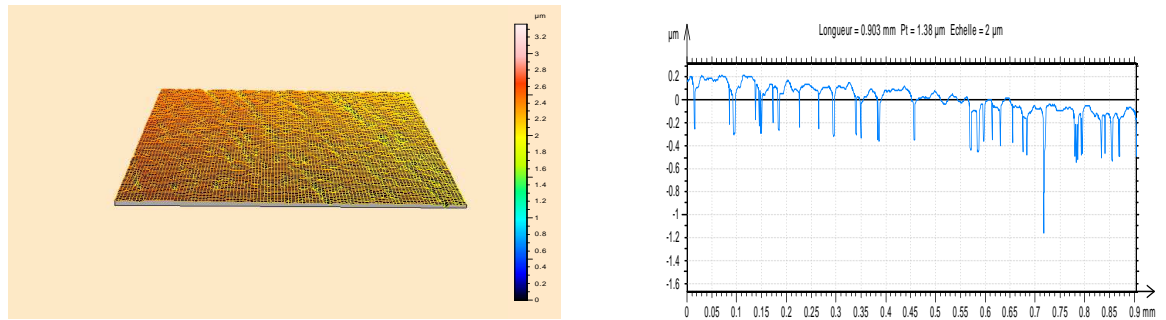


Figure IV.14. Piste et son profil du disque en acier XC 48 avant le frottement.

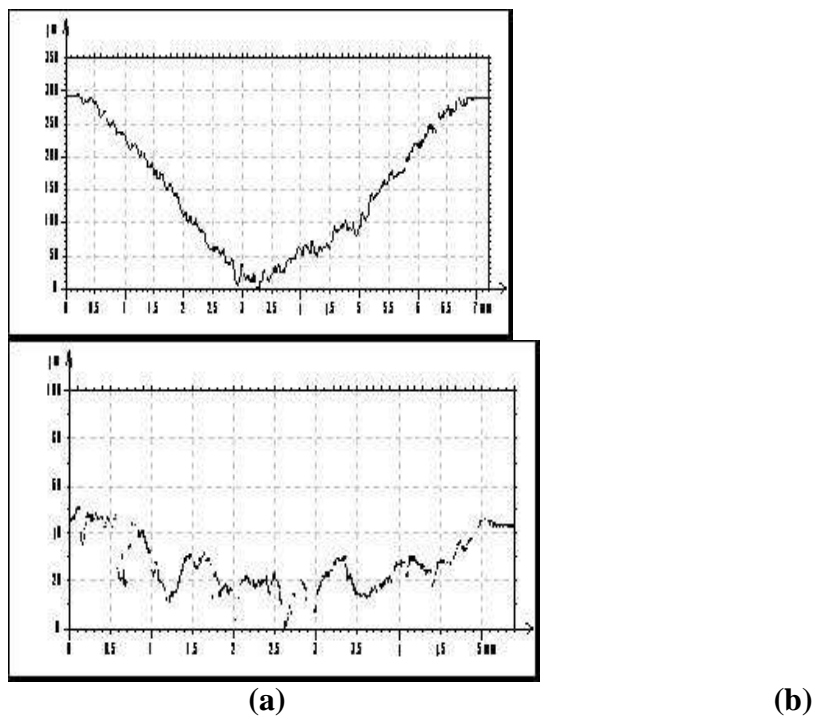


Figure IV.15. Profil pris sur le disque en acier XC 48 après avoir frotté avec le pion en acier XC 48.

La figure IV.15, montre le profil de la surface de glissement à l'air ambiant avec et sans champ magnétique. En absence du champ magnétique, la profondeur de la rugosité est plus importante alors que le nombre de pics et de vallées est très restreint. L'enregistrement de l'état de surface avec la profondeur sur la face usée du pion est plus stable (fig. 15 (a)). En revanche, l'application du champ magnétique engendre une surface usée plus rugueuse ayant un profil avec un nombre plus important de sommets et de creux présentant des profondeurs plus réduites (fig. 15

(b)). Ceci confirme le faible taux d'usure du contact magnétisé. L'apparition des petits sillons (avec champ magnétique), ont pour rôle de faciliter le stockage et le compactage des oxydes ferromagnétiques dans les vallées, et d'augmenter la surface réelle de contact (Fig. IV.15.b). Ceci réduit la contrainte tangentielle de frottement et réduit ainsi le coefficient de frottement pour des fortes charges normales [3,82]. Ces résultats traduisent l'effet du champ magnétique sur la transition du régime de frottement et d'usure sévère au régime doux. Par ailleurs, la réactivité physico-chimique des surfaces de contact du couple ferromagnétique/ferromagnétique (acier XC48/acier XC48), change énormément par application du champ magnétique alternatif [7-8]. Ce dernier augmente la vitesse d'oxydation. Le film d'oxyde ainsi généré réduit la force de cisaillement à l'interface et facilite le glissement, par conséquent, le type d'usure développé est oxydatif (usure par oxydation). De plus, ce film joue un rôle protecteur en stabilisant le frottement et réduit considérablement l'usure du couple métallique étudié [79].

IV.2. RESULTATS, OBSERVATIONS, ANALYSES ET DISCUSSION CONCERNANT LES COUPLES NON FERROMAGNETIQUES/FERROMAGNETIQUE : CUIVRE-ACIER XC 48, LAITON-ACIER XC 48 ET ALUMINIUM-ACIER XC 48

Dans ce paragraphe on va présenter les résultats expérimentaux relatifs au frottement et à l'usure du pion en matériau non ferromagnétique (cuivre, laiton et aluminium), glissant sur un disque tournant en matériau ferromagnétique (acier XC 48), en présence du champ magnétique alternatif externe, afin de bien cerner son influence sur les phénomènes mis en jeu lors du contact dynamique et notamment de prédire comment la couche superficielle du matériau voit sa morphologie, sa structure et ses caractéristiques physico-chimiques et mécaniques modifiées[84].

Cette étude s'intéresse donc à la connaissance de l'oxydation du matériau diamagnétique (cuivre), de son alliage (laiton) et du matériau paramagnétique (aluminium). L'étude de la morphologie et de la composition de la surface oxydée sur les pions sans et en présence d'un champ magnétique externe est entreprise.

IV.2.1. Couple Cuivre/Acier XC 48

IV.2.1.1. Evolution du coefficient de frottement

L'allure du coefficient de frottement sans et en présence du champ magnétique alternatif est illustrée sur les courbes des figures IV.12 et IV.13.

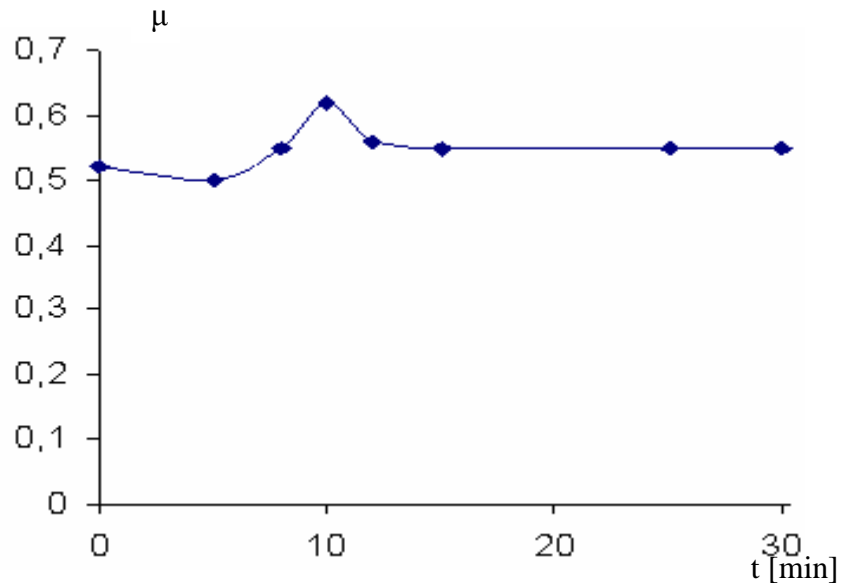


Figure IV.12 : Evolution du coefficient de frottement moyen pour $H=0$ ($v=0.38$ [m/s], $P=180$ [N]).

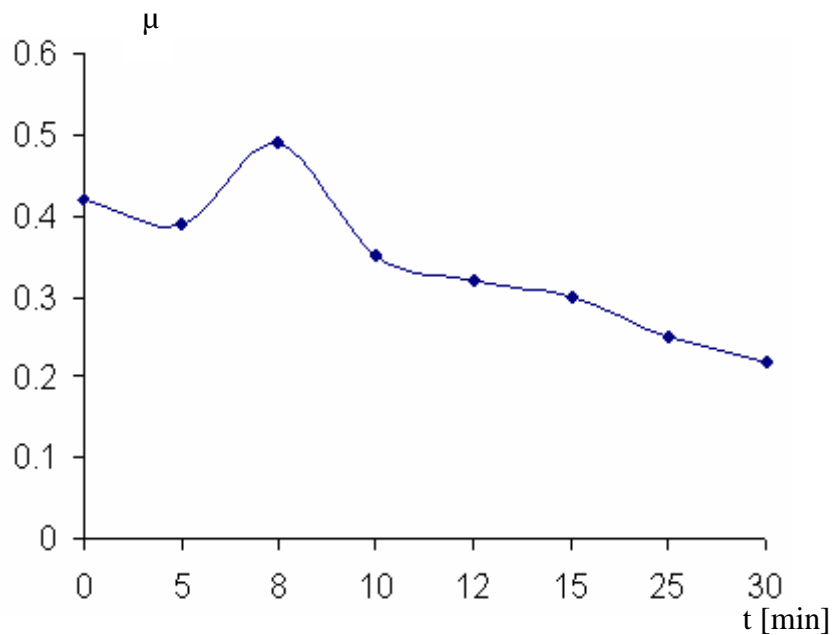


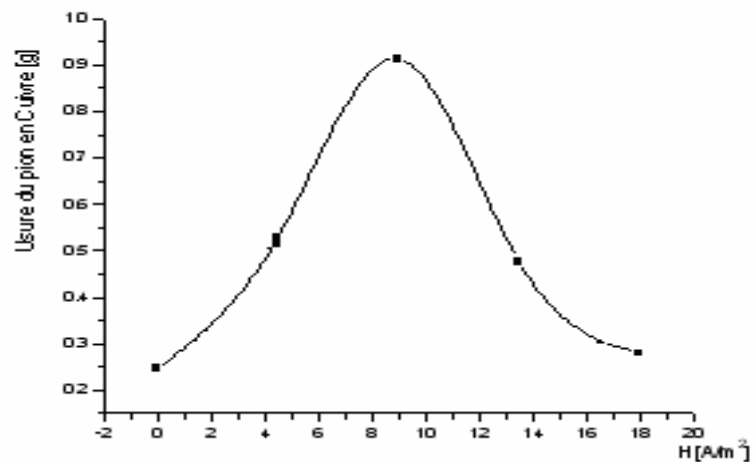
Figure IV.13 : Evolution du coefficient de frottement moyen pour $H=18$ [kA/m] ($v=0.38$ [m/s], $P=180$ [N]).

En effet, ces dernières montrent la variation du coefficient de frottement en fonction des paramètres vitesse et charge normale avec et sans champ magnétique alternatif. Sur la figure IV.12 on remarque que $\mu=0.54$ pour $H=0$. Ceci peut être expliqué d'une part par la nature de la couche d'oxyde qui est facilement détachable du substrat et du faible épaisseur de cette couche [85-86]. D'autre part d'oxyde de cuivre qui est non granuleuse et non adhérente et de très faible épaisseur pour $H=0$. En revanche, en présence du champ ($H=18$ [kA/m]), l'examen de la figure IV.13 montre que μ diminue progressivement jusqu'à $\mu=0.22$. Ceci est dû vraisemblablement à la présence d'une

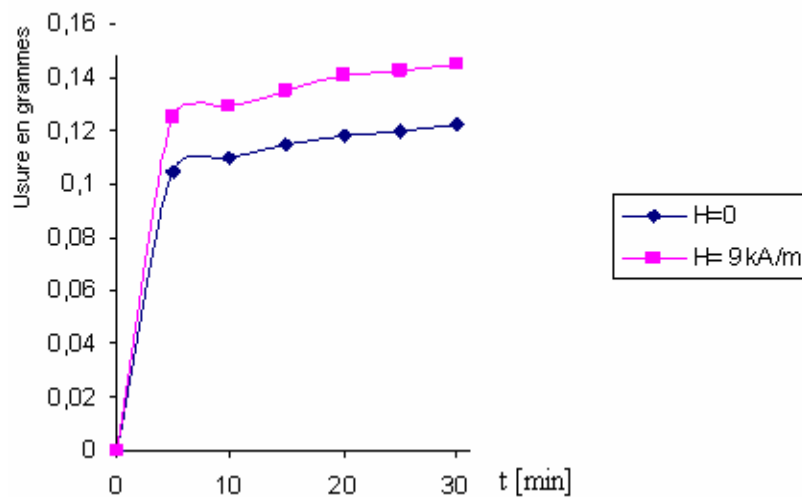
couche d'oxyde de cuivre [85-86-87], plus épaisse que précédemment, bien adhérente au cuivre et ayant une forme d'amas granuleux de CuO favorisant le glissement [88].

IV.2.1.2. Influence du champ magnétique sur l'usure du pion en absence du courant électrique

La détermination de la cinétique d'oxydation d'un matériau revient à définir la loi régissant la variation de sa masse lors des réactions chimiques avec l'oxygène et donc la croissance de la couche d'oxyde formée à sa surface réactive [89-90]. Cette loi relie la variation de la masse correspondante à la masse d'oxygène qui a réagi avec le substrat pour former l'oxyde et les paramètres d'oxydation comme la température ou encore l'aire de la surface réactive. La présence du champ magnétique a une influence significative sur le processus d'oxydation comme l'illustre la figure IV.14.



(a)



(b)

Figure IV.14 : Evolution de l'usure du pion en cuivre en fonction de H (a), (b) évolution de l'usure avec le temps pour des valeurs de H=0 et H=9 [kA/m], ($v=0.38$ [m/s], $P=180$ [N]).

La figure IV.14 (a), présente l'évolution de l'usure du pion en cuivre en fonction du champ magnétique alternatif appliqué au tribocontact. Sur cette figure, on remarque que la courbe augmente jusqu'à une valeur maximale pour laquelle le champ magnétique est égal à 9 [kA/m]. Au delà de cette valeur elle décroît progressivement jusqu'à la valeur de H=18 [kA/m]. Néanmoins, on constate une quasi symétrie de la courbe de part et d'autre de la verticale passant par la valeur max de l'usure. Ceci peut être expliqué par le fait que les essais se sont déroulés à l'air ambiant, sans la présence du champ magnétique, d'où la réaction de l'oxygène avec la surface activée par la chaleur et l'arrachement pour donner naissance au Cu_2O [82-83-91-92].

En présence du champ magnétique, la force d'attraction des atomes d'oxygène vers le disque est augmentée favorisant ainsi l'oxydation de la piste de friction [93-94-95]. En présence du champ magnétique, la figure IV.14 (b), montre l'effet du champ magnétique sur l'usure du pion quand sa valeur est fixée à 9 [kA/m]. On constate aisément que pour une durée de trente minutes environ les deux courbes augmentent légèrement présentant un écart plus ou moins constant.

IV.2.1.3. Influence simultanée du champ magnétique et du courant électrique sur l'usure du pion

La figure IV.15 illustre l'influence du courant électrique [96-97] sur l'usure du pion en fonction de la valeur du champ magnétique. En effet, pour des faibles valeurs de H l'usure en présence du courant est plus importante. A partir de H=4,5 [kA/m] l'usure diminue presque de moitié surtout pour H=9 [kA/m]. D'où l'importance de l'application simultanée du champ magnétique et du courant électrique pour des valeurs de H assez modérées.

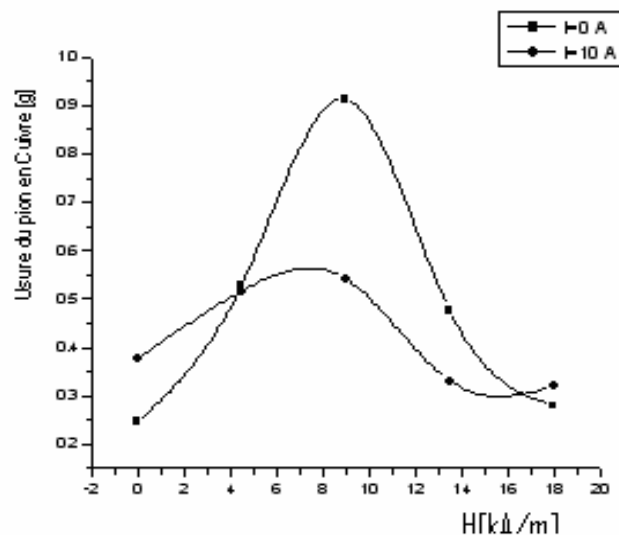


Figure IV.15 : Evolution de l'usure du pion en cuivre en fonction de H, pour I=0 et I=10[A] ($v=0.38$ [m/s], $P=180$ [N]).

IV.2.1.4. Influence de l'intensité du champ magnétique sur l'état de surface du pion

Afin de comprendre le phénomène d'oxydation de la surface usée du pion et suivre l'évolution à la fois morphologique et chimique avec et sans champ magnétique, on a procédé à son analyse par microscope électronique à balayage (MEB). Les images des figures IV.16 à IV.18 révèlent une détérioration importante (déformations et rayures profondes) engendrées

par des pics d'aspérités durs d'acier durant le glissement. On assiste à une usure sévère du pion [86].

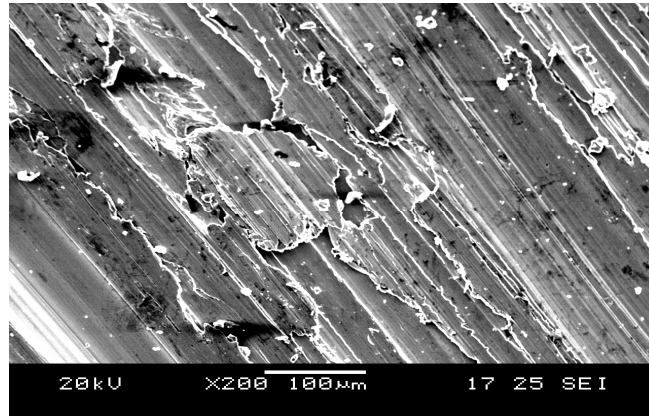


Figure IV.16: Aspect usé de la surface du pion en cuivre pour une valeur du champ magnétique nul ($H=0$) et sans passage du courant électrique ($I=0$).

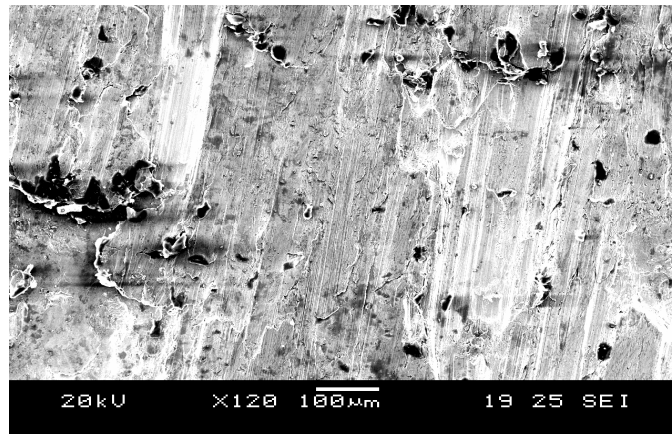


Figure IV.17: surface du pion en cuivre en présence du champ magnétique ($H=18$ [kA/m]).

