



HAL
open science

Définition d'indices de qualité du contact glissant métallique : Signatures électriques de l'état de surface

Eddy Chevallier

► To cite this version:

Eddy Chevallier. Définition d'indices de qualité du contact glissant métallique : Signatures électriques de l'état de surface. Matière Condensée [cond-mat]. Université de Picardie Jules Verne, 2014. Français. NNT: . tel-01787849

HAL Id: tel-01787849

<https://theses.hal.science/tel-01787849>

Submitted on 16 May 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Thèse de Doctorat

Spécialité Physique

présentée à

L'Université de Picardie Jules Verne

par

Eddy Chevallier

pour obtenir le grade de Docteur de l'Université de Picardie Jules Verne

Définition d'indices de qualité du contact glissant métallique : Signatures électriques de l'état de surface

Soutenue le Lundi 07 Juillet 2014, après avis des rapporteurs, devant le jury d'examen :

| | |
|---|----------------------|
| M. A. Le bot, Directeur de recherche CNRS | Rapporteur |
| M. M. Bigerelle, Professeur des Universités | Rapporteur |
| M. J. Fortin, Professeur des Universités, directeur de thèse | Examineur |
| M. I. Lukyanchuk, Professeur des Universités | Examineur |
| M. R. Bouzerar, Maître de conférences, directeur de thèse | Examineur |
| M. V. Aleshin, Maître de conférences | Examineur |
| M. V. Bourny, Maître de conférences, directeur de thèse | Examineur |
| M. R. Brenner, Maître de conférences | Examineur |
| M. O. Durand-Drouhin, Maître de conférences | Membre invité |
| Mme C. Joannan, Responsable R&D Mersen | Membre invité |

Sommaire

| | |
|--|-----------|
| Introduction/Contexte | 5 |
| Chapitre I : Etat de l'art | 13 |
| I.1 - Aspect généraux de la notion de « Surface » | 13 |
| I.2 - Caractérisation de la géométrie des surfaces | 15 |
| I.3 - Tribologie de l'interface..... | 18 |
| I.3.1 Frottement et troisième corps | 18 |
| I.3.2 Nature et influence du film de contamination | 21 |
| I.3.3 Résistance électrique due au film de contamination | 22 |
| I.4 - Élément de mécanique du contact..... | 23 |
| I.4.1 Contact mécanique entre deux corps lisses | 23 |
| I.4.1.1 Régime de déformation élastique | 24 |
| I.4.1.2 Régime de déformation élasto-plastique | 25 |
| I.4.1.3 Régime de déformation plastique | 26 |
| I.4.2 Contact entre deux surfaces rugueuses | 26 |
| I.4.2.1 Modèle statistique multi-aspérité | 27 |
| I.4.2.2 Autres approches de modélisation du contact | 28 |
| I.5 - Contact électrique | 29 |
| I.5.1 Résistance de constriction | 29 |
| I.5.2 Résistance d'un contact multi-striction | 31 |
| I.5.2.1 Le modèle de Holm | 32 |
| I.5.2.2 Le Modèle de Greenwood | 33 |
| I.5.2.3 Modélisation du contact électrique rugueux | 34 |
| I.5.2.4 Couplage mécanique-électrique | 35 |
| I.6 - Approche statistique du contact rugueux | 37 |
| I.6.1 Contact entre une surface rugueuse et une surface rigide parfaitement lisse | 38 |
| I.6.2 Contact entre deux plans rugueux | 41 |

| | |
|--|-----------|
| I.7 - Bruits | 41 |
| I.7.1 Bruit thermique | 42 |
| I.7.2 Bruit de tremblement | 42 |
| I.7.3 Bruit Chimique | 43 |
| I.7.4 Bruit d'interruption | 43 |
| I.8 - Entropie | 45 |
| I.8.1 Entropie thermodynamique de Boltzmann | 45 |
| I.8.2 Entropie informationnelle de Shannon | 46 |
| I.8.3 Entropie métrique de Kolmogorov | 46 |
| <i>Conclusion du chapitre I</i> | 49 |
| | |
| Chapitre II : Modélisation d'indices de qualité du contact glissant | 51 |
| II.1 - Introduction expérimentale | 52 |
| II.1.1 Dispositif expérimental | 54 |
| II.1.2 Résultats expérimentaux | 55 |
| II.1.2.1 Analyse du bruit de tension | 56 |
| II.1.2.2 Vieillessement du contact électrique | 59 |
| II.2 - Modélisation des bruits mesurés | 62 |
| II.2.1 Bruit de contact | 62 |
| II.2.2 Bruit chimique | 64 |
| II.2.3 Ensemble bruit de contact et bruit chimique | 65 |
| II.2.4 Bruit de décrochement | 66 |
| II.3 - Interprétations de résultats | 70 |
| II.3.1 Estimation des paramètres | 70 |
| II.3.2 Indicateur de qualité | 74 |
| II.3.3 Illustration de l'application du Q.R.I. | 75 |
| II.4 - Probabilité et entropie de contact | 76 |
| II.4.1 Instant de décrochement et leurs probabilités | 76 |
| II.4.2 Application des probabilités | 77 |
| II.4.3 Entropie de contact | 80 |

| | |
|--|----------------|
| II.4.4 Application de l'entropie de contact : modification d'un signal numérique | 82 |
| <i>Conclusion du chapitre II</i> | 85 |
| Chapitre III : Simulations numériques | 87 |
| III.1 - Choix de profil de surface | 88 |
| III.1.1 Profil simple aléatoire | 88 |
| III.1.2 Profil de Weierstrass | 94 |
| III.1.3 Profil de surface aléatoire | 99 |
| III.1.4 Comparaison à une mesure A.F.M. | 100 |
| III.2 - Détermination des paramètres caractéristiques | 101 |
| III.2.1 Déplacement d'un point de contact sur un profil - fonction « interrupteur » | 102 |
| III.2.2 Statistique des temps caractéristiques | 106 |
| III.2.3 Taux d'entropie de contact | 110 |
| III.2.4 Evolution du nombre de décrochement | 111 |
| III.2.5 Interprétation des résultats | 113 |
| III.3 - Fonction de transfert de l'interface | 115 |
| <i>Conclusion du chapitre III</i> | 121 |
| Conclusion et Perspectives | 123 |
| Annexe 1 | 127 |
| Annexe 2 | 129 |
| Annexe 3 | 133 |
| Annexe 4 | 139 |
| Références | 143 |
| Remerciements | 151 |

Introduction

Le travail de recherche présenté dans ce mémoire est le fruit du travail effectué dans le cadre du projet TRIBAL : Tribologie numérique du transfert du Signal. Réunissant des partenaires académiques tels que le laboratoire du L.T.I. (Laboratoire des Technologie Innovante), le P.S.C. (laboratoire de Physique des Systèmes Complexes) et le L.P.M.C. (Laboratoire de Physique de la Matière Condensée), un établissement de formation : l'INSSET de Saint Quentin, et un partenaire industriel : MERSEN (anciennement Carbone Lorraine). Ce projet est marqué par la complémentarité entre recherche fondamentale et applications initiées par le projet « Accost_UGV », et caractérisant les projets tel que « Touch & Work » et « Signatelec » menés parallèlement, tous basés sur la problématique du contact électrique. Le projet dans lequel s'insère ce travail de thèse, a pour ambition d'apporter des éléments d'explication sur les phénomènes activés par le frottement au sein du contact glissant aux échelles macroscopique, mésoscopique et microscopique des corps en contact. Notre approche fondamentale du contact glissant a bénéficié de l'usage simultané de la modélisation théorique, de l'expérimentation et la modélisation numérique.

Les systèmes de transfert de signaux sont des systèmes électromécaniques dont la fonction est de transmettre, par l'intermédiaire d'un contact glissant, du courant électrique et des signaux de commande grâce à des protocoles de communication spécifiques au sein d'une machine industrielle, par exemple, une éolienne (fig. 1). Le contact électrique glissant consiste en un couplage électromécanique entre deux composantes d'un dispositif dont l'une au moins peut être mobile, se déplaçant parfois à grande vitesse (telle la bande de captage sur la caténaire dans le domaine ferroviaire (fig. 2)). Quel que soit le domaine de mise en œuvre, la qualité du contact doit être optimisée. En effet, un tel système doit fonctionner plusieurs années sans défaillance, moyennant une période de maintenance annuelle. Cette fréquence de maintenance du contact engendre des coûts non négligeables, et est parfois difficilement compatible avec l'accessibilité de la machine et la facilité d'intervention associée (éoliennes offshores...).