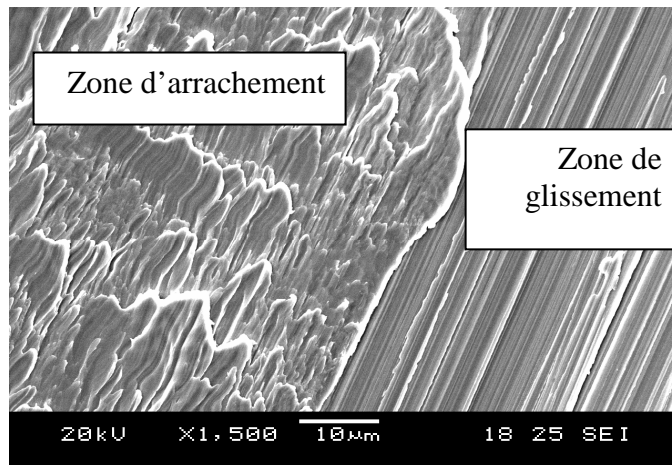


Figure IV.18: Agrandissement de la surface du pion en cuivre pour une valeur du champ magnétique ($H=9[kA/m]$) et un courant électrique de $10[A]$.

En revanche, sur la figure IV.17 l'état de surface du pion, ayant frotté en présence du champ magnétique, est moins détériorée avec des zones entachées de points noirs attestant la présence des particules d'oxydes. L'usure développée est moins sévère que précédemment à cause du champ magnétique qui favorise l'oxydation protégeant ainsi la surface du pion contre l'action des pics durs d'aspérités du matériau en regard [79][93].

L'examen de la figure IV.18, montre l'effet combiné du courant électrique et du champ magnétique en tenant compte de sa valeur pour laquelle l'usure est maximale (fig. IV.15). En effet, la face usée présente un aspect rugueux caractérisé par une zone d'arrachement et une autre de glissement. Il existe probablement deux types d'usure l'une abrasive sévère et l'autre oxydative. Dans le premier cas, les débris d'oxydes s'intercalent à l'interface pour accélérer le mécanisme d'abrasion. Dans le deuxième cas, la rupture du film d'oxyde formé par action mécanique ou/et électromagnétique met à nu la surface de cuivre qui est aussitôt oxydée par les phénomènes mécano-électromagnétique [94]. La formation et la rupture de la couche d'oxyde engendre une consommation du cuivre d'où l'augmentation de l'usure [96-97].

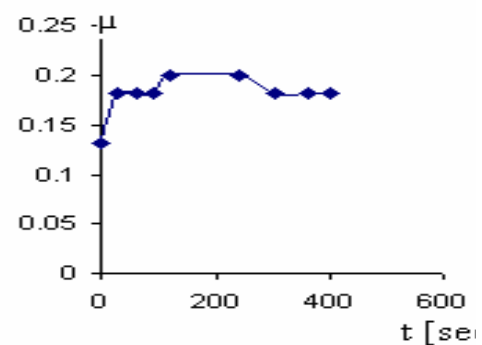
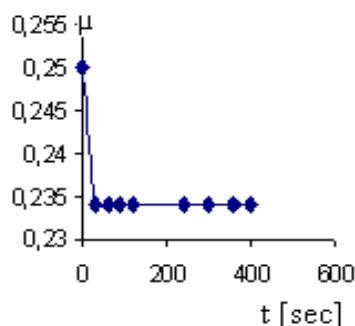
IV.2.2. Couple Laiton/Acier XC48

Bien qu'aucune étude sur le laiton ne soit disponible, le cuivre pur a fait l'objet de plusieurs études [2] [80,97]. En effet, comprendre l'oxydation du cuivre pur servira de base ensuite à la compréhension de l'oxydation de ses alliages riches en cuivre.

Comme le cuivre, le laiton est une substance diamagnétique, caractérisée par une susceptibilité relative négative, de faible amplitude. Il s'aimante en sens inverse du champ magnétisant. Il n'est donc pas attiré par le pôle qui produit le champ mais il est repoussé vers les régions où l'induction est faible [49].

IV.2.2.1. Influence de l'intensité du champ magnétique sur le frottement et l'usure

La figure IV. 20 montre l'évolution du coefficient de frottement en fonction du paramètre temps. Sans champ magnétique, $\mu_0 = 0.234$, l'application de ce dernier, pour une valeur égale à $4.5 [kA/m]$, diminue légèrement μ , malgré qu'on a augmenté la valeur du champ deux fois puis quatre fois, μ reste presque insensible à ces variations [67]. Le même comportement est constaté pour l'usure du pion (fig. IV. 21). En effet, le transfert du laiton sur le disque s'adapte bien aux irrégularités formant une couche homogène, uniforme et qui favorise le glissement [2,8]. A ce stade on atteint un régime stable par stabilité des conditions de fonctionnement à l'interface qui devient laiton-laiton.



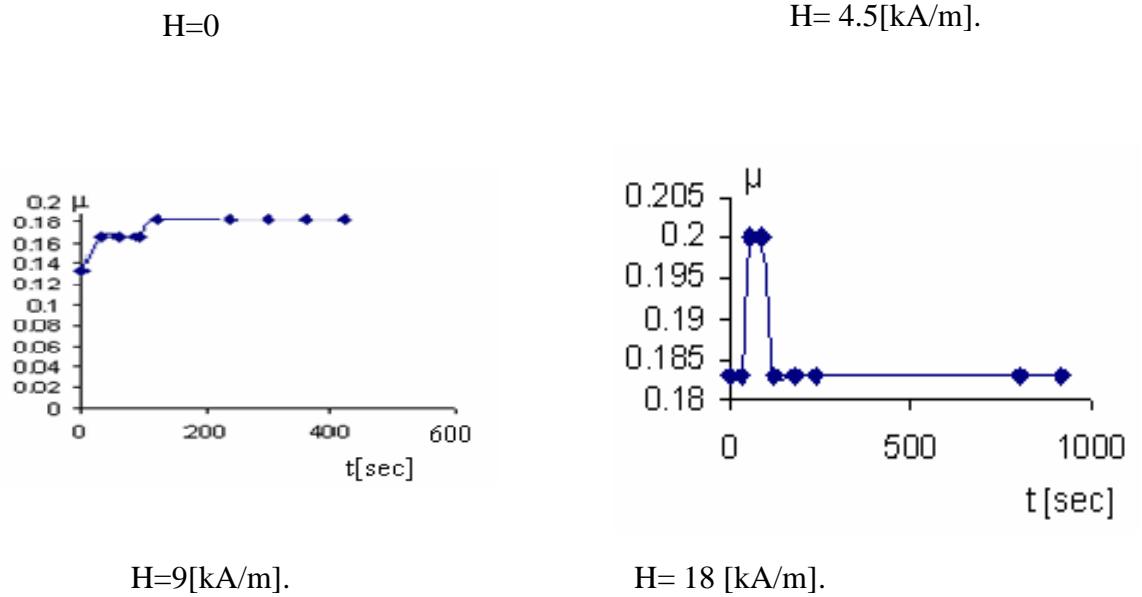


Figure IV. 20 : Evolution du coefficient de frottement en fonction du temps pour $v = 0.38$ [m/s], $P=180$ [N] et différentes intensités du champ magnétique.

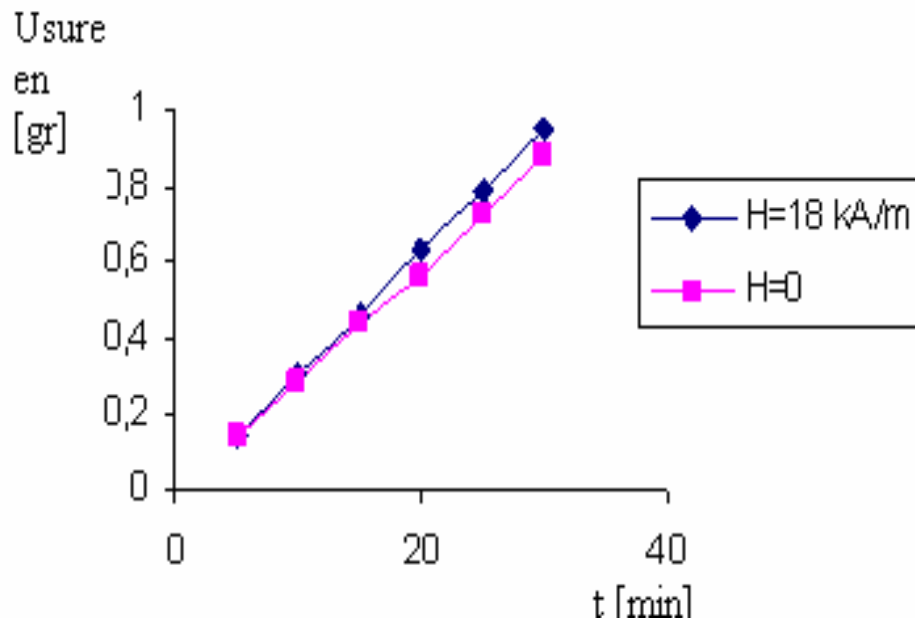
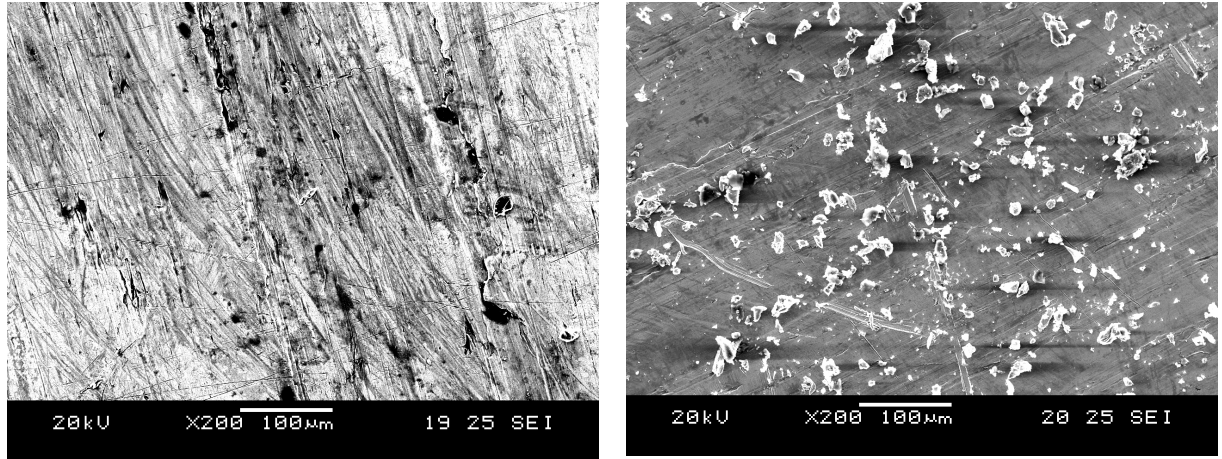


Figure IV.21 : Usure du pion en laiton en fonction du temps ($P=180$ [N], $v=0.38$ [m/s])

IV.2.2.3. Influence de l'intensité du champ magnétique sur l'état de surface du pion

Les micrographies obtenues par M.E.B des surfaces usées du pion, révèlent, pour $H=0$, une absence quasi-totale d'oxyde avec des sillons labourés aléatoirement sans pénétration importante dans le substrat (fig. IV.22 (a)). Tandis que la présence du champ magnétique, montre une surface moins rugueuse et recouverte d'oxyde

avec des débris d'usure, de différentes dimensions, jonchant la piste comme l'atteste aisément la figure IV. 22 (b). Ce champ élimine l'effet abrasif des particules dures d'oxydes (favorisées par l'élévation de la température de contact [98-99] qui accélèrent l'arrachement du laiton et conduit à une usure catastrophique du pion. Le régime d'usure douce avec champ passe au régime sévère en son absence.

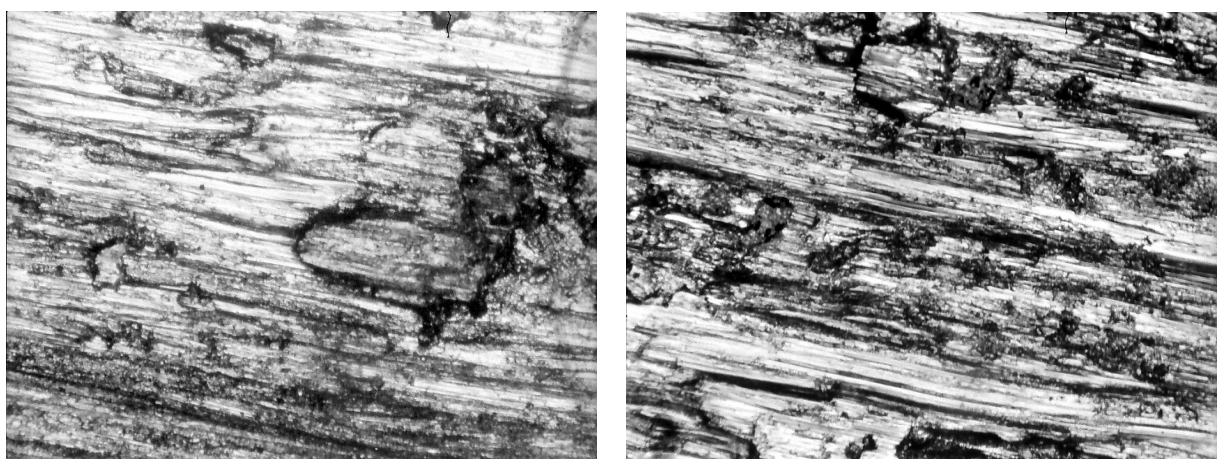


(a) $H=0$

(b) $H=18[\text{kA/m}]$

Figure IV.22: Photographies donnée au M.E.B. de la surface du pion en laiton pour $H=0$ et $H=18 [\text{kA/m}]$.

Les micrographies optiques de la figure IV. 23 montrent l'état de surface du disque en laiton ayant frotté contre un pion en acier XC48, en absence et en présence du champ magnétique extérieurement appliqué. En effet, sa présence engendre des déformations plastiques très importantes, les sillons sont labourés dans le sens du mouvement où la pénétration est beaucoup plus importante au cas sans champ. Il est à signaler que dans ces conditions de fonctionnement du couple, on a constaté l'absence de transfert du laiton vers l'acier [90-93] [100].



(a) $H=0$

(b) $H=18 [\text{kA/m}]$

Figure IV.23: Photographies données par Microscope optique x 100, de la surface du disque en laiton pour $H=0$ et $H=18 [\text{kA/m}]$, $t=30 [\text{min}]$, $P=60[\text{N}]$ et $V=0.38 [\text{m/s}]$.

IV.2.2.4. Transfert de la matière du pion en laiton vers le disque en acier XC48.

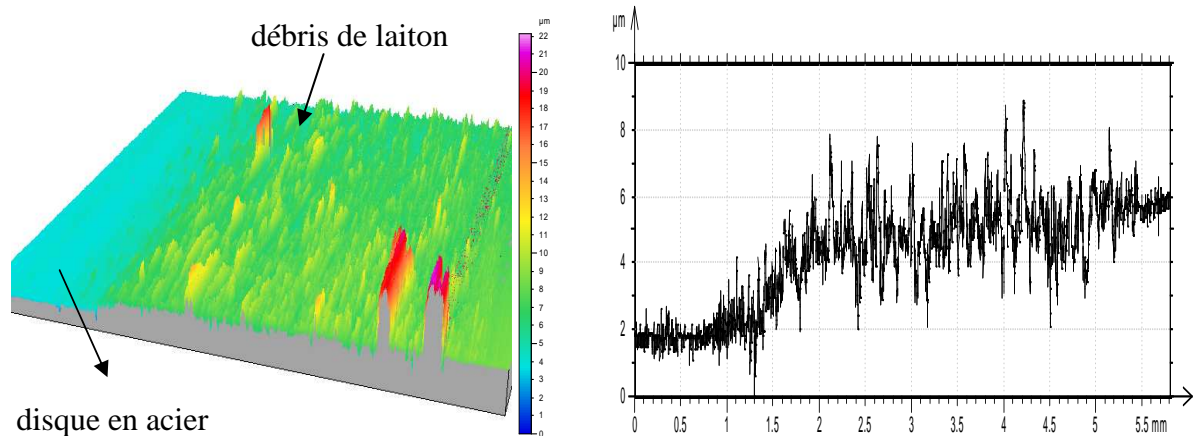


Figure IV. 24 : Morphologie et profil de surface du disque en XC48, avec transfert de la matière de l'usuré du pion en laiton pour ($P= 18,5$ [N], $v= 0,5$ [m/s], $t= 30$ [min]).

Sur la figure IV. 24, apparaît le profil du disque en acier XC 48 sur lequel sont accrochées les débris d'usure du pion en laiton, glissant sur le disque. On remarque, un transfert de la matière du pion sur le disque, dont l'épaisseur augmente au fur et à mesure, que se sépare les deux surfaces [90-92]. De plus, le frottement reste localisée et n'a pas lieu sur toute la surface théorique de contact, c'est pourquoi l'épaisseur du film n'est pas homogène sur toute la piste de contact [93].

IV.2.2.5. Analyse diffractométrique RX (angle $\theta-2\theta$) des débris d'usure.

L'analyse par diffraction à rayons X obtenue sur les particules d'usure éjectées du contact pion–disque, montre des pics des éléments constituant la composition du troisième corps [94-95]. En effet, en l'absence du champ magnétique, on constate l'existence d'un pic important de cuivre et de zinc et des traces d'autres constituants qui contiennent tous du cuivre (fig. IV.25 (a)). Ceci prouve l'absence d'usure par abrasion et la dominance de l'usure par adhésion. Par contre, en présence de H, l'analyse révèle un pic plus important de cuivre et de zinc, un pic moins important de Fe_2O_3 et des traces d'autres éléments ((fig. IV.25 (b)). Il s'agit donc d'un régime abrasif sévère dû à la présence du Fe_2O_3 connu par sa dureté et ses conséquences abrasives sur le comportement tribologique des couples frottants [101-103].

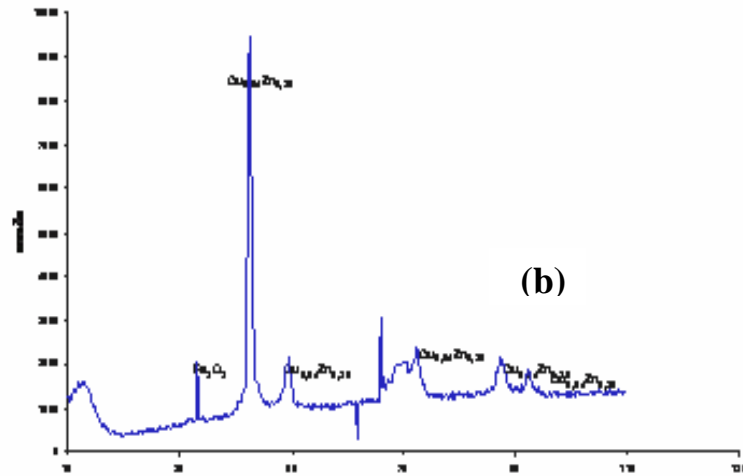
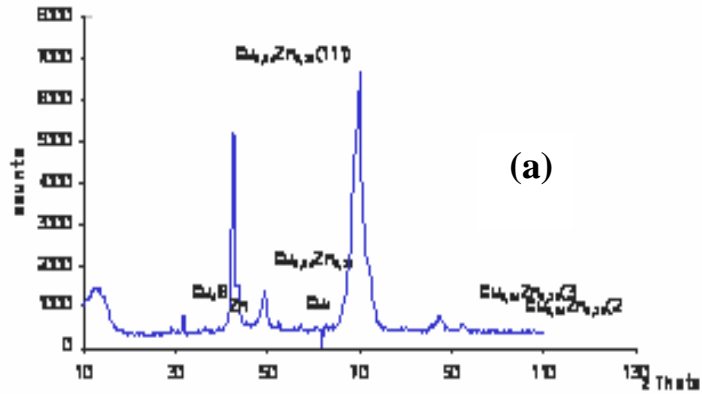


Figure IV.25: Spectres (Diffraction X) obtenus sur les débris d'usure du couple laiton-acier XC48 ayant frotté durant 30 minutes dans une atmosphère d'air pour $v=0.38[m/s]$, (a) $H=0$ et (b) $H=18[kA/m]$.

IV.2.2.6. Effet du champ magnétique sur l'évolution de la température de contact

L'évolution de la température du contact dans le temps, prise par caméra à thermographique infrarouge au niveau de la surface latérale du pion en laiton, est donnée par la figure IV.26. En effet, la valeur de la température du pion à proximité du contact avec le disque, sans la présence du champ magnétique, croît durant les premières secondes puis se stabilise autour de la valeur de $50^{\circ}C$ (fig. IV.26 (a)). En revanche, la valeur de la température prise sur le côté latéral du pion, en présence du champ magnétique (fig. IV.26(b)), est légèrement supérieure avec moins de fluctuations, que celle mesurée précédemment [76].

Dans ces conditions, l'effet du champ magnétique sur la distribution du champ de température dans le contact est gouverné par deux phénomènes vectoriels: la conduction thermique et le champ magnétique provoque un effet croisé connu sous le nom de Righi-Leduc [6].

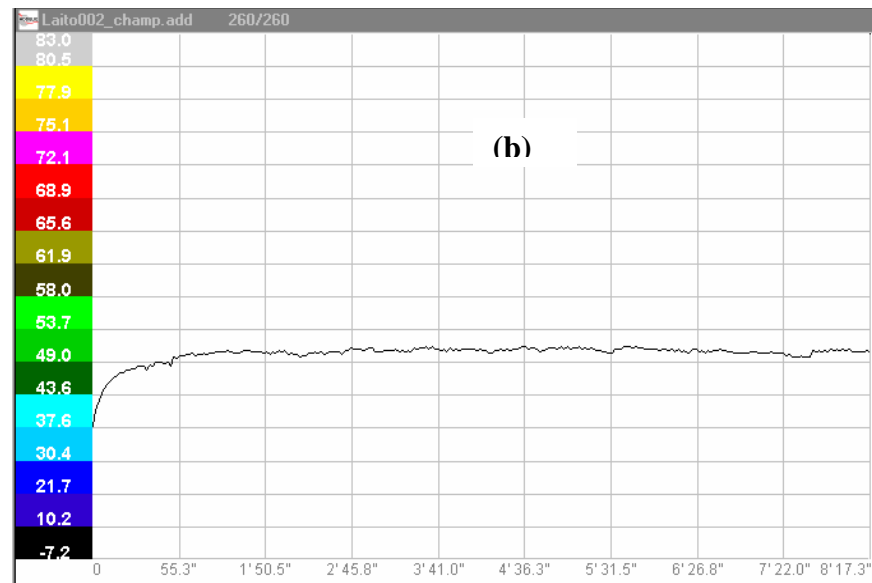
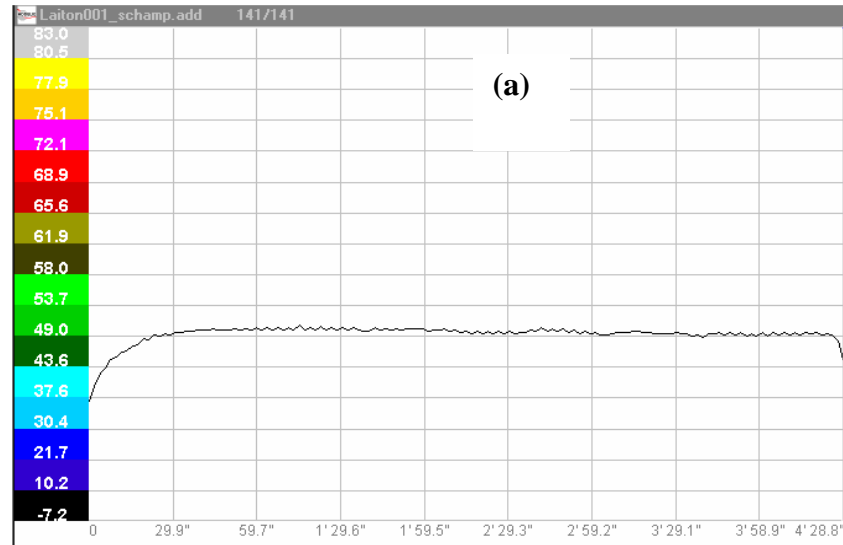


Figure IV. 26: Evolution de la température du pion à proximité du point de contact avec le disque en XC 48, pour : (a) $H=0$, (b) $H=18$ [kA/m], avec $P=180$ [N] et $v=0.38$ [m/s].

IV.2.2.6.1. Effet du champ magnétique et de la charge dynamique ($P.v$) sur l'évolution de la température du contact.

L'augmentation de la vitesse de glissement et de la charge normale, engendrent une augmentation importante de la température interfaciale [2][101-103]. En effet, pour une vitesse de 0,78 m/s et une charge de 180 [N], en présence du champ magnétique, une élévation de l'ordre de 64°C est enregistrée comme le montre la figure IV.27. Cette élévation active le processus d'oxydation qui joue un rôle primordial dans le comportement en frottement et à l'usure du couple étudié [104] , comme nous avons explicité plus haut.

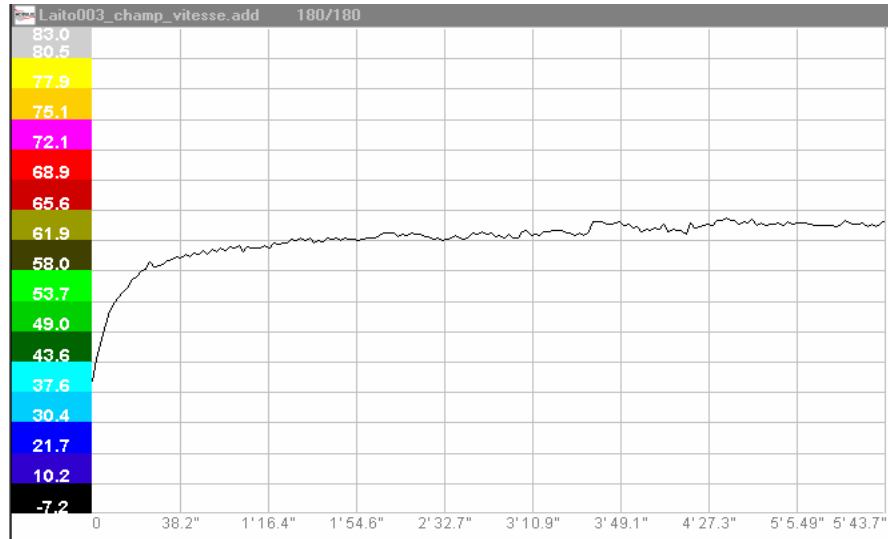


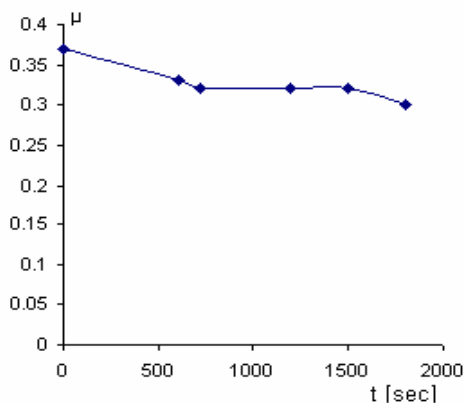
Figure IV.27: Evolution de la température du pion à proximité du point de contact avec le disque, pour : $H=18$ [kA/m], $P=180$ [N] et $v=0.78$ [m/s].

Il ressort de l'étude du couple laiton-acier que le champ magnétique appliqué au contact engendre les phénomènes fondamentaux suivants :

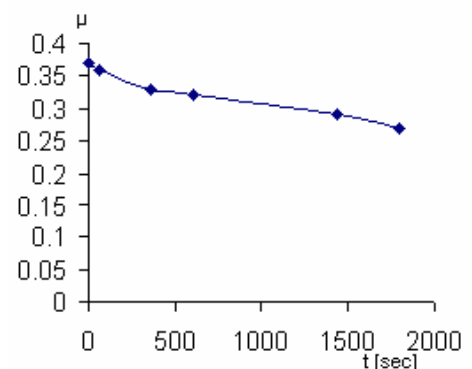
- diminution du coefficient de frottement
- augmentation de l'usure par oxydation (usure oxydative)
- génération des oxydes durs comme le Fe_2O_3 favorisant l'usure par abrasion
- rehausse le processus d'oxydation
- augmente la température de contact.

IV.2.3. Couple Aluminium/Acier XC 48

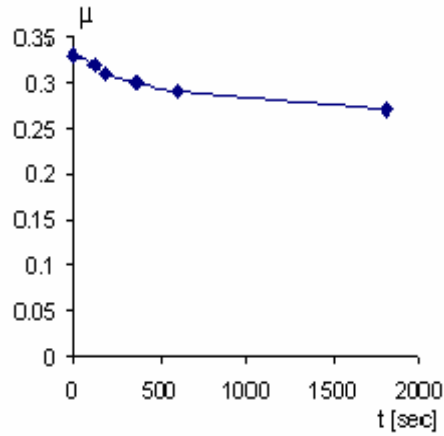
IV.2.3.1. Influence du champ magnétique sur le coefficient de frottement et l'usure



H=0



H=9kA/m



H=18 kA/m

Figure IV.29: Evolution du coefficient de frottement en fonction du temps pour des H donnés.

En examinant l'évolution du coefficient de frottement avec le temps donné par la figure IV.29 et la variation de l'usure en fonction de H (fig.IV.30), on remarque que le champ magnétique a un effet insignifiant sur le coefficient de frottement et l'usure. Ceci est dû à la couche d'alumine Al_2O_3 qui prend naissance sur toute la surface du pion et régie par conséquent les mécanismes de frottement et d'usure [11-12].

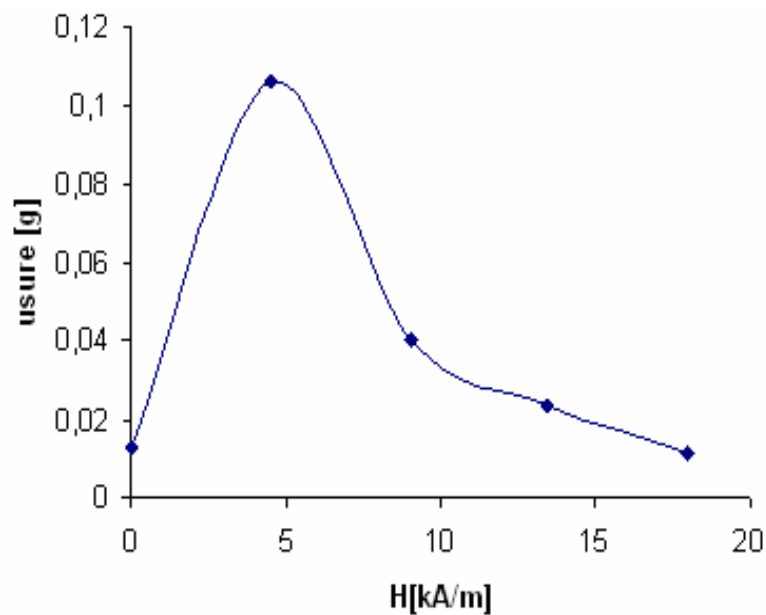


Figure IV.30: Evolution de l'usure du pion en aluminium en fonction de H pour (P=180[N], v=0.38 [m/s] et t=30[min]).

IV.2.3.2. Analyse par diffractomètre RX des débris d'usure

L'analyse par diffractométrie RX (angle θ - 2θ), des débris d'usure récupérés lors du frottement a permis d'identifier les différents oxydes constituant ces débris.

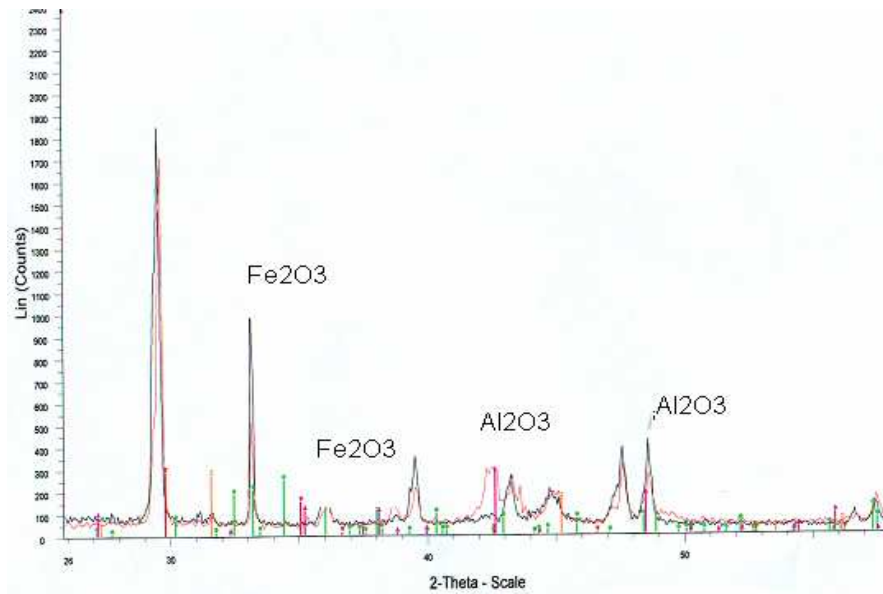


Figure IV. 32: Analyse par le diffractomètre RX des débris d'usure issue du contact pion-disque.

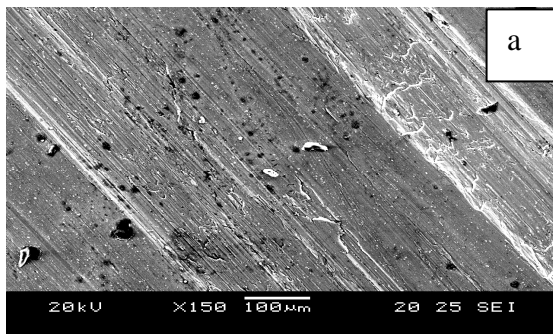
Le relevé de cette analyse (fig. IV.32), montre des pics d'oxydes d'Al₂O₃ et de Fe₂O₃ connus par leurs duretés et leurs effets abrasifs dans les tribocontacts [103]. En effet, les débris d'usure évacués du contact, puis récoltés par nos soins lors du glissement du pion sur le disque, nous renseigne sur la nature du troisième corps. En effet, sur ce relevé les particules recueillies, en présence du champ magnétique (couleur verte), à savoir le Fe₃O₄ et le Al₂O₃ sont identiques à ceux trouvés pour H=0 (couleur rouge) du point de vue qualitatif. En revanche, les oxydes formés pour H=18[kA/m] sont dominants quantitativement.

IV.2.3.3. Analyse des états de surfaces du pion en aluminium

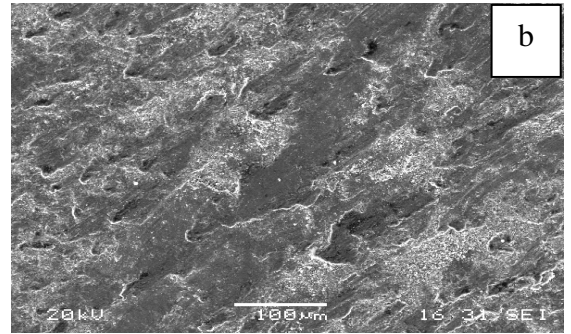
Les images de la figure IV.33 montrent la face frottée du pion en aluminium contre le disque en acier XC48 pendant 30 minutes de fonctionnement.

L'observation et l'analyse de ces images, obtenues par MEB, montrent qu'en absence du champ magnétique (H=0), les particules retenues sur la surface du pion sont peu nombreux et leur forme est allongée dans le sens du glissement. De plus, la surface est partiellement recouverte d'alumine dû aux réactions de l'oxygène de l'atmosphère avec cette surface (fig. IV.33 (a)). Par contre, en présence du champ magnétique la piste renferme des particules d'oxyde, sous formes de poudre noire, résultant d'un broyage suivi d'entassement qui évolue avec le temps et constitue une

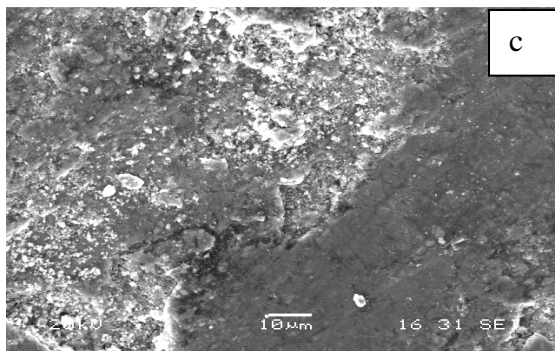
couche bien accroché au substrat et assure par conséquent sa protection contre l'endommagement [11-12].



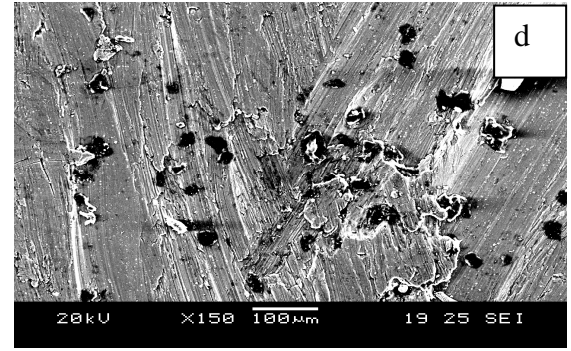
H=0



H=4 kA/m



H=9 kA/m

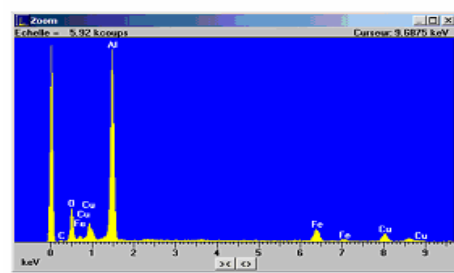
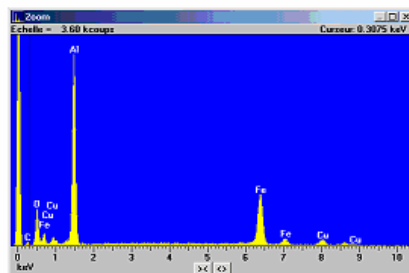


H=18 kA/m

Figure IV.33: Images obtenues par M.E.B. montrant l'évolution de l'état de la piste en fonction de H : (a) H=0, (b) H=4, (c) H=9 et (d) H=18[kA/m].

IV.2.3.4. Analyses par EDS des surfaces usées du pion

Les analyses données par EDS, révèlent des pics d'aluminium avec des traces de fer. De plus, on constate la présence de l'oxygène pour les valeurs de H= 4 [kA/m] et H= 9[kA/m]. En revanche, pour des valeurs de H assez élevées, on remarque l'absence des pics d'oxygène et de fer. Ceci est dû vraisemblablement, à la couche d'alumine qui masque toute la surface du pion.



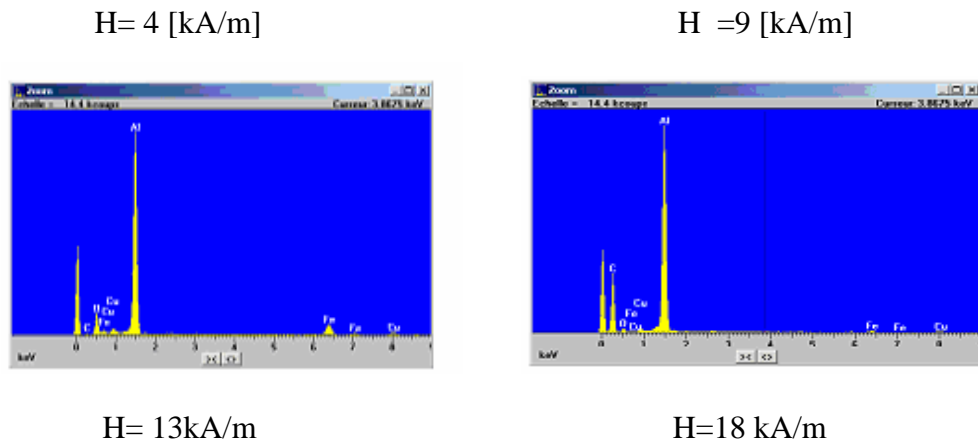


Figure IV.34: Spectroscopie de la surface usée des pions ayant frotté pour différentes valeurs de H ($P=60$ [N], $v=0.38$ [m/s], $t=30$ [min]).