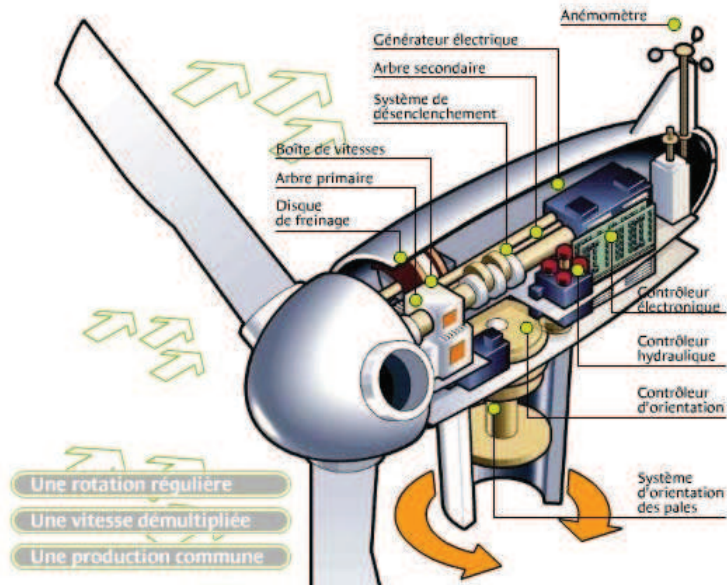


Figure 2 : Pantographe

Le même phénomène de contact glissant est mis à profit dans diverses applications : on peut parler de joint tournant ou encore de baguier (fig. 3). Ces derniers sont en général constitués d'un ensemble de bagues collectrices, contre lesquelles viennent frotter des contacts de natures diverses (balais, fils, fibres, ...).



Figure 3 : Différents systèmes de contact

La principale différence entre ces applications du contact glissant est liée à la complexité du système concerné : nombre de données à transmettre et recevoir, nombre de protocoles de communication à gérer, conditions de fonctionnement, précision et robustesse. Ainsi, alors qu'un système de levage ne nécessitera que quelques pistes dédiées à la puissance et au transfert de signaux de fréquences basses, une éolienne requerra jusqu'à cinquante pistes, et jusqu'à cinq protocoles de communication différents, multipliant ainsi les risques de défauts de communication au sein du système. De plus, le prix pourra varier du simple au double en fonction de sa complexité, du nombre de pistes à gérer, et de la qualité de ses composants (matériaux nobles, puces électroniques, nature des câbles, ...).

Ainsi le contact glissant et ses applications soulèvent des questions fondamentales dont les réponses doivent nourrir les réflexions sur l'optimisation nécessaire de ceux-ci. Les critères industriels, et notamment le cahier des charges fonctionnel, sont également à prendre en compte : tolérances de montages d'un ensemble de plusieurs bagues, notamment en cas de dilatation-rétractation des matériaux liés à la température extérieure, soudabilité des câbles sur les bagues, limitation de l'encombrement, et de la masse du système complet.

Les conditions de fonctionnement typique des systèmes de transferts de signaux pour éoliennes sont les suivantes :

- Vitesse de rotation de zéro à 25 tours par minutes
- Partie puissance : 100A (8A max. par fil), 400 Volts DC
- Partie signal : 100 mA, 24 VDC
- Température extérieure : -40°C à +70 °C
- Taux d'humidité : de 20% à 100%
- Atmosphère parfois corrosive, dans le cas d'applications offshores



Figure 4 : schéma du contact fil/bague

Dans une éolienne, le contact électrique est établi entre un fil, ou de façon plus courante, un ensemble de fils formant un balai conducteur, et une bague tournante (fig. 4). Typiquement les fils étudiés sont en cuprate de Béryllium revêtus d'une fine couche d'alliage d'or.

Mais la qualité du contact n'est pas le seul paramètre à prendre en compte.

L'état de surface macroscopique de l'anneau est déterminant, par exemple : le fil est guidé dans une gorge usinée à la périphérie de chaque bague (fig. 5). La qualité de surfaces usinées influence la qualité du contact.

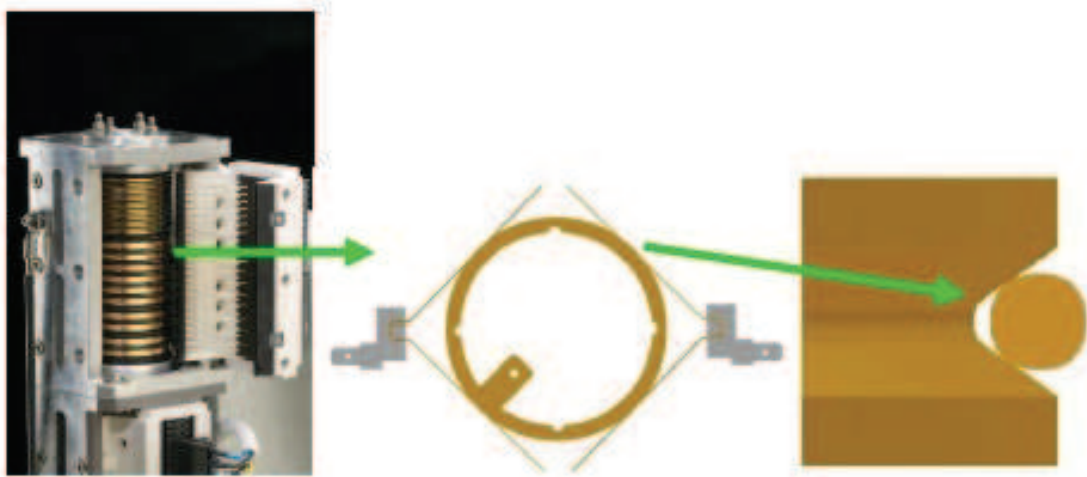


Figure 5 : Systèmes de transfert de signaux MERSEN pour éolienne / zoom sur le contact

L'étude de la performance de ces systèmes, i.e. la qualité électrique du contact, le choix du matériau et de leur durabilité, des conditions d'apparition des bruits passe par la compréhension et la modélisation des mécanismes physiques d'interface. A cette fin, une bonne connaissance des processus physiques, chimiques et mécaniques en jeu au niveau du contact est requise.

De ce point de vue, on doit distinguer trois classes de propriétés du substrat impliquées dans le contact :

- Les propriétés tribologiques dont les propriétés mécaniques.
- L'état de surface du substrat (usinage : rugosité, homogénéité chimique de surface).
- Les propriétés électriques du contact.

L'aspect tribologique concerne la nature du frottement entre les surfaces en contact prenant en compte l'influence d'un éventuel film lubrifiant. L'état de surface renvoie d'un côté à la géométrie complexe de cette surface présentant souvent un aspect aléatoire tel qu'il se manifeste dans la rugosité et de l'autre à la composition chimique de la surface pouvant présenter une certaine forme de désordre (fluctuations de la composition chimique). Les propriétés électriques du substrat peuvent, dans la situation du contact glissant, se résumer à la résistance de contact entre le substrat mobile et les fils de mesure. Cette résistance étant attachée à l'interface fil/substrat, elle dépend primitivement de la nature des

métaux en contact mais est aussi influencée par l'état de surface chimique et géométrique du substrat. En particulier, dans le cas d'un contact mobile, des pertes de contact électriques peuvent survenir aléatoirement du fait de la rugosité du substrat, engendrant inévitablement un bruit affectant les signaux électriques transitant par ce contact. Mais une seconde contribution au bruit, indépendante des pertes de contact, provient du désordre chimique se manifestant par des fluctuations de la résistance de contact. Cette deuxième source de bruit est une manifestation directe de la bonne ou mauvaise qualité chimique de la surface. C'est précisément dans ce cadre que s'insère l'étude présentée dans cette thèse. Plus précisément, un modèle stochastique mêlant les aspects mécaniques et électriques du contact glissant ainsi que ses conséquences.

Dans le but d'introduire des modèles physiquement fondés dans l'étude des systèmes mettant en jeu des frottements, il est essentiel de considérer les couplages multi-physiques et les échelles caractéristiques des problèmes gouvernant le contact. Cette problématique requiert donc une approche largement multidisciplinaire basée sur une collaboration forte entre théoriciens, numériciens et expérimentateurs en mécanique, thermique et électrique. L'aspect multi-physique doit être traité par une vision à la fois mécanique, thermique et physico-chimique du problème via des expérimentations fines, des instrumentations et des analyses dans ces différents domaines. Ces expérimentations seront étroitement mêlées aux développements de modèles numériques afin d'alimenter et de valider ces modèles.

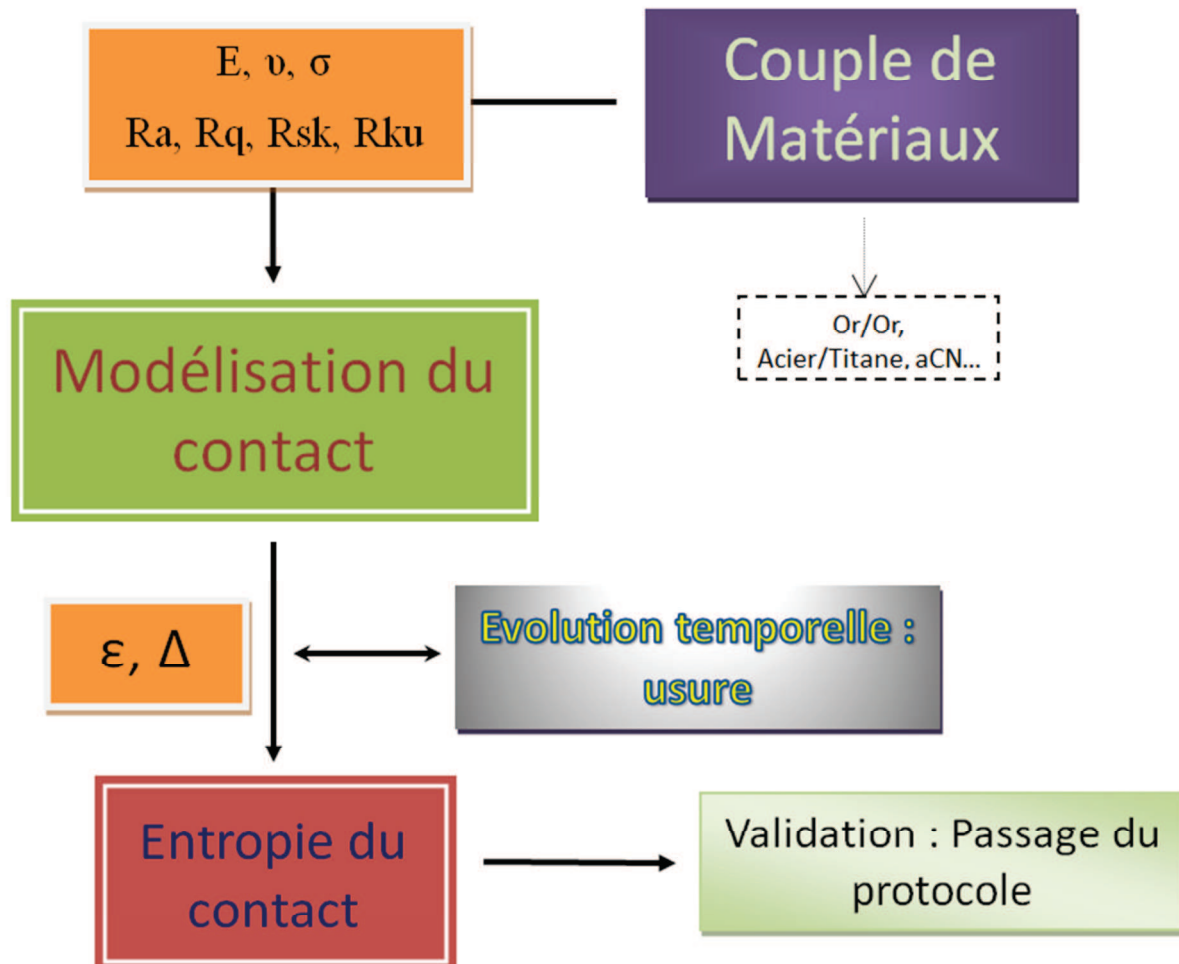
Il s'agit donc de :

- Coupler étroitement des expérimentations aux développements des modèles numériques.
- Modélisation de l'interface de contact.
- Coupler une modélisation stochastique fine à une modélisation numérique.

Cette méthodologie doit permettre de valider les contacts à tester selon deux critères principaux :

- La nature du signal (pertes d'informations, bruits) transitant par le contact considéré.
- L'usure à long terme et les conséquences de cette usure sur la fonction de transmission du contact.

Le schéma ci-dessous résume la ligne directrice de notre approche du problème : partir des propriétés des surfaces mises en jeu, établir une corrélation physique à travers des indicateurs fiables, et établir une validation quant au passage ou non d'un type de signal donné (protocole).



A partir du couple de matériau mis en jeu, nous en tirons des informations sur les propriétés mécaniques et électriques de l'interface. Selon la nature de ces matériaux, et éventuellement de leur revêtement, nous définissons un coefficient effectif de poisson, un module d'Young effectif et une conductivité de l'interface. A cela se rajoute les propriétés morphologiques, induites dans l'expression du Ra (moyenne intégrale des écarts en valeur absolue), du Rq (Root Mean Square), du Rsk (Skewness) ou encore du Rku (Kurtosis), qui sont significatif de l'état de surface. La modélisation en tire deux paramètres typiques de l'interface : le temps de

contact ε , et le temps de non contact Δ . Ces paramètres permettant le calcul du taux d'entropie de contact nous indique finalement le passage ou non du signal (protocole) désiré. Les paramètres ε et Δ pourront être adaptés et modifiés en fonction des conditions d'usures, que nous pourrions établir à partir d'un code élément discret comme Multicor.

L'un des enjeux du projet TRIBAL, qui inclut ce travail de thèse, est de pouvoir trouver des solutions de substitution aux systèmes actuels, qui seraient aussi efficaces mais d'un coût moindre. Les critères communs à ces technologies et ces applications sont la fiabilité, la robustesse, la durée de vie et la minimisation des périodes de maintenance. Dans ce travail nous allons donc chercher à définir des indicateurs de qualité du contact glissant, permettant de pouvoir caractériser l'état de surface, mais aussi la qualité en terme de canal de transmission de signaux. Dans un premier chapitre, nous nous plongerons dans le contexte scientifique de l'étude à travers l'état de l'art, mettant en évidence l'aspect multi-physique de notre travail, et mettra en avant des concepts originaux que nous utiliserons dans notre travail comme le concept d'entropie de contact. Dans un second chapitre, nous établirons à partir d'un travail de mesure précis une modélisation du contact glissant à travers l'établissement d'un indicateur de qualité mettant en relation les propriétés chimiques de surface et la morphologie de la surface exprimée dans sa rugosité. Par la suite, nous construirons un modèle probabiliste du contact glissant qui nous guidera vers la création d'un nouveau concept que nous nommerons l'entropie de contact. Enfin, dans un troisième et dernier chapitre, nous présenterons nos divers travaux et résultats numériques concernant la simulation d'une part de la phénoménologie du contact glissant du point de vue probabiliste, et d'autre part sur la définition du taux d'entropie de contact comme indicateur de qualité du contact glissant vis-à-vis de la transmission de signaux par l'interface.

Chapitre I : Etat de l'art

Mis en œuvre dans divers dispositifs électromécaniques et autres machines industrielles, le contact glissant est une problématique à multiples facettes reflétant une grande variété de processus, aussi bien tribologiques, mécaniques, que électriques, dont la compréhension représente la clé du problème. Notre étude prend en compte, outre la mécanique du contact, les composantes déterministes et aléatoires (profils de rugosité) de la géométrie des surfaces mises en jeu.

Ainsi, dans ce chapitre, nous passerons en revue les différents aspects que revêt notre étude. Après l'énoncé d'aspects généraux concernant le cadre de notre étude, nous aborderons la notion de géométrie de surface. Par la suite, nous parlerons du cadre tribologique dans lequel s'inscrit implicitement notre travail, puis nous nous focaliserons sur les aspects mécaniques et électriques mis en jeu, pour ensuite faire le point sur les différents modèles du contact rugueux. Nous terminerons ce chapitre par un rappel sur la nature des différentes sources de bruits qui sont liés, dans une certaine mesure, à notre travail, ainsi qu'un rappel sur les différentes notions d'entropies qui seront la base de notre modélisation.

I.1 - Aspects généraux de la notion de « Surface »

La surface physique est un milieu à part entière doté de propriétés électroniques, mécaniques et chimiques spécifiques pouvant affecter le comportement du solide massif. Le contact avec d'autres solides ou d'autres milieux matériels est également conditionné par les états de surface spécifiques des milieux interagissant. L'étude des surfaces solides, bien que fort complexe, conduit à la compréhension des phénomènes superficiels en vue d'un contrôle partiel ou total des états de surface. La préparation d'un état spécifique de la surface des matériaux est un enjeu fondamental dans le domaine industriel où le contact entre diverses surfaces permet d'assurer des fonctions prédéfinies (essentiellement mécaniques et thermiques) telles que la limitation des frottements, la résistance à l'usure ou la corrosion, la résistance aux efforts mécaniques, l'étanchéité statique et dynamique.

Du point de vue physique, la notion d'état de surface ne se laisse pas définir en termes simples du fait que ce concept relève avant tout d'une approche thermodynamique. Pour des conditions fixées de température, de pression (ou de

contraintes appliquées en surface) et de composition chimique - ce qui revient à spécifier le potentiel chimique de chaque espèce - la surface d'équilibre réalisera un minimum de potentiel thermodynamique approprié. Il est clair que le potentiel exact est très difficile à calculer, notamment la contribution de l'énergie élastique qui dépend de la distribution des contraintes mécaniques en volume. Les configurations d'équilibre d'une surface¹ comprennent ainsi, une fois le potentiel connu, la spécification de sa géométrie macroscopique, c'est-à-dire la topographie de surface à grande échelle.