IV.2.3.5. Analyse de l'état de surface du disque en aluminium pour $H=0$

La figure IV.34 donne l'état de surface du disque ayant frotté avec le pion en acier XC 48. On constate une piste du pion sur le disque éraflée et du métal qui gonfle puis éclate pour devenir des débris d'usure. Au fort agrandissement on remarque une piste déchiqueter par le glissement du pion.

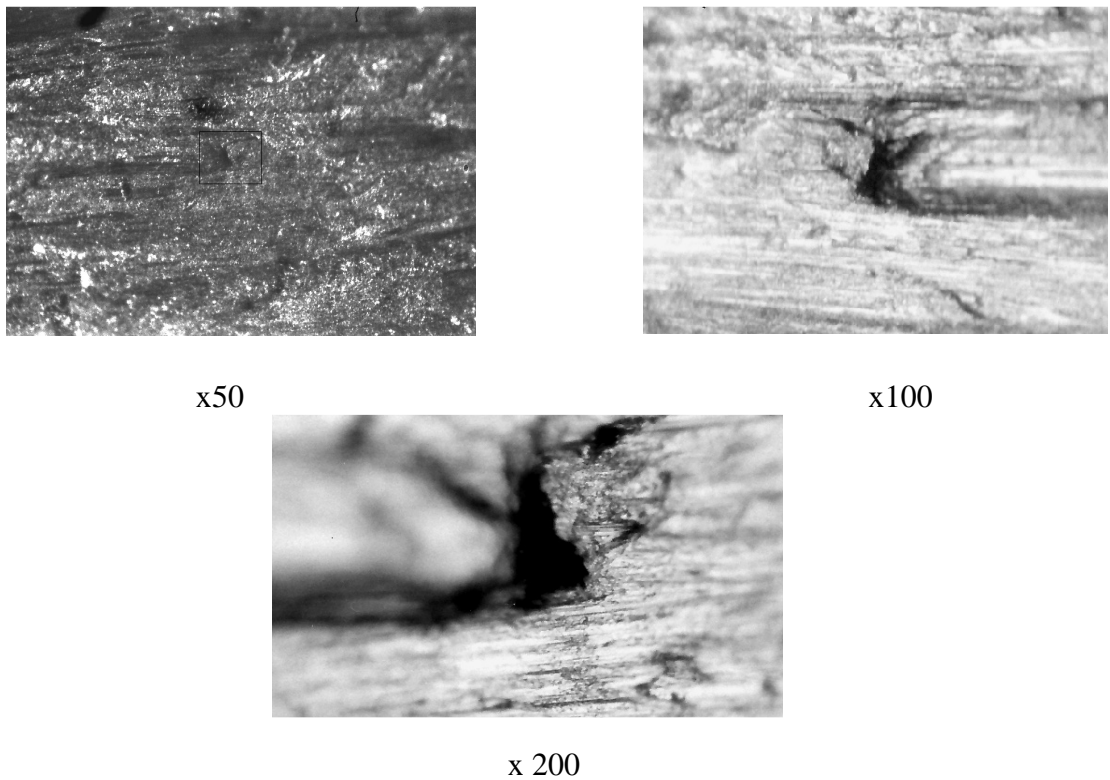
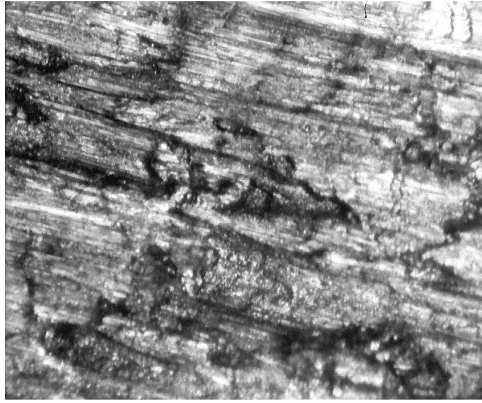


Figure IV.34: Agrandissement des photographies données par Microscope Optique de la surface usée par frottement du disque en aluminium sur un pion en XC 48, pour $H=0$, $t=30$ [min] et $V=0.38$ [m/s].

IV.2.3.6. Analyse de l'état de surface du disque en aluminium pour $H=18 \text{ kA/m}$

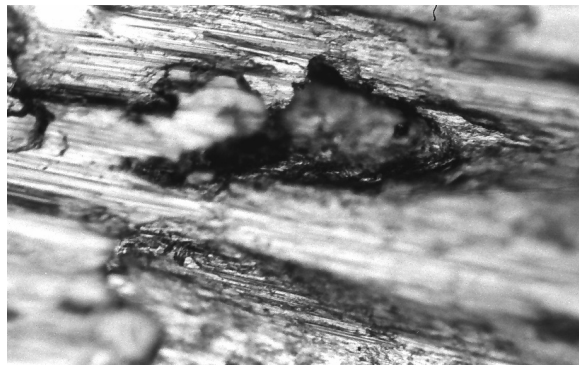
L'état de surface donnée par le disque en aluminium, en présence du champ magnétique, présente une piste plus ou moins déchiqueter, avec des oxydes qui se forment dans les crevasses de la piste [11-12].



x50



x100



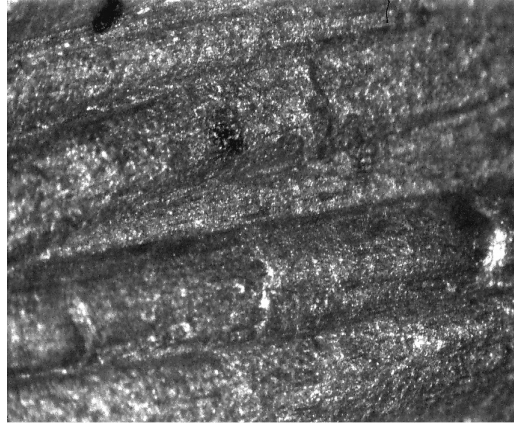
x 200

Figure IV.35: Agrandissement des photographies données par Microscope Optique de la surface usée par frottement du disque en aluminium sur un pion en xc 48, pour $H=18\text{kA/m}$ et $I=0$, ($P=60\text{N}$, $v=0.38\text{m/s}$ et $t=30$ minutes).

IV.2.3.7. Analyse de l'état de surface du disque en aluminium pour $H=18\text{kA/m}$, $I=40\text{A}$.

L'application simultanée du champ magnétique avec le passage d'un courant électrique, donne l'état des surface de la figure IV.36.

La première remarque à retenir c'est que la piste n'est pas endommagée comme précédemment, grâce à la couche protectrice mise en jeu par l'effet combiné du champ magnétique et du courant électrique [103].



x50



x100

Figure IV.36: Agrandissement des photographies données par Microscope Optique de la surface usée par frottement du disque en aluminium sur un pion en XC48, pour $H=18$ [kA/m] et $I=40$ [A], ($P=60$ [N], $v=0.38$ [m/s] et $t=30$ [min]).

CHAPITRE V

MODELISATION DU COMPORTEMENT THERMIQUE DU CONTACT PION-DISQUE EN PRESENCE DU COURANT ELECTRIQUE ET EN ABSENCE DU CHAMP MAGNETIQUE

V.1. PRESENTATION DU TRIBOMETRE

On considère un tribomètre pion-disque comme présenté dans la figure ci-dessous:

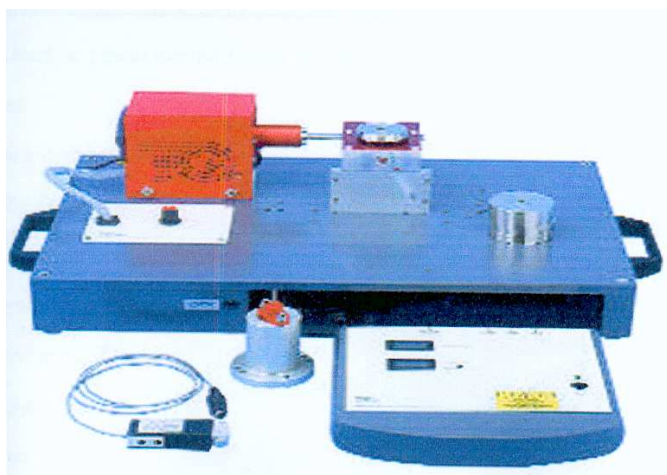


Figure V.1 : Vue d'ensemble du tribomètre

V.1.1. Schématisation du contact pion-disque

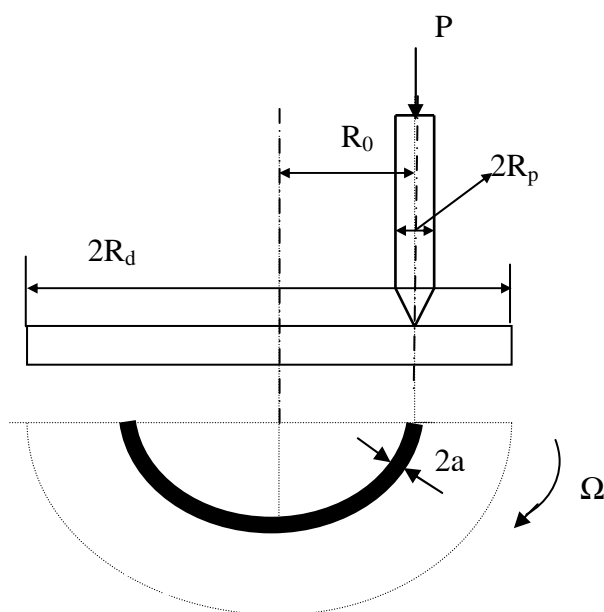


Figure V.2 : Schématisation du contact pion-disque

V.2. LE COMPORTEMENT THERMIQUE DU CONTACT BRONZE-ACIER

La vitesse relative disque-pion est $V=R_0\Omega =2\pi f R_0$. La pointe du pion (cercle de rayon a) est alors en frottement permanent avec une circonférence de longueur $2\pi R_0$. Donc la surface de contact est un anneau de longueur $2\pi R_0$ et de largeur $2 a$. Le frottement mécanique est la source d'une puissance de chaleur dissipée au point de contact. Cette puissance est proportionnelle au produit de la force normale exercée sur le pion et la vitesse linéaire de glissement.

$$P_U = \mu P V = \mu P [2\pi f R_0] \quad (V.1)$$

Cette puissance dissipée sur la surface annulaire de contact est partagée entre le pion et le disque. Une fraction est dissipée dans le disque, l'autre dans le pion. Le rapport des fractions est supposé être celui des conductivités thermiques des matériaux du disque et du pion. Les conductivités thermiques du disque (en acier) est du pion (en bronze) sont 14.9 et 26.0 [W/m°C], respectivement. Le rapport des conductivités est 1.75. Les fractions de chaleur dissipée dans le disque et le pion sont (1/2.75) et (1.75/2.75), respectivement.

La chaleur dissipée dans le disque entraîne un flux de chaleur périodique sur les points localisés sur le parcours du pion. Chaque point du disque sur ce parcours reçoit un flux de chaleur périodique q_d :

$$q_d = \frac{1}{2.75} \frac{\mu P V}{\pi a^2} \delta(t - n\tau) \quad (V.2)$$

$$\delta(t - n\tau) = \begin{cases} 1 & \text{si } t = n\tau \\ 0 & \text{si } t \neq n\tau \end{cases}, \quad n=1,2,\dots$$

V.2.1. Flux de chaleur global du disque

S'il y aura une puissance électrique de contact entre le disque et le pion, le flux de chaleur doit tenir compte de la contribution électrique. En effet, s'il y a une génération de chaleur volumétrique lors d'un passage d'un courant électrique dans le pion, une résistance électrique de contact R_c se présente à l'interface disque-pion. Le produit de cette résistance et du carré de l'intensité du courant électrique (I^2) est la puissance électrique dissipée dans le contact. Cette dernière s'ajoute à la puissance mécanique à l'interface. Le flux de chaleur total est alors :

$$q_d = \frac{1}{2.75} \frac{[\mu P V + R_c I^2]}{\pi a^2} \delta(t - n\tau) \quad (V.3)$$

Le flux de chaleur en chaque point de la piste du disque est périodique dans le temps; sa période est celle de la rotation du disque. Cette période τ est l'inverse de la fréquence f :

$$f = \frac{1}{\tau} = \frac{V}{2\pi R_0} \quad (V.4)$$

V.2.2. Flux de chaleur imposé au pion

Plusieurs vitesses de glissement du pion sont considérées : 1.5, 1.2, 1, 0.8, 0.5 et 0.3 m/s. Chaque point sur la surface annulaire de contact est chauffé à des intervalles de temps multiple de la période τ ; entre ces intervalles de temps, il est refroidi, comme tous les autres points des surfaces latérales du disque exposés à l'air ambiant. Les points qui ne sont pas en contact avec le pion n'ont pas de flux de chaleur imposé de l'extérieur. Cependant ; la pointe du pion est en contact permanent avec le disque et donc reçoit une densité de flux de chaleur permanent q_p :

$$q_p = \frac{1.75}{2.75} \frac{\mu PV}{\pi a^2} \quad (\text{V.5})$$

La pointe est le seul point du pion recevant de l'extérieur ce flux de chaleur.

Les spécifications géométriques et thermiques permettent une séparation du problème pion-disque en deux problèmes équivalents. Le premier concerne le transfert thermique périodique dans le disque, le deuxième traitant le transfert de chaleur permanent dans le pion.

V.2.3. Le transfert thermique périodique dans le disque

La symétrie axiale géométrique du disque et la périodicité du flux de chaleur sur une circonférence circulaire justifient la considération axi-symétrique du transfert thermique dans le disque. Cela veut dire que le transfert de chaleur dans le disque est considéré dans un plan cylindrique r-z. Attaché au disque rotatif. Puisque le disque est en mouvement rotatif, les faces extérieures du disque sont refroidies par convection forcée avec l'air ambiant. Le transfert thermique dans le disque est modélisé comme suit :

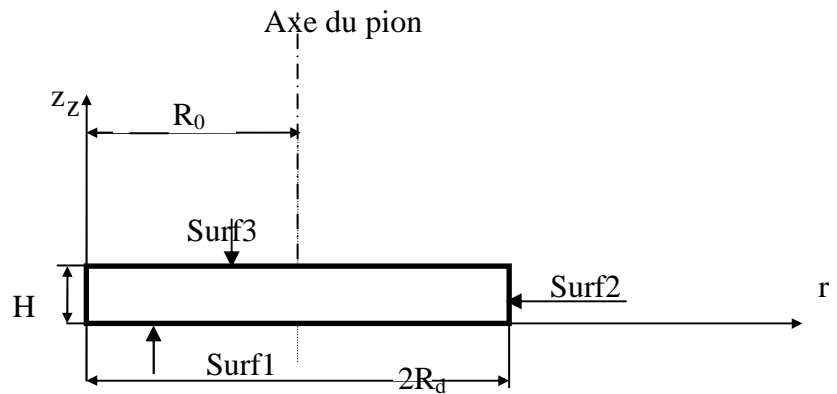


Figure V.3: Géométrie axi-symétrique du disque

Au temps initial ($t=0$), on considère que tout le disque est à la température ambiante $T_\infty = 300^\circ K$. A un certain temps ($t > 0$) on impose le flux de chaleur périodique et la conduction de chaleur démarre.

L'équation de conduction de chaleur est :

$$\rho_0 C_p \left[\frac{\partial T}{\partial t} \right] = K \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial T}{\partial z} \right] \right] \quad (\text{V.6})$$

Cette équation doit être résolue avec les conditions aux limites suivantes :

$$\text{à } r = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (\text{V.7})$$

$$\text{à } r = R_d, \quad -K \frac{\partial T}{\partial r} = h_2(T - T_\infty) + \varepsilon \sigma(T^4 - T_\infty^4) \quad (\text{V.8})$$

$$\text{à } z = 0, \quad K \frac{\partial T}{\partial z} = h_1(T - T_\infty) + \varepsilon \sigma(T^4 - T_\infty^4) \quad (\text{V.9})$$

$$\text{à } z = H \text{ et } r \neq R_0, \quad -K \frac{\partial T}{\partial z} = h_{31}(T - T_\infty) + \varepsilon \sigma(T^4 - T_\infty^4) \quad (\text{V.10})$$

$$\text{à } z = H \text{ et } r = R_0, \quad K \frac{\partial T}{\partial z} = q_d \quad (\text{V.11})$$

Les émissivités des surfaces latérales du disque sont prises égales ($\varepsilon = 0,8$); la constante de Stefan-Boltzmann $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$. Les coefficients de transfert de chaleur par convection forcée h_1 , h_2 et h_3 sont déterminés par les relations classiques de transfert thermique laminaire des écoulements externes sur les surfaces solides. Pour la surface latérale du disque (surface 2):

$$Nu_2 = 0,332(\text{Re}^{0,5} \text{Pr}^{0,5}) \quad (\text{V.12})$$

$$Nu_2 = \left(\frac{h_2(2\pi R_d)}{K} \right)$$

$$\text{Re} = \frac{V(2\pi R_d)}{\nu}$$

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{\alpha}$$

Pour les surfaces circulaires (surfaces 1 et 3) :

$$Nu_1 = Nu_3 = 0,332(\text{Re}^{0,5} \text{Pr}^{0,5})$$

$$Nu_1 = Nu_3 = \left(\frac{h_1(2R_d)}{K} \right) = \left(\frac{h_3(2R_d)}{K} \right)$$

$$\text{Re} = \frac{V(2R_d)}{\nu}$$

Les relations des fonctions des nombres de Nusselt sont valables pour la convection laminaire ($\text{Re} < 5 \cdot 10^5$); on trouve dans notre cas que l'écoulement d'air sur toutes les surfaces solides est laminaire. On remarque que l'équation différentielle de la conduction de chaleur est linéaire alors que ses conditions aux limites ne le sont pas.

V.2.4. Le transfert thermique permanent dans le pion

La symétrie axiale géométrique du pion justifie l'axi-symétrique du transfert thermique dans le pion. Donc le transfert de chaleur dans le pion (en bronze) se fait dans un plan cylindrique r-z fixé au pion. Puisque le pion est fixe, ses faces extérieures sont refroidies par convection naturelle avec l'air ambiant. Le transfert thermique dans le pion est modélisé comme suit :

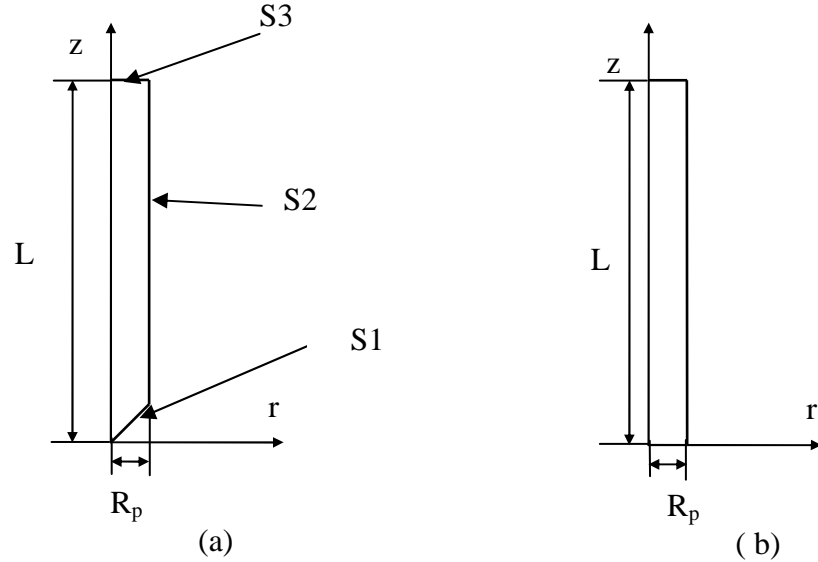


Figure V.4 : Géométrie axi-symétrique du pion; a : domaine physique, b : domaine de calcul équivalent

Le pion est approché par un cylindre droit ayant les mêmes dimensions comme présenté sur la figure II.8 seule la surface à $z=0$, ayant un rayon a , est chauffée en permanence. Au temps initial ($t = 0$), on considère que tout le pion est à la température ambiante $T_{\infty} = 300^{\circ} K$. A un certain temps ($t > 0$) on impose le flux de chaleur permanent à la surface chauffée et pour certains cas une puissance électrique (effet Joule) est générée à l'intérieur du domaine du pion.