La géométrie macroscopique correspond en général à une surface lisse, puisque le potentiel thermodynamique dont elle dérive n'incorpore aucun détail microscopique (il ne prend pas en compte la structure atomique). A l'échelle atomique, la surface révèle une géométrie complexe à l'apparence très bruitée. Le relief microscopique d'une surface est quantifié à l'aide de la notion très répandue de rugosité, qui est une sorte de mesure des fluctuations locales de la micro-géométrie. La micro-géométrie est contrôlée par des processus microscopiques se déroulant à l'échelle atomique. Ces processus peuvent consister soit en des fluctuations de la composition chimique des surfaces dues par exemple à la présence d'impuretés ou de lacunes, soit en un désordre topologique. S'il est raisonnable la plupart du temps de découpler les géométries micro et macroscopiques par la simple séparation des échelles de longueur associées, les processus microscopiques peuvent dans certaines conditions modifier la forme macroscopique de la surface : l'activation thermique de la diffusion atomique (surface hors équilibre) par exemple ou encore tout échauffement suffisant de la surface qui peut engendrer une reconstruction de surface (nouvelle configuration d'équilibre) par relaxation de contraintes.

Des processus macroscopiques plus violents peuvent aussi altérer un état de surface : l'arrachage de matière dû au contact avec un autre solide (usure des surfaces) ou des déformations permanentes (plasticité) provoquées par les efforts associés à ces contacts ou encore une simple fatigue due aux sollicitations mécaniques répétées (modification à long terme des contraintes qui modèlent les surfaces). Ces altérations de la géométrie macroscopique par le contact avec d'autres solides sont particulièrement importantes dans le domaine industriel.

¹ La surface réalisée est solution d'un problème variationnel prenant en compte les conditions imposées au solide. Des paramètres globaux, telle l'aire de la surface (volume du solide connu) peuvent également être déterminés.

La caractérisation d'une surface par sa topographie à grande échelle est donc une donnée importante puisqu'elle conditionne ses propriétés fonctionnelles. Il existe aujourd'hui divers moyens complémentaires de mesurer les états de surface:

- Propriétés topographiques : Spectroscopie A.F.M., microscopie électronique M.E.B., réflectométrie X, profilométrie, microscopie confocale,

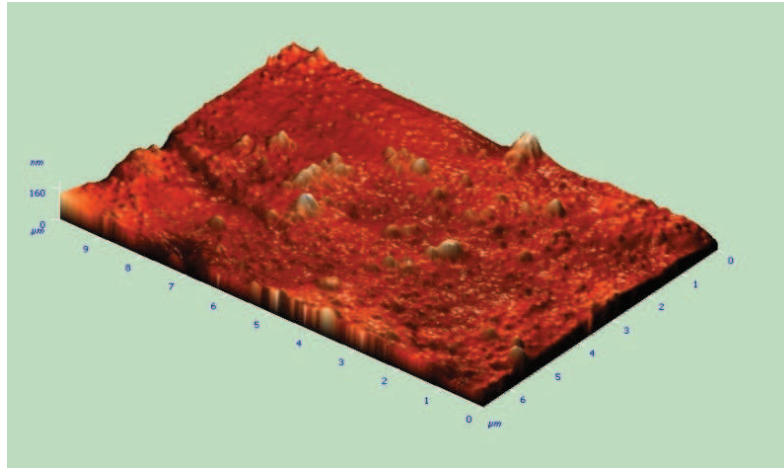


Figure 1 : Image AFM (mode amplitude) de la surface de billes d'acier inoxydable (Image obtenue par O. Durand-Drouhin, LPMC)

- Propriétés chimiques (composition) et structurales : A.E.S. (émission Auger), XRFS (fluorescence X), SIMS (spectroscopies d'ions secondaires), diffraction X aux petits angles (arrangements de surface), spectroscopie tunnel,
- Propriétés mécaniques (comportement de la surface) : Nano-indentation, tests de nano-rayures, ...

Ces techniques permettent essentiellement d'atteindre soit les caractéristiques topographiques très fines à travers une imagerie de la surface, les propriétés chimiques globales ou une cartographie de sa composition chimique et enfin les lois de comportement viscoplastique de la surface.

I.2 - Caractérisation de la géométrie des surfaces

Il est clair que pour bon nombre d'applications pratiques, seule une connaissance de la géométrie à grande échelle des surfaces fonctionnelles est nécessaire. Plus précisément, une résolution de la géométrie à une échelle microscopique ou plus grande est suffisante pour couvrir le cahier des charges fonctionnel imposé aux surfaces. La nomenclature des divers types de défauts d'une surface usinée est présentée sur la figure 2. La topographie de la surface est

échantillonnée sous forme d'une série de profils morphologiques de longueur fixée (la longueur d'évaluation), c'est-à-dire de sections transversales de la surface, dont un exemple typique est présenté sur la figure 3.

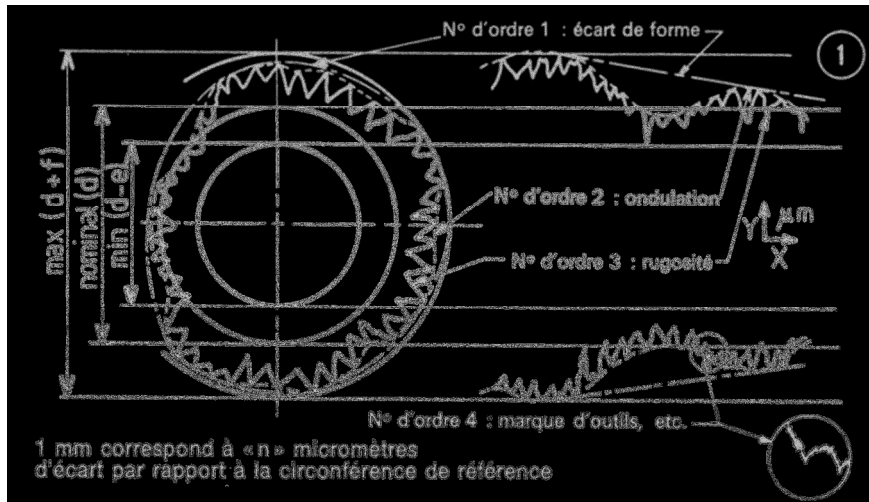


Figure 2 : Décomposition multi-échelle d'un profil : Le profil apparaît comme une combinaison de formes associées à des échelles caractéristiques différentes.

Le profil est schématisé sur le panneau (a) de la figure 3. Il peut ainsi être décomposé en diverses modulations spatiales de différentes longueurs d'ondes, présentées ici sur les panneaux b, c et d. A l'échelle de résolution la plus fine (faible longueur d'onde) visible en d, la géométrie est assimilée à un bruit : cela définit la rugosité de la surface. A plus grande échelle, les variations de la géométrie à l'échelle millimétrique définissent l'ondulation (c) alors que les écarts de forme (écarts de la surface réalisée par rapport à la surface optimale) sont contrôlés par des longueurs caractéristiques de quelques millimètres. Il apparaît ainsi que les modulations de grandes longueurs d'ondes sont associées aux écarts à la surface idéale alors que les composantes de grands vecteurs d'onde révèlent les fluctuations de la micro-géométrie. C'est la géométrie de la surface idéale qui est lisse : elle est obtenue comme la géométrie moyennée sur les modulations de courte longueur d'onde, en d'autres termes comme un filtrage spatial passe-bas. La complexité de la géométrie superficielle peut être appréhendée à partir de la plus ou moins forte variabilité des profils morphologiques.

Divers outils statistiques permettent de quantifier la morphologie de la surface mais ces grandeurs n'ont pas forcément de pertinence physique : elles ne font qu'exprimer la rugosité moyenne ainsi que la statistique des écarts à la surface idéale (ligne moyenne) comme les écarts quadratiques moyens - R_q ou R.M.S. -, les facteurs d'asymétrie - R_{sk} - ou d'aplatissement - R_{ku} - (Annexe 3).