L'équation de conduction de chaleur dans le pion est :

$$\rho_0 C_p \left[\frac{\partial T}{\partial t} \right] = K \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial T}{\partial z} \right] \right] + \gamma J^2$$

(V.13)

On remarque que le dernier terme de cette équation représente un apport de chaleur volumétrique d'origine électrique (effet Joule). γ est la résistivité électrique et J^2 est le carré de la densité de courant électrique. Cette équation doit être résolue avec les conditions aux limites suivantes:

$$\text{à } r = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0$$

(V.14)

$$\text{à } r = R_p, \quad -K \frac{\partial T}{\partial r} = h_2 (T - T_{\infty}) + \varepsilon \sigma (T^4 - T_{\infty}^4)$$

(V.15)

$$\text{à } z = 0 \quad \text{et} \quad r > a, \quad K \frac{\partial T}{\partial z} = h_1 (T - T_\infty) + \varepsilon \sigma (T^4 - T_\infty^4) \quad (\text{V.16})$$

$$\text{à } z = 0 \quad \text{et} \quad r \leq a, \quad -K \frac{\partial T}{\partial z} = q_p \quad (\text{V.17})$$

$$\text{à } z = L, \quad -K \frac{\partial T}{\partial z} = h_3 (T - T_\infty) + \varepsilon \sigma (T^4 - T_\infty^4) \quad (\text{V.18})$$

Les émissivités des surfaces latérales du pion sont prises égales ($\varepsilon = 0.8$). Les coefficients de transfert de chaleur par convection naturelle h_1 , h_2 et h_3 sont déterminés par les relations classiques de transfert thermique des écoulements naturellement induits sur les surfaces solides chaudes.

Pour la surface latérale verticale du pion (surface 2):

$$Nu_2 = 0.54 (Ra^{0.25}) \quad (\text{V.19})$$

$$Nu_2 = \left(\frac{h_2 L}{K} \right)$$

$$Ra = \frac{g \beta (T - T_\infty) L^3}{\nu \alpha}$$

Pour la surface circulaire supérieure (surface et 3) :

$$Nu_3 = 0.54 (Ra^{0.25}) \quad (\text{V.20})$$

$$Nu_3 = \left(\frac{h_2 (2R_p)}{K} \right)$$

$$Ra = \frac{g \beta (T - T_\infty) (2R_p)^3}{\nu \alpha}$$

Pour la surface circulaire de la base (surface 1) :

$$Nu_1 = 0.27 (Ra^{0.25}) \quad (\text{V.21})$$

$$Nu_3 = \left(\frac{h_1 (2R_p)}{K} \right)$$

$$Ra = \frac{g \beta (T - T_\infty) (2R_p)^3}{\nu \alpha}$$

Les relations des fonctions des nombres de Nusselt sont valables pour la convection laminaire; on trouve dans notre cas que l'écoulement d'air sur toutes les surfaces solides est laminaire. On remarque que l'équation différentielle de la conduction de chaleur est linéaire alors que ses conditions aux limites sont non linéaires, donc le modèle mathématique est non linéaire.

V.3. METHODE NUMÉRIQUE

V.3.1. LA METHODE DES VOLUMES FINIS

En plus de la méthode des volumes finis arbitrairement adoptée dans cette étude, les différences finies, les éléments finis, les méthodes spectrales sont fréquemment utilisées dans les simulations numériques des problèmes de transfert de chaleur.

V.3.1.1. Présentation de la méthode

Comme introduite par Suhas V. Patankar, la méthode des volumes finis consiste à diviser le domaine de calcul en un nombre fini de volumes sans chevauchement à faces cylindriques où chaque volume entoure un nœud. Les termes des équations différentielles modélisantes sont intégrées sur chaque volume de contrôle, et cela en utilisant un schéma d'approximation approprié.

V.3.1.1.1. Maillage

Les domaines physique du pion et du disque sont discrétisés respectivement en domaines de calcul suivant un maillage non uniforme dans les directions axiale et radiale. Le maillage sera raffiné davantage près de la base du domaine du pion et au point de contact de ce dernier avec le disque et ce en utilisant une suite géométrique. Cette technique est rendue indispensable suite aux variations très importantes des gradients de température dans ces régions. L'incorporation des conditions aux limites est facilitée par la coïncidence des frontières du domaine avec les faces des volumes de contrôle limites. Les maillages, du disque et du pion, utilisés dans cette étude, sont illustrés par les figures V.1 et V.2.

V.3.1.1.1.1. Maillage du pion

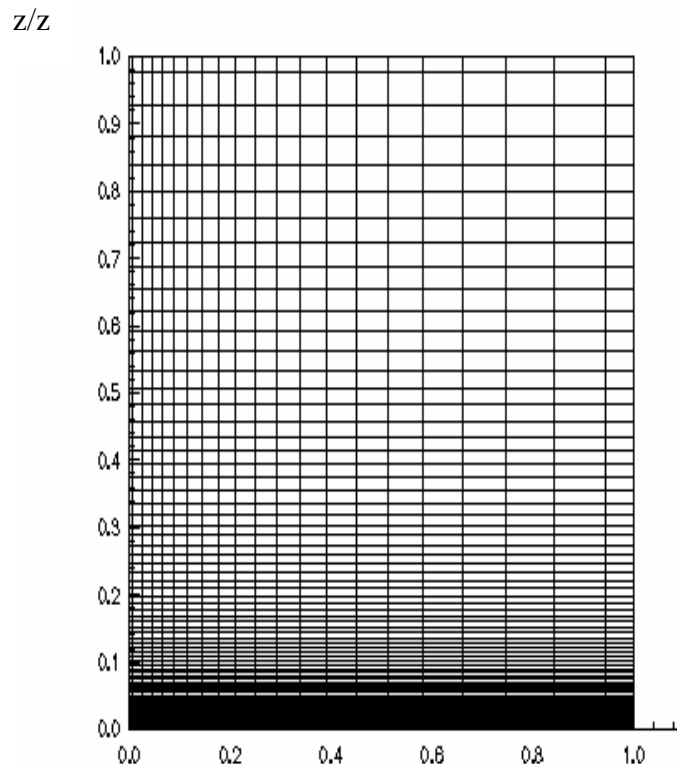


Figure V.5 : Maillage non uniforme du pion 22 x 82 de plus en plus dense à sa surface de contact avec le disque base.

V.1.1.1.1. Maillage radial du pion

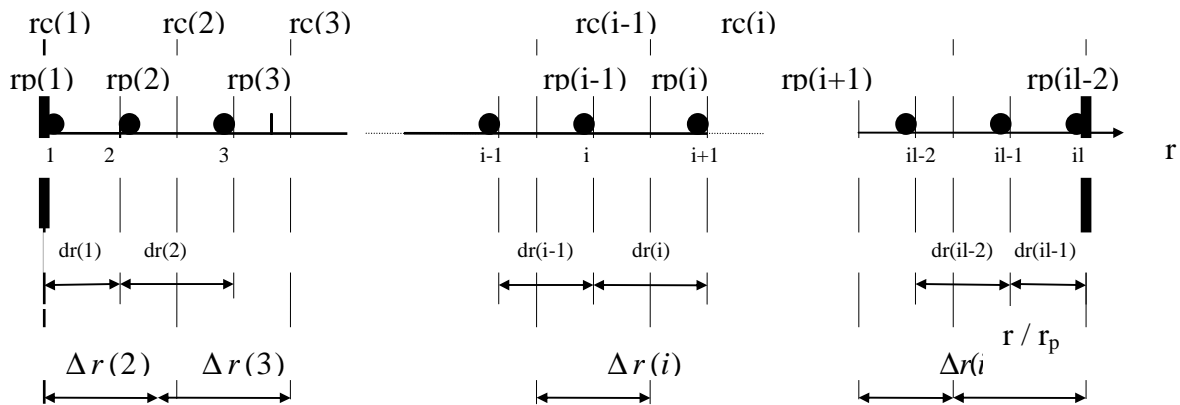


Figure V.6 : Maillage radial

Les $\Delta r(i)$ sont les dimensions radiales des volumes finis. Les points i sont centrés dans les $\Delta r(i)$. On a toujours: $\Delta r(1)=\Delta r(IL)=0$. Le maillage non uniforme est généré par une suite géométrique comme suit:

$$\Delta r(2)=h,$$

$\Delta r(3)=ch$, c est une constante positive >1 ; dans notre cas elle vaut : $c=1.10410$

$$\Delta r(IL-1)=c^{IL-2}h$$

La somme des $\Delta r(i)$ est égale à R_p

$$\Delta r(1) + \Delta r(2) + \Delta r(3) + \dots + \Delta r(IL-2) + \Delta r(IL-1) + \Delta r(IL) = R_p$$

on obtient donc:

$$h = \frac{1}{2} \left(\frac{1-c}{1-c^{IL-2}} \right)$$

Les $dr(i)$ sont les distances entre les points i et $i+1$

$$dr(i) = \frac{\Delta r(i) + \Delta r(i+1)}{2} \quad \text{pour } i = 1, \dots, IL-1$$

Les $rp(i)$ sont les coordonnées radiales des points i

$$rp(1) = 0$$

$$rp(i) = rp(i-1) + dr(i-1) \quad \text{pour } i = 2, \dots, IL.$$

Les $rc(i)$ sont les coordonnées radiales des faces radiales des volumes de contrôle

$$rc(1) = 0$$

$$rc(i) = rc(i-1) + \Delta r(i) \quad \text{pour } i = 2, \dots, IL-$$

1

V.3.1.1.1.2. Maillage axial du pion

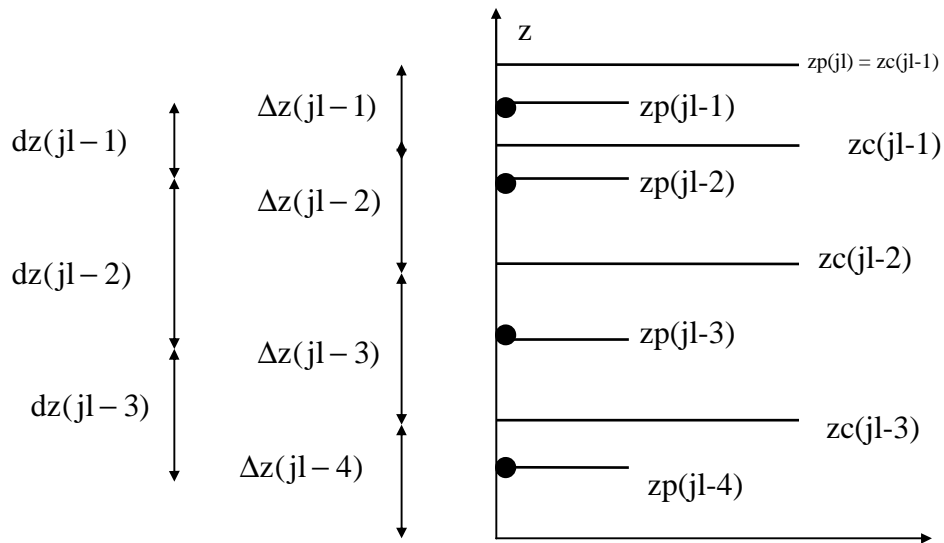


Figure V.7 : Maillage suivant z pour un demi- cylindre

Le nombre de points suivant z est jl . Les points j sont centrés dans les $\Delta z(j)$ qui sont les dimensions des volumes finis suivant z . Ces dimensions sont plus petites près de la base du cylindre et augmentent progressivement, suivant une suite géométrique, vers la hauteur du cylindre. Dans ce qui suit on détermine le maillage entre la base et la hauteur L .

$$\Delta z(1) = 0$$

$$\Delta z(2) = l$$

$$\Delta z(3) = cl \quad , \quad c = 1.05$$

$$\Delta z(4) = c^2 l$$

.

.

.

$$\Delta z\left(\frac{JL}{2} - 1\right) = c^{\frac{JL}{2}-3} l$$

$$\Delta z\left(\frac{JL}{2}\right) = c^{\frac{JL}{2}-2} l$$

$$\sum_{j=1}^{\frac{jL}{2}} \Delta z(j) = L$$

$$l \left[1 + c + c^2 + \dots + c^{\frac{jL}{2}-3} + c^{\frac{jL}{2}-2} \right] = L$$

$$l \left[\frac{1 - c^{\frac{jL}{2}-1}}{1 - c} \right] = L$$

ce qui donne :

$$l = \frac{1 - c}{1 - c^{\frac{jL}{2}-1}} = L$$

Les $dz(j)$ sont les distances entre les points j et $j+1$,

$$dz(j) = \frac{\Delta z(j) + \Delta z(j+1)}{2} \quad \text{pour } 1 \leq j \leq JL-1$$

Les $zp(j)$ sont les coordonnées axiales des points j ,

$$zp(1) = 0$$

$$zp(j) = zp(j-1) + dz(j-1) \quad \text{pour } 2 \leq j \leq JL$$

Les $zc(j)$ sont les coordonnées axiales des faces horizontales des volumes fins:

$$zc(1) = 0$$

$$zc(j) = zc(j-1) + \Delta z(j) \quad \text{pour } 2 \leq j \leq JL-1$$

V.3.1.1.1.2. Maillage du disque

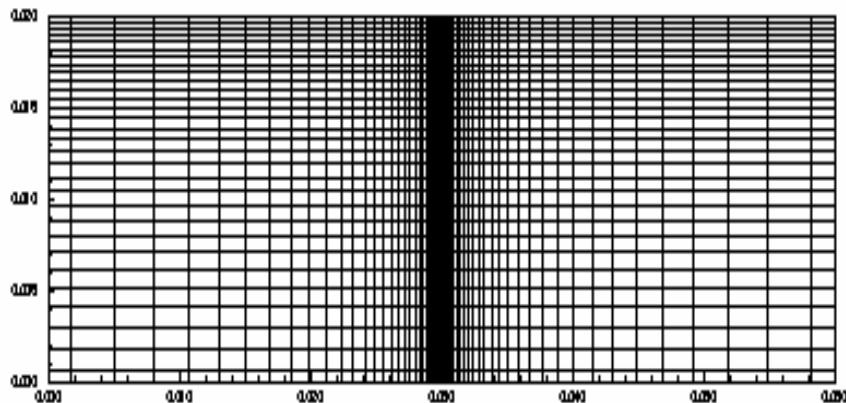


Figure V.8 : Le maillage non uniforme 62 x 32

Le maillage non uniforme du disque est dense au niveau du point de contact avec le pion comme le montre la figure V.4. On l'a obtenu par une suite géométrique comme suit:

Avec $c = 1.13118$ la constante positive supérieure à 1.

$$\begin{aligned}\Delta r(1) &= 0 \\ \Delta r(i) &= 0 \\ \Delta r(i-1/2) &= 0.000100 \\ \Delta r(i) &= c * \Delta r(i+1) \\ \Delta r(i) &= \Delta r(i-1) \\ \Delta r(i) &= (r_0 - r_i) / (i-2.0)\end{aligned}$$

Les $dr(i)$ sont les distances entre les points i et $i+1$

$$dr(i) = \frac{\Delta r(i) + \Delta r(i+1)}{2} \quad \text{pour } i = 1, \dots, IL - 1$$

Les $rp(i)$ sont les coordonnées radiales des points i

$$rp(1) = r_i$$

$$rp(i) = rp(i-1) + dr(i-1) \quad \text{pour } i = 2, \dots, IL - 1$$

Les $rc(i)$ sont les coordonnées radiales des faces selon r , des volumes de contrôle

$$rc(1) = r_i$$

$$rc(i) = rc(i-1) + \Delta r(i) \quad \text{pour } i = 2, \dots, IL - 1$$

V.3.1.1.2.1. Maillage axial du disque

Le nombre de points suivant z est j_l . Les $\Delta z(j)$ sont égales. Ainsi le maillage axial du disque sera uniforme entre la base et la hauteur H du cylindre simulant le disque. On détermine ce maillage comme suit :

$$\begin{aligned}\Delta z(1) &= 0 \\ \Delta z(j_l) &= 0 \\ \Delta z(j) &= H / (j_l - 2) \quad \text{pour } 2 \leq j \leq j_l - 1\end{aligned}$$

Les $dz(j)$ sont les distances entre les points j et $j+1$,

$$dz(j) = \frac{\Delta z(j) + \Delta z(j+1)}{2} \quad \text{pour } 1 \leq j \leq j_l - 1$$

Les $zp(j)$ sont les coordonnées axiales des points j ,

$$zp(1) = 0$$

$$zp(j_l) = H$$

$$zp(j) = zp(j-1) + dz(j-1) \quad \text{pour } 2 \leq j \leq j_l$$

Les $z_c(j)$ sont les coordonnées axiales des faces horizontales des volumes finis :

$$\begin{aligned}
 z_c(1) &= 0 \\
 z_c(j) &= z_c(j-1) + \Delta z(j) \quad \text{pour } 2 \leq j \leq JL-1 \\
 z_{tot} &= 0 \\
 dz_{tot} &= 0 \\
 \text{Avec } & 1 \leq j \leq jl \\
 z_{tot} &= z_{tot} + \Delta z(j) \\
 z_{tot} &= dz_{tot} + dz(j)
 \end{aligned}$$

V.4. DISCRETISATION DE L'EQUATION DE CONSERVATION DE L'ENERGIE DU DISQUE

Cette équation est:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = K \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial T}{\partial z} \right] \right] \quad (V.1)$$

Tous les termes de cette équation seront intégrés dans un volume de contrôle principal, présenté ci-dessous:

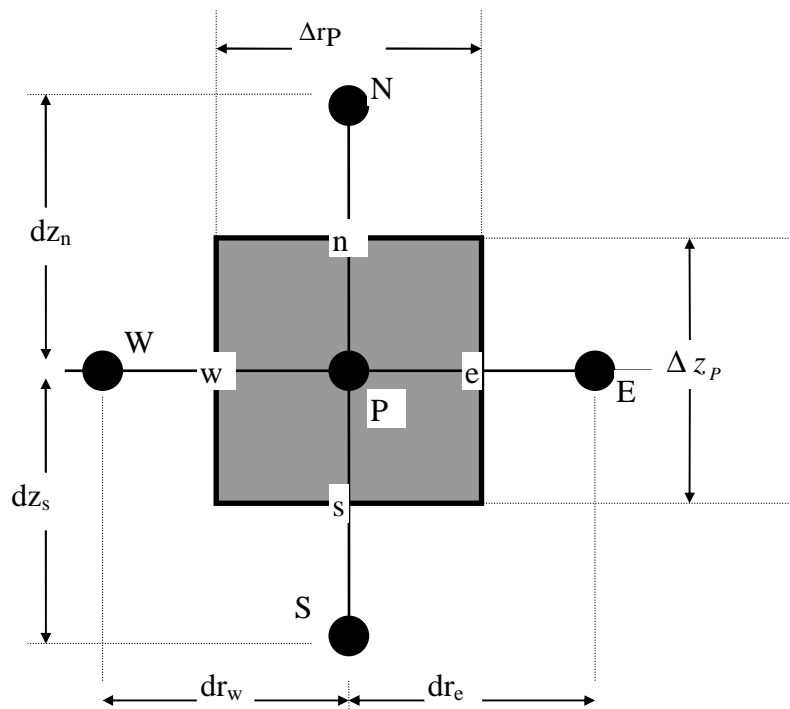


Figure V.9 : Volume de contrôle typique

L'intégration de cette équation donne:

$$K \int_t^{t+\Delta t} \int_s^e \int_r^1 \left[\frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial T}{\partial r} \right] \right] 2\pi r dr dz dt = 2\pi \frac{K}{\rho C_p} \left[r \frac{\partial T}{\partial r} \right]_w^e \Delta z_p \Delta t \quad (V.2)$$

$$\frac{K}{\rho C_p} \left[r_e \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_e - r_w \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_w \right] 2\pi \Delta z_p \Delta t = \frac{K}{\rho C_p} \left[r_e \frac{T_E - T_P}{dr_e} - r_w \frac{T_P - T_W}{dr_w} \right] 2\pi \Delta z_p \Delta t \quad (V.3)$$

$$K \int_t^{t+\Delta t} \int_s^e \int_r^1 \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial T}{\partial z} \right] 2\pi r dr dz dt = \frac{K}{\rho C_p} \left[\frac{T_N - T_P}{dz_n} - \frac{T_P - T_S}{dz_s} \right] 2\pi r_p \Delta r_p \Delta t \quad (V.4)$$

La somme des termes intégrés (V.2), (V.3), (V.4) donne l'équation de discrétisation d'énergie générale suivante:

$$A_P T_P^{t+\Delta t} = A_E T_E^{t+\Delta t} + A_W T_W^{t+\Delta t} + A_N T_N^{t+\Delta t} + A_S T_S^{t+\Delta t} + g \quad (V.5)$$

Avec:

$$A_E = \frac{K}{\rho C_p} \left[\frac{r_e \Delta z_p}{dr_e} \right]$$

$$A_W = \frac{K}{\rho C_p} \left[\frac{r_w \Delta z_p}{dr_w} \right]$$

$$A_N = \frac{K}{\rho C_p} \left[\frac{r_p \Delta r_p}{dz_n} \right]$$

$$A_S = \frac{K}{\rho C_p} \left[\frac{r_p \Delta r_p}{dz_s} \right]$$

$$A_P = A_E + A_W + A_N + A_S + \frac{r_p \Delta r_p \Delta z_p}{\Delta t}$$

$$g = \frac{r_p \Delta r_p \Delta z_p}{\Delta t} T_P^t$$

V. 4.1. Schémas de discrétisation temporels

Pour intégrer une équation discrétisée sur un pas de temps Δt , le schéma des différences en avant est utilisé pour exprimer l'évolution temporelle de la

température entre les instants t et $t + \Delta t$. Si on prend la température T comme variable dépendante, on a: $\int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial T}{\partial t} dt = [T^{t+\Delta t} - T^t]$. Tous les autres termes de l'équation de Discrétisation sont évalués au temps $t + \Delta t$, ce qui correspond au schéma implicite.

V.4.2. Discrétisation des conditions aux limites

Les équations de Discrétisation des conditions aux limites seront exprimées sous la même forme que l'équation générale d'énergie discrétisée, soit:

$$A_P T_P = A_E T_E + A_W T_W + A_N T_N + A_S T_S + g \quad (V.6)$$

a) Sur l'axe du cylindre ($r = 0$), ce qui correspond à $i = 1, 1 \leq j \leq JL$, on a :

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 .$$

La discrétisation de cette condition est :

$$\frac{T(2,j) - T(1,j)}{dr(1)} = 0, \quad \text{où :}$$

$$T(1, j) = T(2, j)$$

Cette équation peut être écrite sous la forme de l'équation (V.6) si on a :

$$A_P = A_E = 1, A_W = A_N = A_S = g = 0$$

b) Sur la paroi latérale ($r = H$), ce qui correspond à $i = IL$ et $1 \leq j \leq JL$, on a :

$$-k \frac{\partial T}{\partial r} = H_{S2} (T - T_{\text{ambiante}})$$

La discrétisation de cette équation est :

$$\frac{T(IL, j) - T(IL-1, j)}{dr(IL-1)} = \frac{H_{S2}}{-K} (T_{IL,j} - T_{\text{ambiante}}), \quad \text{ou :}$$

$$T(IL, j) = T(IL-1, j)$$

Pour mettre cette équation sous la forme (V.6) il faut que :

$$A_P = A_W = 1, A_E = A_N = A_S = 0,$$

c) Sur la base du cylindre ($z = 0$), ce qui correspond à $j = 1$ et $2 \leq i \leq IL - 1$; on a :

$$-K \frac{\partial T}{\partial z} = H_{S1} (T - T_{\text{ambiante}}), \text{ ceci peut être discrétisé comme suit :}$$

$$+ \frac{T(i,2) - T(i,1)}{dz(1)} = \frac{H_{S1}}{K} (T_{(i,1)} - T_{\text{AMB}}),$$

Pour mettre cette expression sous la forme de l'équation (V.6) il faut que :

$$A_p = A_N = 1, A_E = A_W = A_S = 0,$$

d) Sur la surface libre ($z = 2$), ce qui correspond à $j = JL$, et $2 \leq i \leq JL - 1$, on a:

$$-K \frac{\partial T}{\partial z} = H_{S3}(T - T_{amb}), \quad \text{qui peut être discrétisée comme suit:}$$

$$\frac{T(i, JL) - T(i, JL-1)}{dz(JL-1)} = \frac{H_{S3}}{K}$$

Pour mettre cette équation sous la forme de l'équation (V.6) il faut que:

$$A_p = A_S = 1, A_E = A_W = A_N = 0.$$

V.5. RESULTATS ET DISCUSSIONS

V.5.1. Propriétés physiques

Tableau V.1: Caractéristiques physiques du bronze et de l'acier

Symbole	γ	θ_f	C_p	K	ρ	Réf.
Bronze	8.666	1085	343	26	1.76	[64]
Acier inox	7.900	1450	501.6	14.6	70	[64]

γ [10^3 kg/m³]: poids spécifique, θ_f [°C]: température de fusion, C_p [J/kg°C]: chaleur spécifique, K [w/m°C]: conductibilité thermique, ρ [10^{-2} $\mu\Omega$ m]: résistivité électrique.

V.5.2. Résultats numériques: influences des paramètres mécaniques et électriques sur le comportement tribologique du couple bronze- acier

V.5.2.1. Effet de la vitesse sur la température générée à l'interface du couple bronze-acier

Tableau V. 2: pour a=100 μ m et P= 5N.

Vitesses [m/s]	0.3	0.5	0.8	1	1.2	1.5
θ pion [° K]	394.11	455.67	547.40	608.29	669	759.82
θ disque [° K]	532.80	687.80	920.08	1074.69	1230	1460.59
θ interface [° K]	458.80	563.93	721.18	825.83	931.63	1086

La température à l'interface est calculée par la relation:

$$\theta = (b_1 \cdot \theta_1 + b_2 \theta_2) / (b_1 + b_2)$$

où $b = (\lambda \cdot \rho \cdot C)^{0.5}$ en [W.m⁻².K⁻¹.s^{0.5}] est l'effusivité thermique.

V.5.2.2. Effet de la charge sur la température générée à l'interface du couple bronze-acier:

Tableau V. 3: pour $a=100\ \mu\text{m}$ et $V=0.5\ \text{m/s}$

Charges [N]	1	2	3	4	6	7	10	15
θ pion [° K]	331.94	363.14	394.11	424.94	486.32	516.89	608.29	759.81
θ disque [° K]	377.83	455.35	532.85	610.34	765.30	842.80	1075.2	14262
θ interface [° K]	353.34	406.15	458.82	511.41	616.44	668.90	826	1087.5

V.5.2.3. Effet du courant électrique sur la chaleur générée à l'interface du couple tribologique pion – disque:

Tableau V. 4: $a=100\ \mu\text{m}$, $P=5\text{N}$, $V=1.2\text{m/s}$.

I [A]	5	10	15	20	30	40
θ disque [°K]	1237.22	1261.22	1301.20	1357.20	1517.19	1741.14
θ pion [°K]	672.72	682.13	697.80	719.72	782.26	869.62
θ interface [°K]	936	952	979.20	1017	1125	1275

V.5.2.4. Représentation graphique de l'effet de la vitesse.

La vitesse a pour effet d'accroître la température à l'interface par échauffement. En effet, les températures locales peuvent atteindre les points de fusion du matériau le plus fusible.

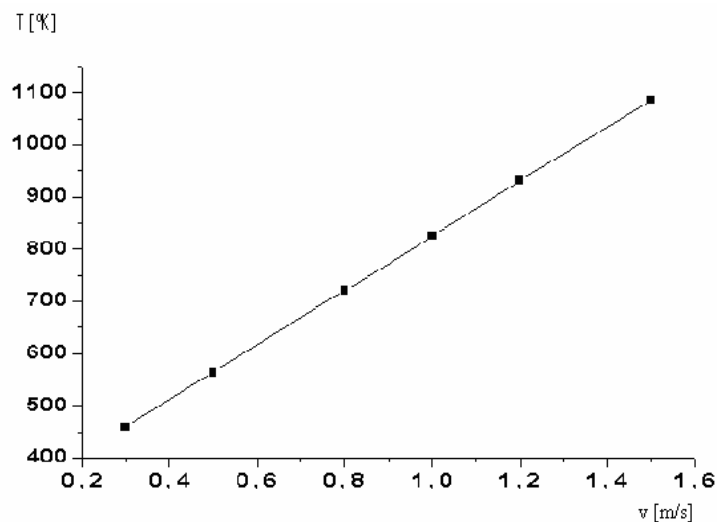


Figure V.10 : Variation de la température en fonction de la vitesse. $P = 5\ \text{[N]}$, $I=0$

Ceci est prouvé sur la figure V.10, où l'on constate que la variation de la température au point de contact est proportionnelle à celle de la vitesse de glissement du pion sur le disque. Par conséquent, plus la vitesse est grande plus la température à l'interface est élevée, ce qui accroît la vitesse de croissance de la couche d'oxyde. Pour certains couples tribologiques, on assiste à des réactions physico-chimiques qui engendrent l'écaillage de la couche blanche qui se forme à l'interface du couple et des fissurations inter granulaires. Montgomery [69] a observé que la quantité de cuivre transféré augmente avec la vitesse, pour un pion en alliage de cuivre frottant sur un disque en acier. De ce fait, les caractéristiques mécaniques à l'interface changent en fonction de la température. En effet, le phénomène d'oxydation est favorisé et le type d'oxyde développé gouverne le comportement tribologique du couple.

V.5.2.5. Représentation graphique de l'effet de la charge.

Pour une vitesse donnée, l'évolution de la température avec la charge suit une loi linéaire figure V.11.

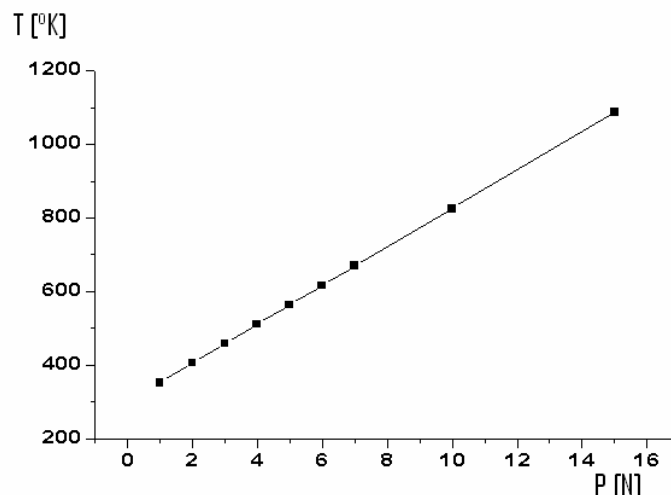


Figure V.11 : Variation de la température en fonction de la charge normale $V=0,5$ [m/s] et $I=0$.

Lorsque la charge augmente au delà de 1.5 daN, la résistance électrique de contact diminue et se stabilise ($\sim 1.5m\Omega$) [2], la plupart des particules d'usure sont du métal (surtout du cuivre), la force de frottement augmente linéairement avec la charge. Ceci traduit un accroissement de la surface réelle de contact, ce qui entraîne une déformation plastique importante pour les grandes charges, ainsi le coefficient de frottement reste sensiblement constant. Dans ces conditions, la couche oxydée est rapidement arrachée par l'action mécanique due à la charge à l'interface. En principe, l'usure augmente car la contrainte de cisaillement à l'interface diminue par diminution de la dureté du métal le plus doux.

V.5.2.6. Évolution de la température en fonction de l'intensité de courant électrique

Sur la figure V.12, on remarque une augmentation, relativement lente de la température au point de contact pion-disque, pour des petites valeurs du courant

électrique jusqu'à 20 A. Puis il y a une nette élévation de la température pour des valeurs de courant électrique supérieures à 25A. Ce qui explique la forte dissipation de chaleur générée par effet joule au point de contact. Ainsi cet effet se superpose à la dissipation de l'énergie mécanique pour donner de fortes températures locales à l'interface. D'après Montgomery [69] ceci va engendrer l'apparition sur la piste d'une couche de cuivre. Cette dernière est suivie par une nette croissance du pic de fer et l'émergence du μc de chrome pour des intensités de courant assez élevées (40A et plus) [2].

Cette élévation de la température affecte directement le comportement en frottement et en usure et détermine la durée de service du couple.

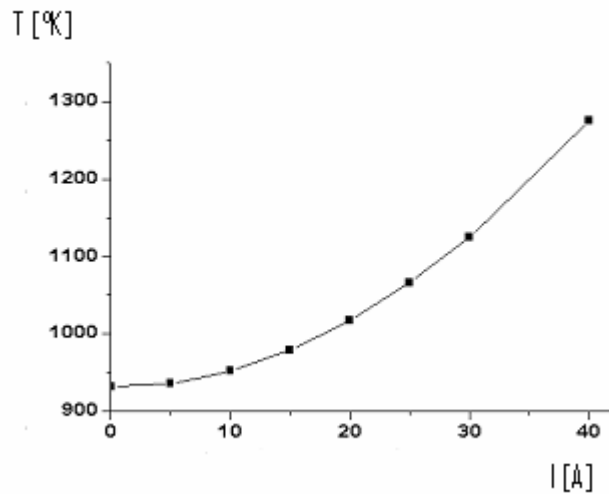


Figure V.12 : Variation de la température au point de contact pion-disque en fonction du courant électrique pour une charge $P = 5$ [N] et une vitesse $V = 1,2$ [m/s].

V.5.2.7. La variation de la température du disque en fonction du temps.

Sur la figure V.13, on constate que la variation de la température du disque est périodique dans le temps et cela pour chaque point de la piste emprunté par le pion. Chaque point du disque s'échauffe au contact du pion, puis il est refroidi par convection au fur et à mesure qu'il s'éloigne du point de contact. Ce processus est valable pour chaque point du disque. Le pion est chauffé en permanence au contact de tous les points formant son parcours sur le disque. De plus, en présence du courant électrique et pour de faibles intensités allant jusqu'à 20A, les débris d'usure sont un mélange d'oxyde et de métal, la déformation de la piste de frottement augmente avec l'intensité du courant, la couche oxydée est compacte mais facilement détachable du substrat. Pour $I = 40\text{A}$, la face usée et les zones voisines sont colorées. Dans ce domaine de courant, le film d'oxyde joue le rôle de lubrifiant [2].

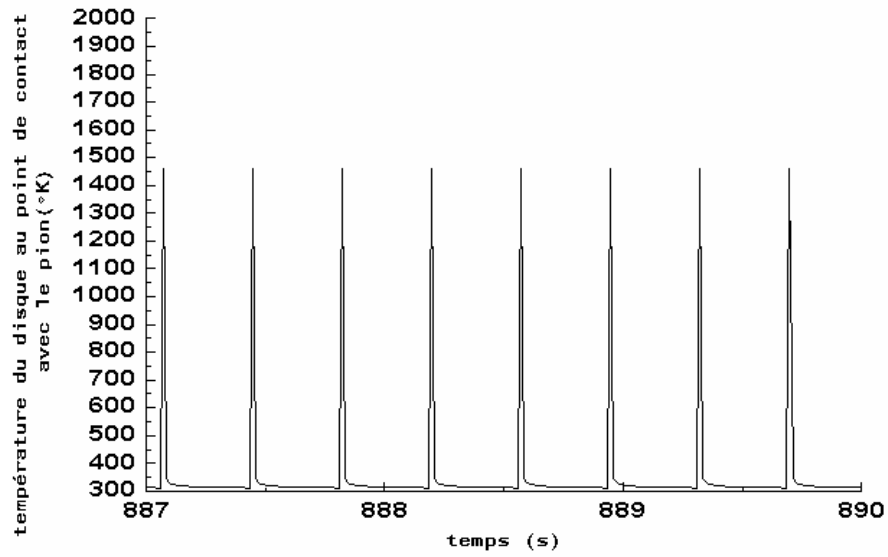


Figure V.13 : Variation de la température en fonction du temps au point de contact avec le pion pour une vitesse de 0,5 [m/s] et une charge normale de 15 [N] et $I=0$.

V.5.2.8. Commentaire concernant la distribution de la température dans les matériaux du couple.

En examinant la figure V.14, on constate un gradient de température du disque

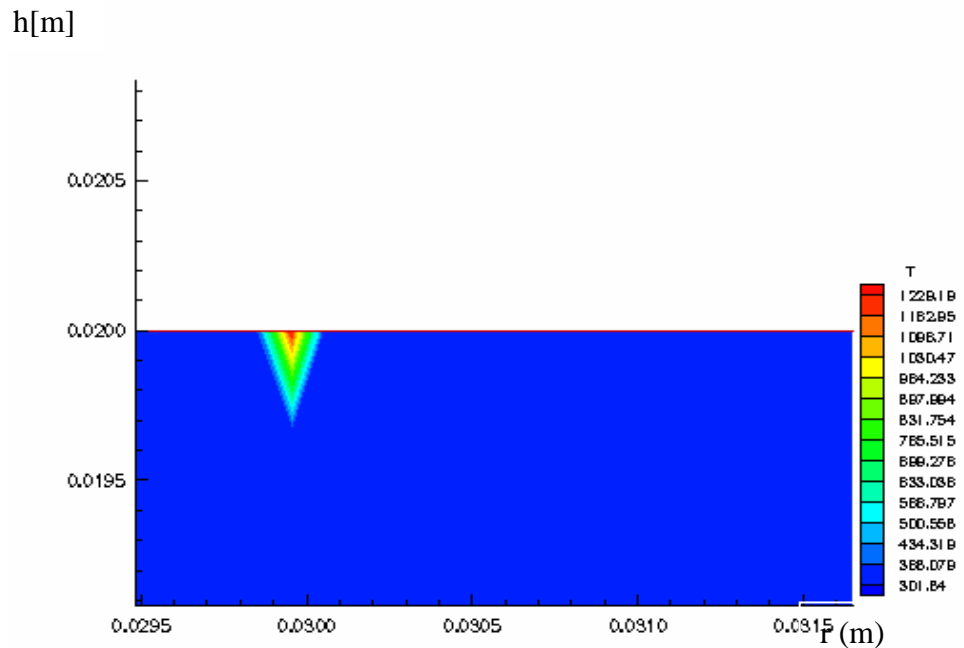


Figure V.14 : Agrandissement du champ thermique au point de contact disque–pion pour $P=5$ [N], $v=1.2$ [m/s], $I=0$

qui diminue en allant du point de contact vers h_0 . Tandis que durant les différentes périodes $T/5$, $2T/5$, $3T/5$, $4T/5$, la variation spatiale de la température s'effectue de part et d'autre du point de contact suivant le rayon du disque, (figures V.15 à V.18). En allant vers le centre du disque on remarque que plus on s'éloigne du point de contact, plus l'aire de refroidissement est assez importante. On en déduit donc que la surface de refroidissement est proportionnelle à la période. D'autre part en partant vers l'extrémité du disque le refroidissement s'avère plus important que précédemment. Il est vraisemblable que ce phénomène est dû à la présence d'une convection plus importante à l'extrémité qu'au centre du disque.