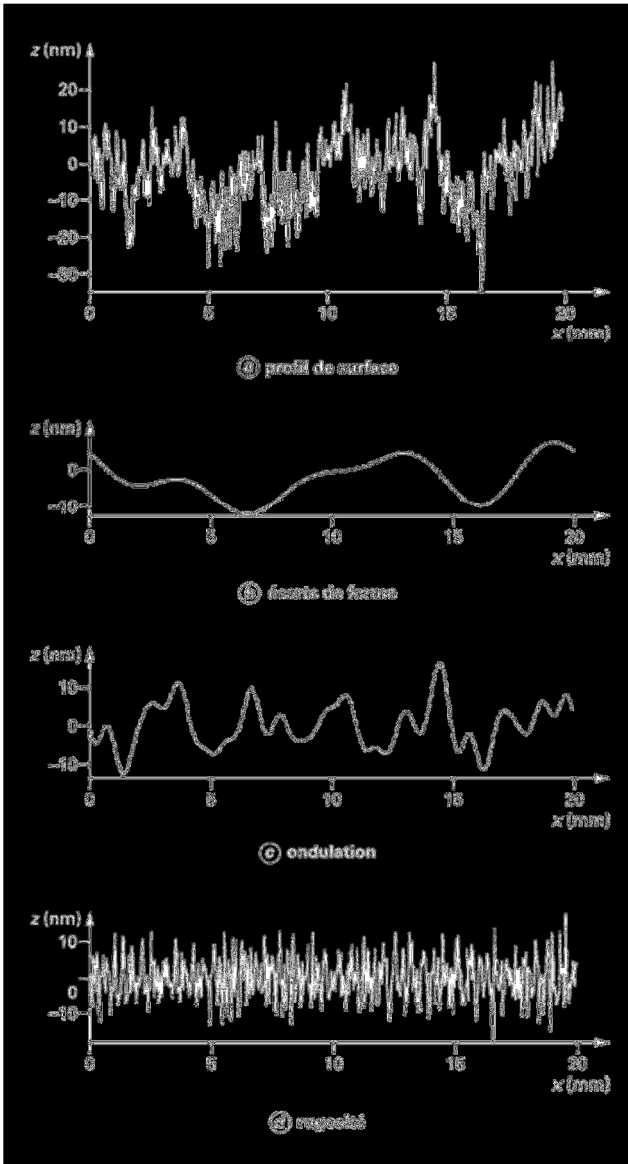


Figure 3 : Décomposition multi-échelle d'un profil : Affectation de chaque forme à son échelle caractéristique.

Le profil présente en général une succession de creux ou de saillies dont les profondeurs ou hauteurs sont réparties suivant la distribution de probabilités des altitudes $\varphi(z)$ dont les moments successifs permettent l'estimation des paramètres nommés précédemment. Les spécifications les plus courantes concernent la rugosité arithmétique moyenne Ra , et les fluctuations quadratiques moyennes de hauteur R.M.S., i.e. « Root Mean Square » (fig. 4) définis respectivement comme :

$$Ra = \frac{1}{l} \int_0^l |Z(x)| dx$$

$$RMS = \sqrt{\frac{1}{l} \int_0^l Z^2(x) dx}$$

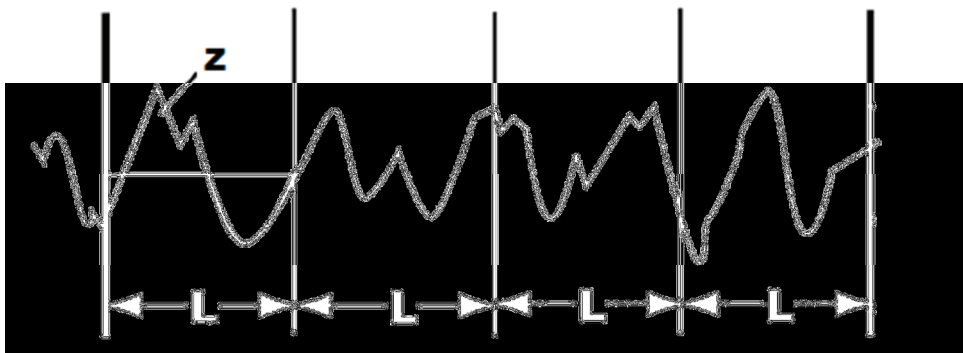


Figure 4 : A une longueur L (longueur d'évaluation) d'un profil type d'une surface sont associés plusieurs grandeurs statistiques, telle la rugosité arithmétique moyenne (en l'absence de la valeur absolue cette intégrale définirait la ligne moyenne de référence) et les fluctuations de hauteur.

Les profils aléatoires sont en général bien représentés par des distributions gaussiennes alors que les surfaces usinées peuvent présenter des écarts notables à la loi normale (Annexe 3). Ces grandeurs sont des paramètres adéquats définis selon des normes de qualité de surface, suffisantes pour capturer les caractéristiques essentielles de la morphologie de la surface. On peut éventuellement compléter (selon les besoins) ces paramètres par une étude plus détaillée de la surface en effectuant un traitement avancé des images² obtenues à l'aide d'une des techniques citées plus haut, telle que l'A.F.M..

I.3 – Tribologie de l'interface

Introduction

Les systèmes électromécaniques, qui font appel au contact glissant, sont des machines qui font intervenir nécessairement la science du frottement : la tribologie. Notre recherche d'un indicateur de qualité s'opère donc implicitement à travers la tribologie et ce qu'elle implique. Lorsque l'on parle de frottement, nous en venons forcément à énoncer la question de l'usure. L'usure, que l'on peut caractériser par la production de ce que l'on nomme le troisième corps, va directement affecter les propriétés de l'interface de contact, que ce soit mécaniquement, électriquement ou thermiquement. Ainsi, dans notre approche, nous devons considérer les effets que ce troisième corps peut jouer dans notre travail.

Le troisième corps n'est pas seul responsable des modifications des propriétés de l'interface, des éléments extérieurs peuvent venir former des couches de contaminant qui peuvent eux aussi influencer les propriétés physiques de l'interface de contact.

Nous allons donc voir à présent quelles sont les natures et les conséquences des contaminants par leur présence dans le contact.

I.3.1 Frottement et troisième corps

On cherche ici à pointer le rôle joué dans le frottement par les contaminants et plus généralement les corps interstitiels issus de l'usure des corps en interaction. Les corps interstitiels constituent un ingrédient incontournable du frottement : le contact frottant entre deux surfaces génère des débris d'usure, grains de matière de tailles variées qui vont se retrouver dans les interstices à l'interface entre les deux surfaces en action. On peut voir cet effet dans la trace

² En effectuant une transformée en ondelettes par exemple, permettant de mettre en évidence certains défauts de surface.

laissée par une craie sur un tableau, ou d'un pneu lors du freinage (fig. 5). Un problème de frottement doit donc en principe prendre en compte ces trois corps et les échanges (de matière, chaleur, etc.) qui peuvent exister entre eux.

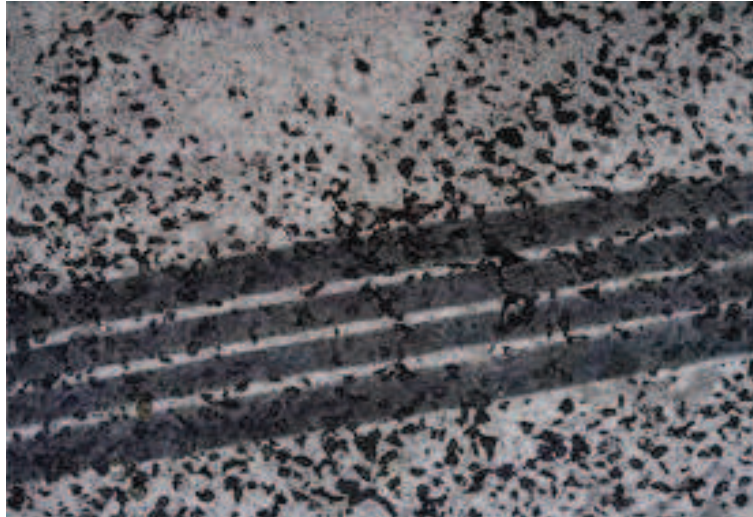


Figure 5 : Trace de Freinage, dépôt de gomme sur un substrat

Ce milieu complexe est en fait constitué d'un lit pulvérulent formé de particules micrométriques circulant dans la zone de contact, donnant ainsi lieu à un écoulement granulaire complexe de plaques planes, qui assurent la portance, et de films d'oxydes (particules nanométriques) [Eriksson 2000, Filip 2002, Bettge 2003], (fig. 6). Des travaux utilisant des simulations numériques de ces processus à l'échelle moléculaire ont montré que la présence de quelques contaminants dans l'interstice entre les deux surfaces suffit à rétablir systématiquement un coefficient de frottement non-nul, même dans le cas où les deux surfaces sont très grandes [Robbins 1999]. Les débris d'usure, étant mobiles, viennent se placer dans les interstices laissés libres entre les surfaces et contribuent à rétablir une « commensurabilité effective » des surfaces, sous la forme d'un emboîtement partiel. Ces débris viennent jouer le rôle du « grain de sable » dans les rouages. Le frottement idéal n'existe que dans des conditions très particulières, ce qui donne donc une perspective différente concernant l'origine du frottement entre surfaces, en pointant la contribution essentielle des impuretés [François 2006, Majcherczak 2006b, Ostermeyer 2005].

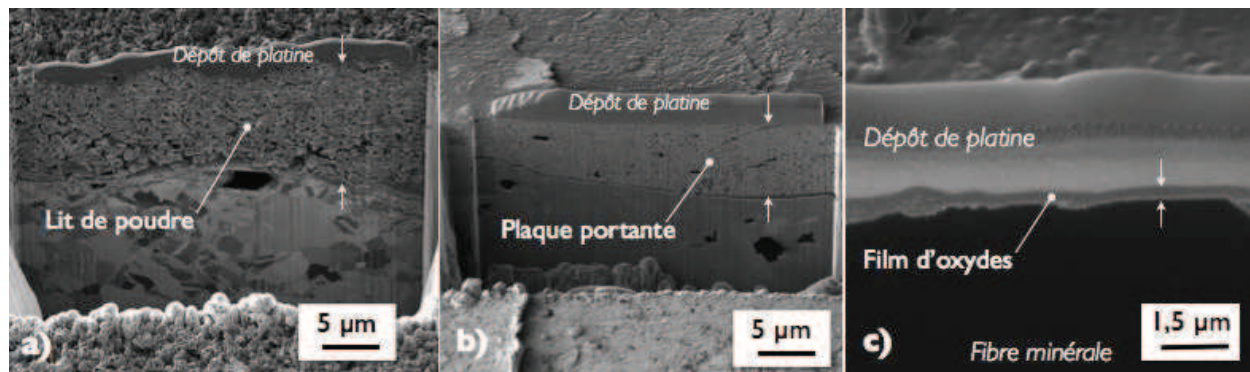


Figure 6 : Coupes FIB du troisième corps formé en surface d'une garniture en matériau composite organique. a) lit de poudre, b) plaque portante, c) film d'oxydes formé en surface d'une fibre minérale arasée [Desplanques 2008].

Par le passé, l'usure a été classiquement définie comme une perte de masse pour l'un et/ou l'autre des solides en contact. De cette approche un certain nombre de lois d'usure ont vu le jour (loi d'Archard par exemple), mais souvent valides uniquement sur les expériences qui les ont induites. Le nombre conséquent de paramètres mis en jeu dans ces lois et la présence de coefficients de calage variant d'une dizaine d'ordres de grandeur ne permettent pas d'appréhender le phénomène d'usure dans sa globalité, et encore moins de manière prédictive. Berthier proposera de considérer l'usure comme une compétition complexe entre les deux phénomènes de détachement de particules des surfaces en contact et d'éjection définitive de ces particules hors du contact. L'usure n'est plus comprise comme une perte de masse pour un matériau, mais comme une perte de masse pour le système global. Ce qui correspond à une perte de fonction pour le mécanisme puisque le troisième corps ainsi évacué ne peut plus supporter la charge et participer à l'accommodation de la vitesse relative entre les deux « premiers » corps [Fillot 2004].

Les informations fournies par les expériences étant partielles et restant souvent assez globales dans le temps et dans l'espace, le recours à la modélisation et à la simulation numérique s'avèrent nécessaires pour corréler les différentes observations et évaluer l'influence des paramètres pertinents. La modélisation de type « milieux continus », largement utilisée, se révèle elle-même insuffisante et doit être couplée à des approches locales. Parmi ces approches on peut citer celles de type « automate cellulaire » qui ont l'intérêt de pouvoir résoudre des problèmes de grande taille mais qui ont l'inconvénient d'être plus éloignées des lois physiques que les approches de dynamique du contact [Cartigny 2000]. Pour exemple, le code éléments discrets de Cundall, issu de la dynamique moléculaire, a été utilisé pour une modélisation mécanique du 3e corps [Eriksson 2001, Iordanoff 2002]. Des

travaux récents visant à modéliser les phénomènes d'interfaces du contact ont été réalisés en couplant méthode d'éléments discrets et méthode d'éléments finis, caractérisant l'aspect multi-physique et multi-échelle du contact [Haddad 2013, Haddad 2014].

I.3.2 Nature et influence des films de contamination

La composition et l'épaisseur des films de contamination varient selon le type de métal. Ainsi, les matériaux de contact communs (aluminium, cuivre ou argent) ne sont pas utilisés car sujets à l'oxydation et à la corrosion, c'est pour cela que l'or est choisi : sa grande résistance à la corrosion en fait un candidat idéal (bien que sujet à l'adsorption de fines couches d'hydrocarbures) pour être utilisé dans diverses applications de contact électrique [Tringe 2003]. Cependant, même en utilisant le meilleur matériau possible, il faut noter que la plupart des surfaces utilisées pour les applications de contact électrique sont travaillées et préparées sous certaines conditions qui peuvent laisser des résidus venant par exemple de procédés de nettoyage ou de gravure.

Outre ces résidus, les films contaminants peuvent être de plusieurs natures, ainsi nous considérons deux types principaux de films contaminants : les films physisorbés et chimisorbés [Holm 1967]. Les atomes chimisorbés sont reliés aux atomes de la surface métallique par des liaisons covalentes. Parfois à caractère ionique, ces liaisons présentent une énergie allant de 1 à 8 eV. Les films chimisorbés peuvent endurer friction et températures élevées mais ils sont rarement plus épais que 10 Å et peuvent par conséquent être facilement traversés au moyen de l'effet tunnel. Les particules physisorbées sont reliées au métal par les forces de Van Der Waals avec des faibles liaisons de l'ordre de 0,05 eV. Elles constituent la couche de contamination extérieure qui contribue le plus à la résistance parasite, et qui, de plus, peut évoluer en couche d'oxyde. Mais le film ainsi formé, d'une épaisseur de 2 à 4 nm, peut être ôté (ou à défaut pénétré) mécaniquement avec une force de contact de plusieurs centaines de micro-Newton [Holm 1967, Schimkat 1998], par échauffement du contact [Jensen 2005a] ou encore avec un fort courant électrique mais qui conduirait à dégradation du contact [Yang 2008].

Dans le cas de fonctionnement à l'air libre, sous vide, ou sous atmosphère contrôlée déjà contaminée, l'augmentation de la résistance de contact est vraisemblablement due à l'accumulation de films adsorbés (fretting), réduisant peu à peu l'aire de contact métallique réelle [Slade 1999, Vincent 2008]. Une fois que l'aire de contact est entièrement recouverte, la résistance de contact passe rapidement à la gamme du kΩ [Ke 2009]. Les brusques réductions de résistance

quelquefois observées correspondent alors à une cassure du film lors du contact, en particulier avec l'augmentation de la force appliquée [Majumder 1998, Jensen 2005a].

On retiendra donc que l'oxydation du matériau de contact ou la contamination de surface doivent à tout prix être évitées, car si dans les contacts classiques, les forces et les courants employés permettent de rompre une éventuelle contamination, ce n'est plus possible à partir d'un certain temps où dans notre cas, la bague est usée. Un film étranger dans le contact peut donner naissance à une résistance additionnelle, supérieure de plusieurs ordres de grandeur à la résistance de constriction, et qui par conséquent, contrôle la résistance mesurée [Dickrell 2005]. Il en résulte des instabilités dans la mesure de résistance, en particulier à faible force, dont la variabilité serait due à l'inhomogénéité (chimique et topographique) du film [Brown 2008, Tringe 2003]. Ainsi, la propreté de la surface de contact devient un point critique à cette échelle, expliquant l'utilisation massive de l'or comme matériau de contact. Cependant, bien que ces films réduisent et parfois même empêchent le contact métallique, des surfaces parfaitement propres ne sont par contre pas plus souhaitables, à cause de la trop forte adhésion qu'elles engendreraient [Tringe 2003].

I.3.3 Résistance électrique due au film de contamination

Connaissant la nature des films de contamination qui peuvent apparaître dans l'interface de contact, suivant les conditions d'utilisation (environnement, ...), et leur influence sur les propriétés électriques, nous devons pouvoir caractériser cette influence. Lors d'une mesure de résistance, on peut considérer que la présence d'un film de contamination correspond à une résistance supplémentaire. Si l'on considère un film d'épaisseur d et de résistivité ρ_f , la valeur de résistance R_f pour un contact d'aire apparente A_c s'exprime comme :

$$R_f = \frac{d}{A_c} \rho_f$$

Dans le cas d'un contact parfait de rayon a , la résistance de contact correspond alors à :

$$R = \frac{\rho}{2a} + \frac{d}{\pi a^2} \rho_f$$

Cette équation permet de mettre en évidence l'importance de la résistance du contaminant par rapport à la résistance de constriction ($\rho_f \gg \rho$) ainsi que de montrer l'influence de la taille du contact sur leur rapport. Cette expression sert aussi parfois à calculer la résistance électrique d'un contact dont les membres présentent un empilement de matériaux différents où le matériau de contact est le plus résistif (typiquement couche de ruthénium sur or) et endosse alors le rôle du film isolant [Ke 2009].