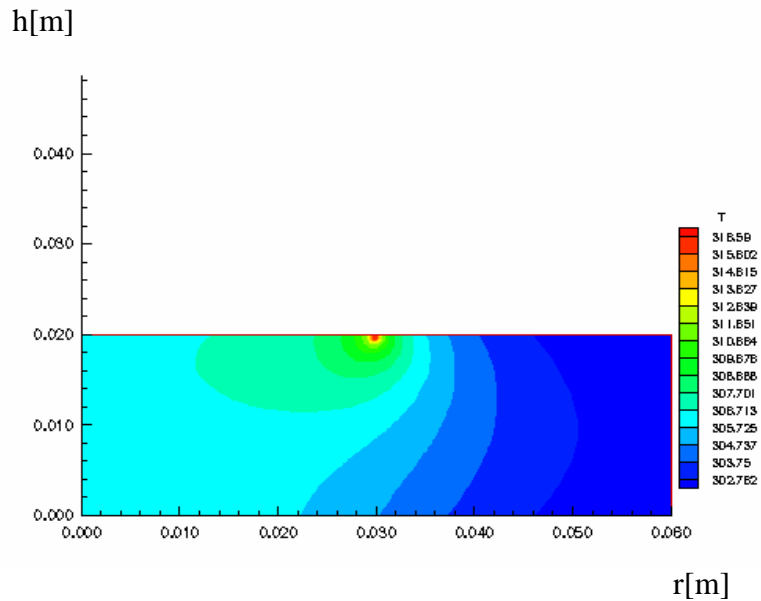


Figure V.15. Champ de température du disque pour $t = T/5$

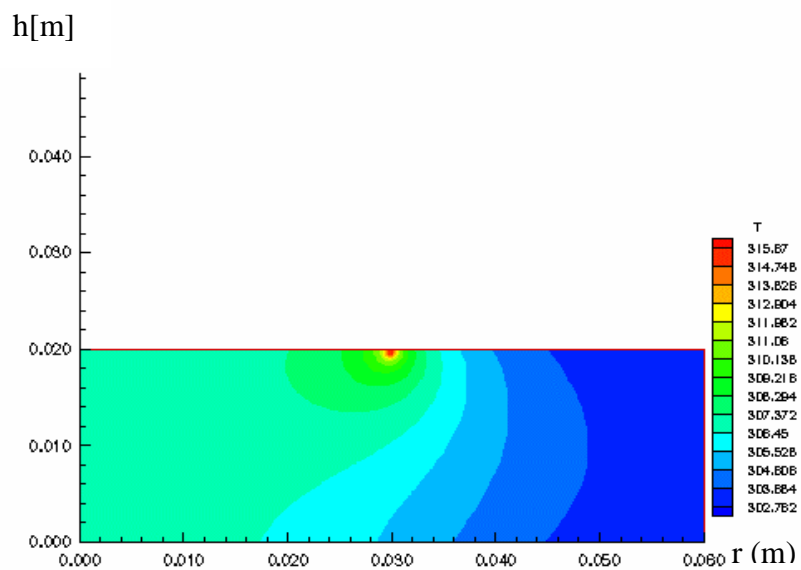


Figure V.16. Répartition de la température du disque pour $t = 2T/5$.

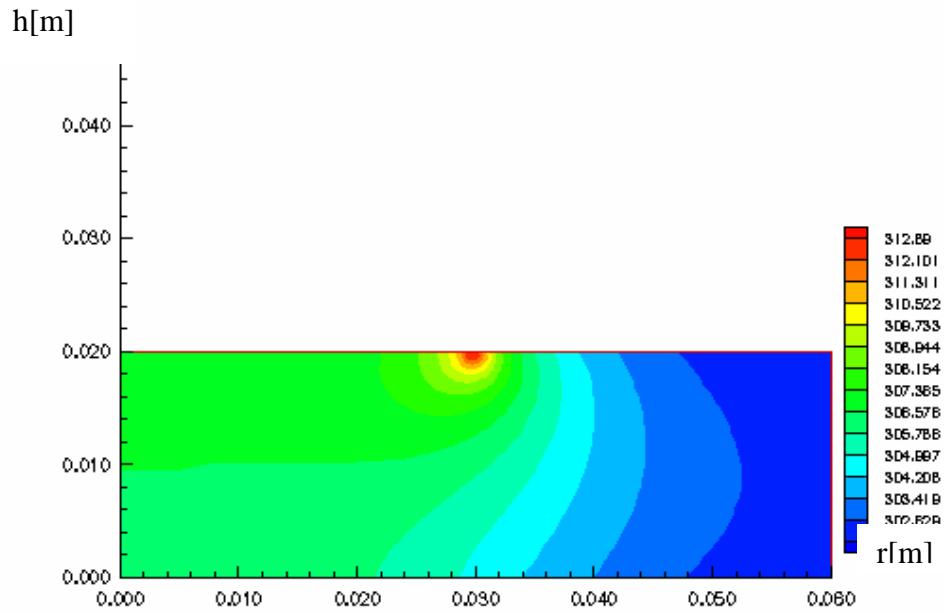
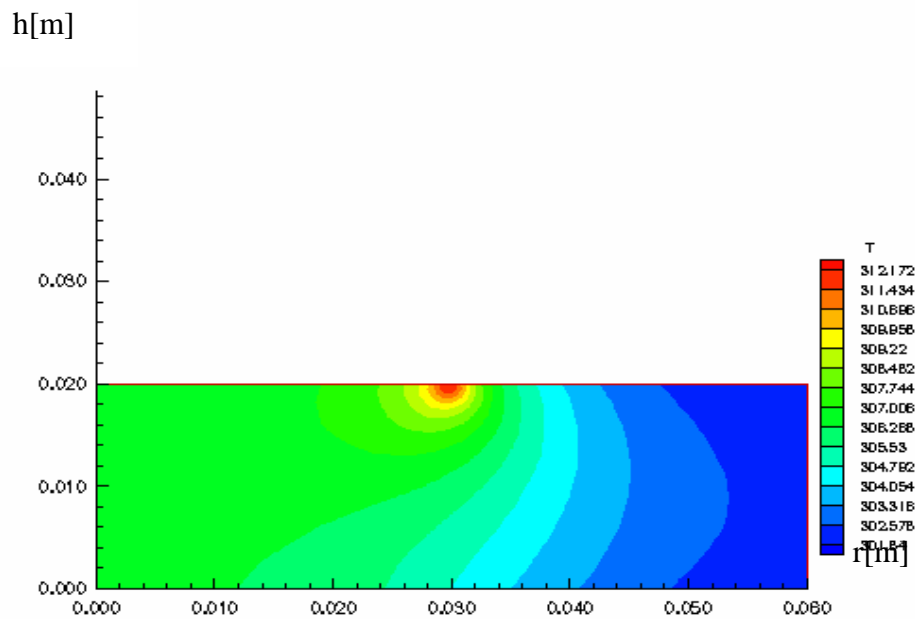


Figure V.17: Champ de température pour $t=3T/5$

Figure V.18: Champ de température pour $t=4T/5$



Sur la figure V.19 on observe une nette variation de la température dans la zone de contact en comparaison avec le reste du pion. Ceci peut être expliqué par la présence d'air tout autour du pion ainsi que par ses dimensions très réduites et enfin à la bonne diffusivité du bronze. Ceci confirme l'ordre de grandeur des températures atteintes, en fonction des paramètres, charge, vitesse et intensité de courant lors du frottement au niveau du point de contact et à son voisinage [98, 99,100].

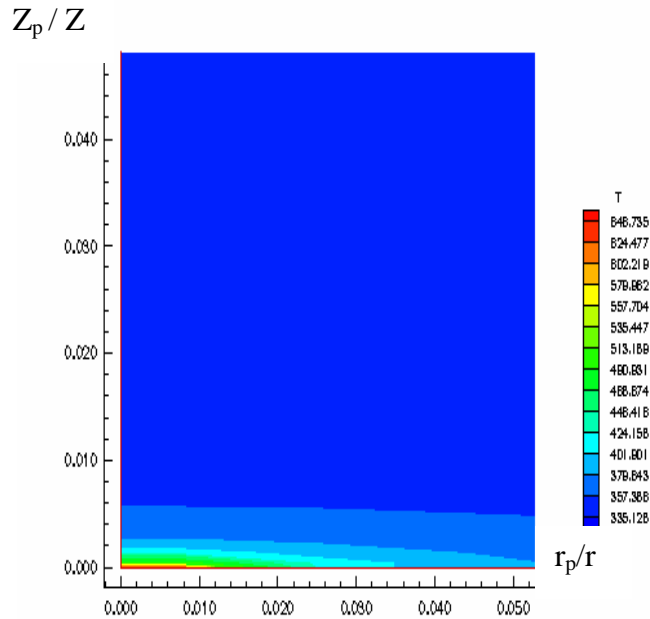


Figure V.19: Agrandissement du champ thermique autour du pion pour $I=0$, $V=1.2[m/s]$ et $P=5[N]$.

De plus, l'échelle des températures (fig.V.19) affiche la valeur de la température dans les différents points le long du pion. En comparant la valeur de la température, prise par caméra infrarouge à proximité du contact et qui a pour valeur 50°C (chap.IV, fig.IV.26 (a)), on remarque une très grande similitude si on imagine que le point en question se trouve dans la zone bleu de l'échelle et qui affiche les 58°C . Ceci va nous encourager à améliorer plus notre code de calcul, afin de trouver des résultats plus proches encore de la réalité.

V.6. COMPARAISON DU MODELE AVEC LA METHODE D'ARCHARD

Le manque de résultats expérimentaux donnant la variation de la température moyenne à l'interface en fonction de la charge normale P , de la vitesse v et de l'intensité de courant électrique I (car il est difficile de la mesurer expérimentalement à cause du mouvement rotatif du disque), et le fait qu'un thermocouple ne peut pas être placé même au voisinage de l'interface, nous a conduit à exploiter la théorie d'Archard [2] pour calculer cette température, et vérifier la fiabilité de notre modèle. Les résultats obtenus confirment la validité du modèle élaboré comme le montrent les figures [V.20, 21, 22]. En effet, les courbes représentatives de chaque modèle sont légèrement décalées l'une par rapport à l'autre comme le prouve le calcul d'erreurs suivant:

- $T_m = f(P)$: $\Delta T_m / T_m$ diminue de 0.60% à 0 puis augmente légèrement pour atteindre la valeur de 1.9%.
- $T_m = f(I)$: $\Delta T_m / T_m$ varie de 0 jusqu'à 1 %.
- $T = f(v)$: $\Delta T_m / T_m$ évolue de 0 à 2.3% puis de 0 à 16.6%.

$T[{}^{\circ}\text{K}]$

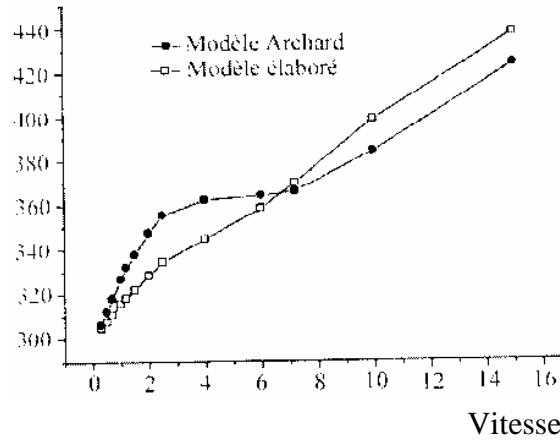


Figure V.20 : Effet de la vitesse sur la température au niveau du contact pour $I=0[A]$ et $P=5 [N]$.

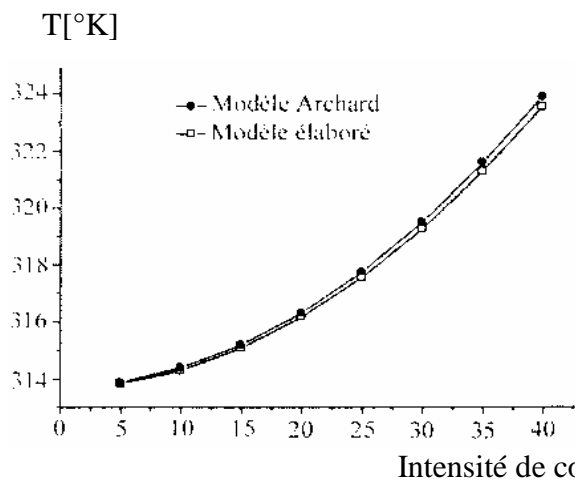


Figure V.21 : Evolution de la température avec l'intensité du contact pour $v=1.2 [m/s]$ et $P=5 [N]$.

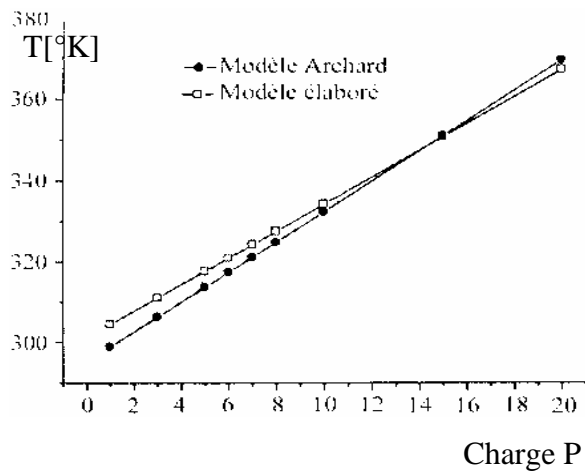


Figure V.22 : Influence de la charge normale sur l'élévation de la température pour $I=0[A]$ et $v=1.2 [m/s]$.

Du point de vue tribologique, le processus d'oxydation est favorisé par

l'élévation de température [2], [101,107]. De plus, la déformation plastique des contre faces augmente avec P , v et/ou I et engendre une forte activation de ces dernières. L'oxydation se produit alors à une température T_o comprise entre la température locale instantanée T_f et la température moyenne T_m des surfaces frottantes. Le taux d'oxydation est contrôlé par la diffusion de l'oxygène à travers les couches superficielles. Cette diffusion dépend de la densité des défauts et de l'intensité du champ électrique du contact [2,9]. L'aire de la surface réelle de contact augmente avec la charge normale P et diminue lorsque l'épaisseur des couches d'oxydes, (dont la croissance est liée à v et à I), croît et le contact devient plus fragile puisque la dureté du contact augmente de 4.10^8 à 13.10^8 Pascals. La rupture se fait au niveau de l'oxyde ou à l'interface oxyde-métal en sous surface par les contraintes maximales de cisaillement au point de Hertz [7,102]. En effet, au fur et à mesure que l'épaisseur du film augmente, le contact oxyde-métal se déplace en profondeur vers la zone de cisaillement maximal [103,106]. L'usure se produit ainsi par écaillage de l'oxyde (usure par oxydation).

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

L'étude expérimentale sur le comportement tribologique des couples ferromagnétiques/ferromagnétiques et non ferromagnétiques/ferromagnétiques de contact sec glissant, acier XC48/acier XC48, cuivre/acier XC48, laiton/acier XC 48 et aluminium/acier XC48, soumis à un champ magnétique alternatif et/ou traversé par un courant électrique nous conduisent tout naturellement aux effets suivants du champ magnétique sur le comportement tribologique :

a) couple acierXC48-acierXC48

Le champ magnétique exercé sur le pion a une influence sur l'usure du couple acier XC48/acier XC48. En effet, l'usure est élevée en absence du champ magnétique, en revanche, elle diminue rapidement dès que ce dernier est appliqué.

Il existe une valeur limite de l'intensité du champ magnétique, au-dessous de laquelle l'effet du champ est faible, et au-delà de cette limite son effet devient significatif.

Par ailleurs, nos observations au microscope électronique ont révélées que la présence du champ magnétique rend la piste de friction du disque plus lisse que celle sans champ magnétique. Les particules d'usure attirées sur la piste de frottement, jouent le rôle de lubrifiant et accélèrent la transition du régime d'usure sévère au régime d'usure doux.

L'application du champ magnétique à l'interface diminue les fluctuations de la force frottement en fonction du temps.

b) couple cuivre-acier XC48

Le passage du courant électrique en présence du champ magnétique entraîne une diminution importante de l'usure du pion en cuivre (environ de moitié). En effet, le ramollissement du cuivre dû à la chaleur générée par frottement et par effet joule diminue la contrainte de cisaillement et réduit le coefficient de frottement et l'usure.

c) couple laiton-acier XC48

En présence du champ magnétique, les paramètres mécaniques charge normale et vitesse relative de glissement ont un effet marqué sur le coefficient de frottement et l'usure. En effet, à faible vitesse ($v=0.38\text{m/s}$), l'usure obtenue en présence du champ magnétique est relativement supérieure à celle obtenue sans champ magnétique.

d) couple aluminium-acier XC48

Les résultats des différentes expériences effectuées montrent que, pour le couple aluminium-acier, l'usure du pion et du disque augmentent en fonction de l'intensité du champ magnétique et dépend essentiellement des conditions expérimentales (propriétés des matériaux, charge normale, vitesse de glissement, environnement etc.)

Du point de vue coefficient de frottement, nos résultats montrent que ce dernier varie selon les conditions expérimentales où l'application du champ magnétique entraîne sa diminution.

e) comportement de la face usée du pion

Concernant l'effet du champ magnétique sur les surfaces frottantes, les analyses effectuées montrent que la piste est plus rugueuse en absence de H qu'en sa présence. Par ailleurs, l'influence du champ magnétique sur les particules d'usure, provoque la formation d'un grand nombre de particules d'oxydes noires qui favorise l'abrasion. D'autre part, pour de grandes intensités de champ, l'élévation de la température qui en résulte augmente le degré d'oxydation et forme un film d'oxyde bien adhérent aux substrats qui joue le rôle de lubrifiant.

Le passage du courant électrique I à travers le contact pion en cuivre/disque en acier XC 48 diminue presque de moitié l'usure du pion en cuivre. En effet le ramollissement des surfaces du matériau le plus tendre par effet joule cause l'adhésion des jonctions qui entraîne une diminution du coefficient de frottement et par conséquent le taux d'usure est plus faible.

Dans le contact glissant en présence du champ magnétique, les particules d'usure sont en grande quantité et elles sont attirées sur la piste de frottement par la force magnétique.

La formation du film d'oxydes et le mécanisme principal qui affecte le comportement tribologique du contact magnétisé.

La chaleur générée par la naissance des courants de Foucault dans le pion en matériau non ferromagnétique en présence du champ magnétique alternatif augmente la température du matériau favorisant ainsi l'oxydation.

Le film d'oxyde réduit la force de cisaillement à l'interface, en facilitant le glissement, ceci joue un rôle protecteur quant au frottement sec et transforme le régime d'usure sévère au régime d'usure doux.

La détermination des températures interfaciales est complexe par l'existence de plusieurs facteurs qui entrent en jeu durant le contact. La mesure expérimentale s'avère difficile du fait qu'il est impossible de placer un thermocouple à l'interface dynamique, comme nous l'avons mentionné plus haut. D'autre part, pour optimiser la

durée de service des mécanismes frottants, il est judicieux d'identifier et analyser les phénomènes essentiels gouvernant le comportement tribologique des contacts. De plus, la connaissance de certaines grandeurs des paramètres affectant ces phénomènes est indispensable pour mettre en oeuvre des démarches, dans lesquelles les modèles théoriques permettent de cadrer et orienter l'approche expérimentale.

Parmi les paramètres les plus influents, figure la température interfaciale qui joue un rôle primordial dans les tribocontacts. A cet effet, on cite le ramollissement et la fusion localisée du métal le plus tendre, l'oxydation accrue à l'interface, changement des propriétés mécaniques, thermiques, électriques des couches superficielles des surfaces frottantes et enfin l'accroissement de la surface réelle de contact.

Il ressort donc clairement que notre modélisation est d'intérêt majeur pour prédire la durée de vie des couples de matériaux. En outre, du point de vue application, ce modèle est applicable pour n'importe quel couple tribologique, il suffit tout simplement de changer les caractéristiques thermiques des matériaux

frottants et les conditions expérimentales dans lesquelles fonctionne le contact. Nous citons en particulier le coefficient de frottement, la résistance électrique de contact, la charge d'appui, la vitesse de glissement et/ou l'intensité courant électrique traversant l'interface.

Il est donc intéressant de souligner que cette étude ouvre des perspectives de modélisation des contacts dynamiques secs ou lubrifiés avec ou sans passage du courant électrique. Par ailleurs, à ce stade de connaissance, ce n'est que par des tentatives de modélisation des phénomènes observés, au cours des essais expérimentaux, qu'il paraît possible de comprendre les effets engendrés par des interactions entre les paramètres entrant en jeu et d'optimiser certaines applications, Ainsi et de cette façon, on redonne une impulsion à ce domaine de recherche (tribologie) qui joue un rôle primordial dans l'entretien et la maintenance industrielle.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] H. Zaïdi, L. Pan, D. Paulmier, F. Robert, Influence of a magnetic field on the wear And friction behaviour of a Nickel/XC48 steel couple, *Wear* 181-183,1995,799-804.
- [2] A. Bouchoucha, Contribution à l'étude du comportement en frottement et usure du cuivre dans un contact dynamique cuivre-acier traversé par un courant électrique, Thèse de doctorat d'Institut National Polytechnique de Lorraine, 1988.
- [3] Bagchi P., Ghosh A., Mechanism of cutting tool wear in the presence of magnetic field, *Indian, Journal of Technology* 9, 1971, 165-169.
- [4] Muju M.K., Gosh A., Effect of a magnetic on the diffusive wear of cutting tools, *wear* 58 (1980) 137-145.
- [5] El Mansori M., Paulmier D., Ginzstler J., Horvath M., Lubrication mechanisms action of electric current and magnetic field, 12th International Conference on Wear of Materials, Elsevier, 1999.
- [6] D. Necib, A. Bouchoucha et Z. Tidjani, Influence du champ magnétique sur la vitesse en usure de l'outil de coupe durant les opérations de chariotage. Journées d'Etude Nationale de Mécanique, Ouargla, 15-16 mars 2005.
- [7] K-J. Chin, étude du comportement thermomécanique et caractérisation d'un couple de matériaux ferromagnétiques Acier/Acier dans un contact électrique glissant soumis à un champ magnétique, thèse de doctorat de l'Ecole Doctorale des Sciences pour l'Ingénieur, Université de Poitiers, 2003.
- [8] Pan L., comportement mécanique et thermomagnétique des métaux; Fer-Nickel-Cuivre et Bronze en frottement et usure, thèse de doctorat d'Institut National Polytechnique de Lorraine, 1995.
- [9] M. Cartier, P. Kapsa, Usure des contacts mécaniques, *Techniques de l'ingénieur*, 2001, BM 5066.
- [10] A. Mekroud, A. Bouchoucha, H. Zaidi, Influence du champ magnétique alternatif sur le comportement en frottement et usure du couple dynamique laiton-acier. Séminaire International sur les Systèmes Electromécaniques (SISEM05), Annaba du 22 au 23 novembre 2005.
- [11] A. Mekroud, A. Bouchoucha, H. Zaidi, influence du champ magnétique alternative sur le comportement tribologique de deux matériaux acier-acier et acier-aluminium. Journées Nationales de l'Ingénierie Mécanique Constantine, 13-14 Juin 2006, p.16.
- [12] A. Mekroud, A. Bouchoucha, H. Zaidi, S. Chekroud, Influence du champ magnétique alternatif et du courant électrique continu sur un couple dynamique de matériau non ferromagnétique- ferromagnétique. 19èmes Journées Francophones de Tribologie, 22 et 23 mai 2007 à Poitiers, France.
- [13] A. Mekroud, A. Bouchoucha, H. Zaidi, S. Chekroud, Influence du champ magnétique alternatif et du courant électrique continu sur un couple dynamique de matériau non ferromagnétique- ferromagnétique. A paraître dans un ouvrage édité par les presses universitaires romandes, France.

- [14] A. Bouchoucha, S. Chekroud, D. Paulmier Influence de l'oxygène sur le comportement en frottement et usure du couple cuivre-acier traversé par un courant électrique. 1^{er} CIM, Constantine le 14, 15 et 16 déc. 2002, 50.
- [15] Senouci, M. Schmitt, A. Bouchoucha, H. Zaidi et D. Paulmier, Croissance et rupture des films d'oxyde dans un contact électrique tournant cuivre-acier inoxydable. 14^{ème} Congrès Français de Mécanique, Toulouse, France (1999).
- [16] W. I. Lim, I. Y. Lee, Lubrication engineering (version langue coréenne), Edition Hyungseol, 1996.
- [17] G. M. Bartenev, V. V. Lavrantev, Friction and wear of polymers, Tribology Series 6, Elsevier, 1981.
- [18] M. Braunovic, Fretting in Nickel-coated Aluminum conductors, Proc., 15th ICEC, 1990, 461.
- [19] D. H. Buckley, Properties of surfaces, Handbook of lubrication theory and practice Of tribology, Vol.II, Theory and design, 1984, 201-208.
- [20] R.Holm, Electric contacts, Springer-Verlag, 4th Edition, 1967.
- [21] F. P. Bowden, D. Tabor, The friction and lubrication of solids I, Oxford university press, 1971.
- [22] M.D. Mermelstein, Magnetostrictive metallic glass gradiometer, Electronics Lett. (GB), Vol.24, n° 14, 1988, 895-6.
- [23] Y. Adda, J. Philibert, La diffusion dans les solides, Tome II, Dunod, 1956.
- [24] K. Hiratsuka, H. Saito, T. Sasada, Influence of magnetic field on adhesive wear of metals, EuroTrib, 1989.
- [25] J. P. Bailon, J. M. Dorlot, Des matériaux, 3e édition, Presses Internationales Polytechnique, 2000, 374-380.
- [26] J. L. Sullivan, T. F. J. Quinn, D. M. Rowson, Developments in the oxidational theory of mild wear, Tribo International, 1980, 257-318.
- [27] J. Marciniak, Interprétation of sliding speed effect on wear of low carbon steel based on the theory of oxidation, Eurotrib, 1981, 241-256.
- [28] I. Iliuc, Tribology of thin layers, Tribology, Series 4, Elsevier, 1980.
- [29] E. A. Gulbransen, Trans.AIME-171 (1947),306
- [30] J. Oudar, l'oxydation des métaux Tome II. Monographies Gauthier-villars 1964, 362-384.
- [31] A. Bouchoucha et D. Paulmier, Influence des particules d'usure sur le comportement en frottement et en usure dans un contact électrodynamique cuivre/acier au chrome. Revue de l'Université de Constantine, Science et Technologie, N°3 (1992) 37-48.
- [32] G. Bellanger, le frottement et l'usure à sec avec les propriétés physiques et chimiques des couches superficielles sous-jacentes, Rev. Inst. France, du pétrole, XV, 1, 217-235, (2ème partie), 1960.
- [33] K. Kumagai, O. Kamiya, Effects of magnetization on wear, Tribology Transactions, Vol. 40, 1997, 621-626.
- [34] L. H. Van Vlack, Elements of materials science and engineering, 5th Edition, Edison Wesley, 1984.
- [35] B. Bhushan, Principles and applications of tribologie}, Wiley-Inter-science, 1999.
- [36] A. D. Sarkar, Friction and wear, Academic Press.Inc L.T.D. London, 1980.
- [37] D. Landolt, Traité des matériaux : corrosion et chimie de surfaces des métaux, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1997.

- [38] G. Deamaley, Thermal oxidation, Treatise on materials science and technology, ion implantation, Academic press, Vol. 18, 1980 257-318.
- [39] P. Kapsa, M. Cartier, Usure des contacts mécaniques-Manifestation de l'usure, Techniques de l'ingénieur, 2001, BM 5067.
- [40] K. Heintz, Microstructure and wear of materials, Elsevier Sci. BV, TS 10,1987, 355
- [41] K. C. Ludema, friction Wear Lubrication A text book in Tribology, CRC Press, 1996
- [42] M. E. Sikorski, The adhesion of metals and factors that influence it, Wear 7, 64, 114-162.
- [43] P. Hammer, Some metallurgical aspects of wear, EuroTrib.81 (3rd international Tribology congress), 1981.
- [44] R. G. Bayer, Mechanical wear prediction and prevention, Marcel Dekker Inc., 1994.
- [45] I. V. Kragelski, Friction and wear, Butterworth, 1965, 117-125
- [46] J. Blouet, Usure, Techniques de l'ingénieur, 1988, B 585.
- [47] L. Flamand, Fatigue des surfaces, Techniques de l'ingénieur, 2001, B 5055.
- [48] C. Comte, Initiation des fissures de Hertz en contact glissants sphère-plan: des quasicristaux Al Cu Fe et modélisation par éléments frontières, Thèse de doctorat de l'institut national Polytechnique de Lorraine, Laboratoire de science et génie des surfaces, 2001.
- [49] S. Chikazumi, Matériaux de l'électrotechnique, Traité d'électricité, vol.II. Edition Georgi
- [50] M. B. Peterson, W. O. Winer, Wear control handbook, New York, ASME, 1980, 1358.
- [51] T. F. J. Quinn, The effect of "out-of-contact" oxidation on the oxidational wear of steels, EuroTrib81, 3rd International Tribology Congress, 1981.
- [52] Du Trémolet de Lacheisserie et al, Magnétisme I, Fondements, EDP Science, 2000. Magnétisme II, Matériaux et Applications, EDP Science, 2000.
- [53] L. Féchant, le contact électrique, Edition HERMES, 1996
- [54] D. Gagnon, J. Masounave, M. Braunovic, La dégradation par le fretting des contacts électriques, développement de montages expérimentaux, JFT 2002.
- [55] G. Goudet, Electricité, cours de physique général, 8e Edition, Masson et Cie., 1967.
- [56] P. Hartemann, Effets et matériaux magnétostrictifs, technique de l'ingénieur, 1990, 1880
- [57] E. Durand, Magnétostatique, Masson et Cie Editeur, Paris, 1986.
- [58] A. Enomoto, K. Hiratsuka, T. Sasada, Friction and wear between metal and oxide, EuroTrib89 (Proceedings, 5th international congress on Tribology), 1989.
- [59] Senouci, H. Zaidi, J. Frene, A. Bouchoucha, D. Paulmier, Damage of surfaces in sliding electrical contact copper/steel. Applied Surface Science 114-145 (1999) 287-291.
- [60] P. Senholzi, Tribological technology, Series E. Applied science, 1981.
- [61] M. Chassigny, Cours élémentaire de Physique, 6e édition, Librairie Hachette, 1912.
- [62] P. Arnaud, cours de chimie physique, 2e édition, Dunod, 1992
- [63] A. Zaoui, F. Dominique, A. Pineau, Comportement mécanique des matériaux, mécanique de la rupture, mécanique de contact, Edition HERMES, 1993, p 339-452.
- [64] J. Barralis, G. Maeder, Précis de Métallurgie-Elaboration, structures propriétés,

- normalisation, Edition Nathan, 1997, p 23-32.
- [65] D. Paulmier, A. Bouchoucha and H. Zaidi, Wear mode of a copper wire during a sliding contact copper/chrome steel: Influence of oxygen. *Vacuum*, Vol.41 (1990) 2230-2232
- [66] P. Bagchi, A. Ghosh, Mechanism of cutting tool wear in the presence of magnetic field, *Indian Journal of Technology*, Vol. 9, 1971, 165-169.
- [67] P. J. Blau, Mechanisms for transitional friction and wear behavior of sliding metals, *Wear*, 72, 1981.
- [68] D. Paulmier, A. Bouchoucha and H. Zaidi, Influence of the electrical current on wear in a sliding contact copper/chrome steel and connection with the environment. *Vacuum*, Vol.41 (1990) 2213-2216.
- [69] Paulmier, A. Bouchoucha and H. Zaidi, The conditions of formation and breaking interfacial oxide films and their consequences on friction and wear in electrical slidingcontact copper/stainless steel. 4th International Conference on Metallurgical Coatings and Thin Films, april 21-25, (1997), San Diego, California USA.
- [70] E. Hounkponou, H. Nery, D. Paulmier, A. Bouchoucha and H. Zaidi, Applied Metal transfer and oxidation of copper-steel surfaces in electrical sliding contact. *Surface Science* 70/71 (1993) 176-179.
- [71] D. Paulmier, H. Zaidi and A. Bouchoucha, Influence of superficial oxides on metal couple copper/chrome steel in an electrical contact: Positive and damaging consequences. 16 th Leeds-Lyon Symposium on Tribology Lyon, (1989).
- [72] Yi Feng, Min Zhang, Yi Xu, Effect of the electric current on the friction and wear properties of the CNT-Ag-G composites. *Carbon*, 2005, (43): 2685-2692.
- [73] A. Bouchoucha, E.K. Kadiri, F. Robert, H. Zaidi, D. Paulmier. Influence of the electrical current on the graphite surface in an electrical sliding contact. *Surface and Coatings Technology* 76-77 (1995) 521-527.
- [74] A. Bouchoucha, S. Chekroud, A. Mekroud, Modélisation des flux de chaleur générés par frottement glissant dans un contact cuivre-acier traversé par un courant électrique. *Revue de l'Université de Constantine Science et Technologie*, N°15 (2001) 63-70.
- [75] A. Bouchoucha, Y. Mouadji, H. Zaidi, Influence du courant électrique et sa polarité sur la nature des films d'oxydes formés à l'interface du contact électrodynamique sec tournant cuivre-acier. A paraître dans un ouvrage édité par les presses universitaires romandes, France.
- [76] A. Mekroud, A. Bouchoucha and H. Zaidi, Influence of alternate magnetic field on thermomechanical behavior and characterization of sliding couple brass/XC48 steel. *World Journal of Engineering*, Hebei University Of Engineering, Canada, N°4, pp. 1-9, (2007). ISSN: 1708-5284.
- [77] E. Csapo, H. Zaidi, D. Paulmier, E.K. Kadiri, A. Bouchoucha, F. Robert. Influence of electrical field of electrodynamical contact copper-steel on its tribological behavior. *Surface and Coatings Technology* 76-77 (1995) 521-527.
- [78] D. Paulmier, A. Bouchoucha, and H. Zaidi, Influence of the electrical current on the growth of oxide boundaries at the interface of a sliding contact copper/chrome steel : Consequence on wear. *International Congress on Intergranular and Interface Boundaries in Materials Paris* (1989), p. 198
- [79] A. Mekroud, A. Bouchoucha, H. Zaidi et D. Necib, Influence du champ magnétique

- alternatif sur un couple dynamique de matériaux non ferromagnétique-ferromagnétique. Journée d'Etude Nationale de Mécanique, Ouargla, 15-16 mars 2005.
- [80] A. Bouchoucha, S. Chekroud, D. Paulmier, Influence de l'oxygène sur le comportement en frottement et usure du couple cuivre-acier traversé par un courant électrique. *European Journal of Mechanical and Environmental Engineering (EJMEE)*, Vol.48, N°3 (2003)177-184.
- [81] Paulmier D., Mansori M. El., Zaidi H, Study of magnetized or electrical sliding contact of a steel XC48/graphite couple, *Wear*, 1997, 203-204, 148-154.
- [82] A. Bouchoucha, S. Chekroud, D. Paulmier, Influence of the electrical sliding speed on friction and wear processes in electrical contact copper-stainless steel. *Applied Surface Science*, 223 (2004) 330-342.
- [83] D. Paulmier, A. Bouchoucha and H. Zaidi, Wear mode of a copper wire during sliding contact copper/chrome steel: Influence of oxygen. *Proc. of the 11 th International Congress and of the 7th International Conference on Solid Surface Cologne R.F.A (1989) p. 357.*
- [84] S.G. Jia, P. Liu, F.Z. Ren, Wear behavior of Cu-Ag-Cr alloy wire under electrical sliding. *Materials Science and Engineering A*, 2005, (398): 262-267.
- [85] D. Paulmier, A. Bouchoucha and H. Zaidi, Influence of the electrical current on wear in a sliding contact copper/chrome steel and connection with the environnement. *Proc. Of the 11 th. International Vacuum Congress and of the 7 th International Conference on Solid Surface, Cologne R.F.A (1989) p. 356.*
- [86] A. Bouchoucha and D. Paulmier, Effect of the oxidation of the transferred metal on the friction and the wear processes in an electrical dynamic contact of copper/stainless steel. *1ères Journées Internationales sur la Physique Energétique, du 9-11 novembre 1992, Béchar, Algérie, p. 30.*
- [87] D. Paulmier, A. Bouchoucha, H. Zaidi and E. Hounkponou, Superficial oxides influence on the friction and wear of metal couple copper/chrome steel. *4th European Conference on Applications of Surface and Interface Analysis, Budapest, 14-18 (1991) p. 73.*
- [88] D. Paulmier, H. Zaidi, A. Bouchoucha Influence de la polarité du courant sur l'usure d'un contact électrique glissant cuivre/acier. *9ème Congrès Français de Mécanique, Metz, sept (1989) Tome 1, p. 228.*
- [89] A. Bouchoucha, H. Zaidi, E. Hounkponou, F. Robert and D. Paulmier, Analysis of metallic transfer in an electrical dynamic contact of copper-steel: consequences on friction and wear. *Nordtrib'94, Vol. 1 (1994) 163-172*
- [90] A. Bouchoucha, F. Robert, H. Zaidi, and D. Paulmier, Metal transfer and oxidation of copper-steel surfaces in electrical sliding contact. *International Conference on Metallurgical Coatings and Thin Films, San Diego, California (1995) 24-28.*
- [91] A. Bouchoucha, D. Paulmier and H. Zaidi, Influence of electrical field of electro dynamical contact copper-steel on its tribological behavior. *11th International Conference on Wear Of Materials' 97, april 20-23, (1997), San Diego, california USA.*
- [92] A. Bouchoucha, S. Chekroud, D. Paulmier, Influence of oxygen on the tribological

- behavior on friction and wear in the couple copper-steel crossed by an electrical current. *Tribotest Journal* 11-1(2004).11-27.
- [93] A. Mekroud, A. Bouchoucha, H. Zaidi, Influence du champ magnétique alternatif et du courant électrique continu sur un couple dynamique de matériau non ferromagnétique- Ferromagnétique.07-08 Avril 2008 Constantine.
- [94] Azevedo C. R. F., Sinatora A, Failure analysis of a railway copper contact strip, *Engineering Failure. Analysis*, 2004, 11: 829-841.
- [95] A. Bouchoucha, Y. Mouadji, H. Zaidi, Influence du courant électrique et sa polarité sur la nature des films d'oxydes formés à l'interface du contact électrodynamique sec tournant cuivre-acier.19èmes Journées Francophones de Tribologie, 22 et 23 mai 2007 à Poitiers, France.
- [96] A. Senouci, H. Zaidi, J. Frene, Damage of surfaces in sliding electrical contact copper/steel. *Applied Surface Science*, 1999, (144-145): 287-291.
- [97] A. Bouchoucha, C. Boubechou, N. Aderghal, Analyse de l'effet du courant électrique sur l'état de surface et la structure du graphite dans le couple glissant cuivre-graphite : conséquences sur le comportement tribologique. 8ème Congrès de Mécanique (17-20 avril 2007) Faculté des Sciences El Jadida, Maroc, p.193.
- [98] A. Mekroud, A. Bouchoucha, S. Chekroud, Répartition des champs thermiques générés par frottement dans un contact électrodynamique pion-disque. *JEM Annaba*, 16-17 Décembre 2003, p. 40.
- [99] Y. Mouadji, A. Bouchoucha, Modélisation de la diffusion de l'oxygène à travers la couche d'oxyde dans un contact dynamique cuivre-acier. Journée d'Etude Nationale de Mécanique, Ouargla, 15-16 mars 2005.
- [100] Y. Mouadji, A. Bouchoucha, Etude comparative du comportement thermique dans un contact glissant pion-disque, Journées d'Etude Nationale de Mécanique, Ouargla, 15-16 mars 2005.
- [101] Y. Mouadji, A. Bouchoucha, H. Zaidi, Simulation numérique et étude expérimentale de la température dans un contact dynamique bronze-acier.Journées Nationales de l'Ingénierie Mécanique Constantine, 13-14 Juin 2006, p.36.
- [102] Shunichi Kubo, Koji Kato, Effect of arc discharge on the wear rate and wear mode transition of a copper-impregnated metallized carbon contact strip sliding against a copper disk, *Tribology International*, 1999, 32: 367-378.
- [103] Bouchoucha A., Chekroud S., Paulmier D., Influence of the electrical sliding speed on friction and wear processes in an electrical contact copper-stainless steel, *Applied Surface Science*, 2004, 223: 330-342.
- [104] Hiroki Nagasawa, Koji Kato, Wear mechanism of copper alloy wire sliding against iron-base strip under electric current, *Wear*, 1998, (216): 179-183.
- [105] Zhao H., Barber G. C., Liu J., Friction and wear in high speed sliding with and without electrical current, *Wear*, 2001, 249: 409-414.
- [106] Shunichi Kubo, Koji Kato, Effect of arc discharge on wear rate of Cu-impregnated carbon strip in unlubricated sliding against Cu trolley under electric current. *Wear*, 1998, (216): 172-178.
- [107] M. S. I. Rageh, Initiation of arc cathode emission in Cu₂O films, *I.E.E.proc.*, Vol.125 1978, 81-84.