Si le film de contamination est assez fin (quelques Angströms) pour être perméable aux électrons au moyen de l'effet tunnel, la résistance engendrée est relativement faible : le contact est dit « quasi métallique ». D'après [Tringe 2003, Majumder 1998, Patton 2005], l'effet tunnel est le mécanisme dominant de transfert de charges pour les contacts en or que ce soit à l'air ou en environnement contrôlé. Son effet étant d'autant plus marqué que l'intensité est faible [Patton 2005]. Enfin, le contact est quasi métallique jusqu'à des forces appliquées de 20 à 60 μN . Au-delà, la conduction devient entièrement métallique [Hyman 1999].

I.4 - Éléments de mécanique du contact

Introduction

La résistance électrique de contact est déterminée par la force de contact, le courant électrique, l'environnement, mais surtout par les propriétés du matériau et celles des surfaces de contact (géométrie du contact, topographie de surface i.e. rugosité, résistivité électrique, la dureté, ...) et l'interaction mécanique entre les surfaces des solides conducteurs. Dans les parties suivantes, certains modèles de contact mécanique, de résistance électrique de contact, ou encore de déformation seront examinés afin de savoir dans quelles mesures chaque paramètre intervient sur le contact électrique.

I.4.1 Contact mécanique entre deux corps lisses

Pour des raisons de compréhension, le contact est d'abord considéré du point de vue macroscopique correspondant à l'étude du contact parfait, c'est-à-dire au cas fictif d'un contact unique entre deux éléments absolument lisses. L'aire de contact apparente (ou nominale) A_n ne dépend alors plus que de la force de contact F_c , de la géométrie des surfaces en contact et des grandeurs caractéristiques des matériaux, à savoir le module d'élasticité E , le coefficient de Poisson ν , la limite élastique R_p (ou σ_y) et la dureté H .

En mécanique, lorsque l'on parle de déformation, on doit faire la distinction entre deux régimes qui se succèdent ayant des propriétés différentes. De la nature de ces deux régimes dépendra la nature du contact, et par conséquent ses propriétés mécaniques et ses propriétés électriques : la résistance électrique dépend directement de l'interaction mécanique entre les surfaces des solides conducteurs, la morphologie du contact conditionnant le passage du flux du courant électrique. Cette morphologie, dont nous reparlerons plus tard, dépend avant tout de la force appliquée, des propriétés mécaniques et de la microstructure (rugosité) des surfaces en regard.

I.4.1.1 Régime de déformation élastique

Les formules de Hertz [Johnson 1989, Féchant 2003] s'appliquent pour des déformations purement élastiques, dans le cas du contact de type sphère/sphère, sphère/plan et cylindres parallèles ou croisés perpendiculaires entre deux métaux.

Le problème est considéré comme hertzien s'il respecte les hypothèses suivantes :

- Les matériaux sont homogènes et isotropes.
- Les déformations restent faibles.
- Il n'y a pas de frottement entre les surfaces (absence de forces tangentielles).
- Le rayon de l'aire de contact est bien inférieur aux rayons de courbure.

Afin de réduire le problème au cas du contact entre une sphère et un plan rigide, le module d'Young et le rayon de courbure combinés (ou réduits) sont définis respectivement par :

$$\frac{1}{E'} = \frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2}$$

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$$

Où les indices 1 et 2 sont la désignation des deux éléments en contact.

Dans le cas d'un contact soumis à une force F_c , la théorie de Hertz donne alors les expressions des différentes grandeurs pertinentes :

- Le rayon de l'aire de contact : $a_e = \left(\frac{3 R}{4 E'}\right)^{1/3} F_c^{1/3}$
- L'écrasement élastique : $\delta_e = \frac{a_e^2}{R}$
- La Pression de contact : $\bar{p}_e = \frac{F_c}{\pi a_e^2} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{4 E'}{3 R}\right)^{2/3} F_c^{1/3}$

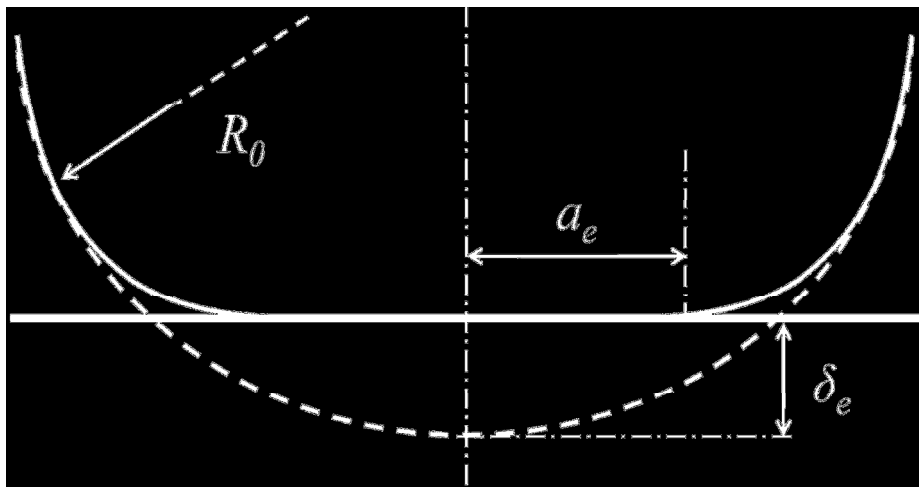


Figure 7 : Représentation du contact de Hertz entre une sphère lisse et un plan rigide. On notera que la déformation est exagérée pour des soucis de visibilité, le rapport $\delta_e/a_e = a_e/R$ est en réalité inférieur à 10^{-3} pour les métaux en déformation élastique [Féchant 2003]

I.4.1.2 Régime de déformation élasto-plastique

Avec l'augmentation de la force de contact, une déformation élasto-plastique a lieu, à l'endroit où les contraintes principales satisfont au critère de Tresca, qui limite la différence maximale des contraintes à la limite élastique R_p [Féchant 2003]. Dans ces conditions [Johnson 1989, Holm 1967], l'expression de la force limite d'entrée en régime élasto-plastique s'exprime comme :

$$(F_c)_{ep} \approx 0,8R^2 \left(\frac{1 - \nu^2}{E}\right)^2 H^3$$

et

$$\bar{p}_e \approx 0,36H$$

Enfin, la transition s'achève quand la force de contact atteint cinq fois la valeur de la force de contact de transition [Johnson 1989] soit :

$$(F_c)_p \approx 4R^2 \left(\frac{1 - \nu^2}{E} \right)^2 H^3$$

I.4.1.3 Régime de déformation plastique

En régime plastique, la pression moyenne est égale à la dureté (au sens de Meyer³) et les propriétés élastiques du métal de même que la géométrie des pièces en contact n'interviennent plus. Le rayon de la section de contact s'exprime alors :

$$a_p = \left(\frac{F_c}{\pi \xi H} \right)^{1/2}$$

Où ξ est un facteur empirique habituellement compris entre 0,3 et 0,7 ayant pour but de tenir compte de la dureté réelle [Féchant 2003].

I.4.2 Contact mécanique entre surfaces rugueuses

Les techniques de dépôt de film mince utilisées dans la préparation des surfaces des fils et des bagues des systèmes électromécaniques permettent de minimiser la rugosité des surfaces en contact. Cependant, celles-ci pouvant être parfaitement lisses à l'échelle macroscopique, restent tout de même rugueuses à l'échelle nanométrique. De plus, comme les forces appliquées dans ces dispositifs sont très faibles (\sim mN), il reste donc quelques aspérités disponible pour interagir (Fig. 15). L'aire de contact réelle ne représente dans ce cas plus qu'une petite fraction de l'aire de contact apparente. Le nombre et la taille de ces nano-contacts dépendent encore des mêmes facteurs que pour le contact parfait mais aussi et surtout de la rugosité des matériaux.

³ Essai de dureté de Meyer : Le pénétrateur est identique au pénétrateur de la dureté Brinell, avec de manière générale le même duromètre et les mêmes principes que la dureté Brinell [Wiki1].

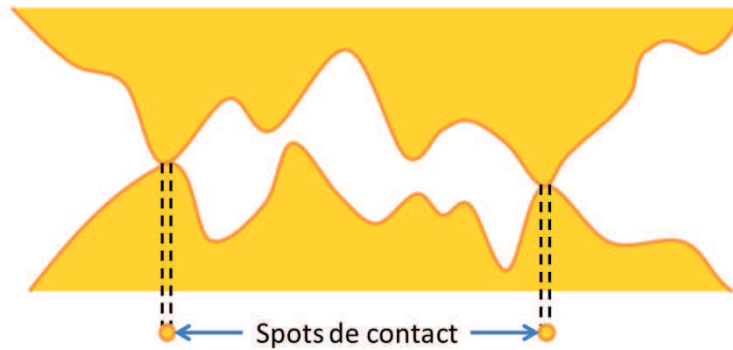


Figure 8 : Vue en coupe schématique du contact réel entre deux surfaces rugueuses. L'ensemble des spots de contact constitue l'aire de contact réel.

I.4.2.1 Modèle statistique multi-aspérités

De nombreux auteurs ont tenté de modéliser le comportement du contact entre surfaces rugueuses. Parmi eux, Greenwood et Williamson, où leurs travaux [G&W 1966] ont abouti à la présentation d'une modélisation statistique (ou plutôt probabiliste) du contact rugueux. Les surfaces considérées comportent un grand nombre d'aspérités, supposées sphériques à leur sommet et n'interagissant pas entre elles. La distribution en hauteur des sommets est le paramètre clé du modèle : elle permet, pour une séparation entre les surfaces en regard donnée d , d'estimer la probabilité qu'une aspérité d'être en contact. Partant de ce principe, beaucoup de publications ont apporté leur contribution en modélisant la transition élastique-plastique [Chang 1987, Zhao 2000, Jackson 2006, Abdo 2005], l'adhésion [Sahoo 2005a], les interactions entre aspérités [Sahoo 2005b], la friction [Abdo 2006, Myshkin 2009], en modifiant la géométrie du contact [G&T 1967, G&T 1971] ou encore en confirmant des hypothèses simplificatrices du modèle [Hisakado 1974, G&Wu 2001, McCool 1986].

Suite à ses travaux sur la modélisation statistique, Greenwood considère que dans le cas du contact sphère/plan, l'influence de la rugosité de surface est principalement déterminée par un seul paramètre sans dimension α [Greenwood 1984], tel que :

$$\alpha = \frac{\sigma_S}{\delta_e} = \frac{\sigma_S R}{a_e^2}$$

où δ_e et a_e sont respectivement l'enfoncement et le rayon de la zone de contact élastique obtenus grâce la théorie de Hertz. σ_S reste la seule donnée relative à la rugosité, elle représente l'écart-type quadratique moyen des distributions en hauteur des sommets. Pour des faibles valeurs de α (inférieures à 0,05), la déformation des aspérités est faible comparée à la déformation apparente. L'écart

par rapport à l'application directe des formules de Hertz est inférieur à 7 %. A l'opposé, si α est grand, l'influence des aspérités est significative : la pression de contact est réduite en amplitude mais étalée sur une surface plus large. Ce paramètre a été introduit dans un souci de simplification, pour prendre en compte l'influence de la rugosité à l'échelle macroscopique. La validation expérimentale fait d'ailleurs intervenir des billes de cuivre de 13 mm de rayon.

I.4.2.2 Autres approches de modélisation du contact mécanique

Une autre approche analytique (ou semi-analytique) très utilisée consiste à considérer que la rugosité des surfaces peut être décrite comme fractale (auto-similaire) ou auto-affine [Brown 2008, Kogut 2006, Majumder 1998]. C'est-à-dire que la surface rugueuse est constituée d'aspérités, elles-mêmes surmontées d'aspérités plus petites, et ainsi de suite. Cette modélisation proposée par Archard [Archard 1957] permet d'avoir une approche multi-échelles du contact. Une topographie réaliste de surface 3D multi-échelles peut être obtenue par l'utilisation d'une fonction de Weierstrass-Mandelbrot [Rezvanian 2006]. Or, en réalité, toutes les surfaces ne vérifient pas ce caractère et de fait, le modèle n'est pas toujours applicable.

Avec l'amélioration constante des performances de calcul informatique, les approches numériques deviennent de plus en plus employées [Buczowski 2009, Brot 2008, Etsion 2005, Kogut 2003]. La méthode des éléments finis (M.E.F.) peut être aujourd'hui utilisée pour étudier le contact rugueux en trois dimensions avec la rugosité réelle des surfaces. Il est en effet possible d'importer directement la topographie de surface obtenue par A.F.M. [Pennec 2009]. La MEF permet en plus de considérer l'interaction entre aspérités, de prendre en compte la déformation volumique ou encore les couplages multi-physiques. À une échelle encore plus fine (nanométrique), les simulations dynamiques moléculaires (M.D.) constituent un outil puissant pour étudier en particulier l'adhésion et la formation de défauts [Fortini 2008]. La méthode par élément discret (M.E.D.), qui prend en compte aussi les couplages multi-physique, peut aussi être utilisée pour simuler les différents phénomènes liés à l'usure, et à la présence d'éléments contaminants dans l'interface. [Eriksson 2001, Iordanoff 2002, Haddad 2013].

Conclusion

Etant donné que seules les aspérités les plus élevées entrent en contact, les contraintes correspondantes sont bien au-delà de la limite élastique du matériau de contact. Il en résulte un écoulement plastique sur les premiers contacts. Mais ceci

ne peut être répété à l'infini : la géométrie du contact va donc changer graduellement jusqu'à ce que le contact élastique devienne possible [Johnson, 1989, Adams and Nosonovsky, 2000]. Or, les caractérisations de surface utilisées pour la modélisation du contact sont généralement obtenues avant le contact et ne correspondent plus à celles au cours du cyclage. C'est pourquoi, afin de faciliter la modélisation du contact, cette étude portera sur une modélisation statistique de l'interface multi-contact.

I.5 - Résistance électrique des contacts

Introduction

Ayant défini les modalités mécaniques du contact, nous pouvons à présent considérer l'aspect électrique. En effet, les considérations faites par Holm sur le contact impliquent directement un lien entre la mécanique du contact et les propriétés électriques de celui-ci. Le principal critère de qualité d'un contact électrique est la résistance qu'il introduit dans le circuit. Celle-ci dépend directement de la morphologie du contact, en particulier de la taille et du nombre de spots de contact réel.

De la même manière que pour l'étude mécanique du contact, le cas fictif du contact parfait entre deux éléments lisses et totalement conducteurs à l'interface sera d'abord présenté pour déterminer quelles sont les caractéristiques des matériaux qui interviennent. Après avoir rappelé la notion de résistance de constriction, nous verrons deux modèles de l'interface multi-contacts, celui de Holm dans un premier temps, puis celui de Greenwood dans un second temps.

I.5.1 Résistance de constriction

Il s'agit de la résistance électrique due à la striction de contact. Elle peut être considérée comme une résistance supplémentaire s'ajoutant à celle d'un contact qui conduirait intégralement par sa surface apparente, sans aucune constriction des lignes de courant. Elle est souvent appelée résistance de contact par abus de langage (aidée par la dénomination commune R_c) mais elle est pourtant localisée dans un volume fini (bien que très petit) à l'intérieur des membres de contact et non pas sur la surface de contact [Holm 1967].

Avant de pouvoir la quantifier, il est d'abord nécessaire de définir ce qu'est un « tube de courant ». Il s'agit d'un ensemble dont les parois latérales ne dissipent aucune énergie thermique et constitué d'un milieu conducteur supposé homogène, de résistivité uniformément constante (ρ) à la température ambiante T_0 , où l'entrée et

la sortie de courant se font par deux surfaces d'extrémités S_0 et S_0' sur lesquelles le potentiel électrique est déterminé [Féchant 2003]. La résistance apparente, sans striction, est alors définie par :

$$V(S_0) - V(S_0') = R_0 I$$

L'ajout d'un plan isolant percé en son centre va provoquer l'apparition d'une région de constriction des lignes de courant comme on le voit sur la figure 8.

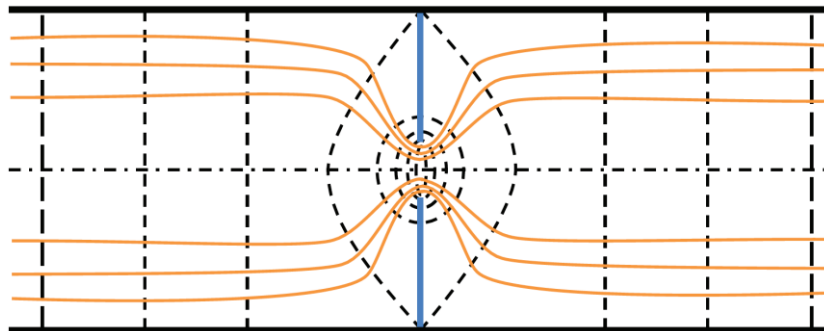


Figure 9 : Représentation de l'étranglement des lignes de courant, responsable de la résistance de constriction [Holm 1967]

Le gradient de potentiel à l'intérieur de la région de constriction est bien plus important qu'en dehors : la résistance du matériau au sens commun est négligeable par rapport à la résistance de constriction. Holm distingue deux cas, la constriction longue où la constriction est petite devant les dimensions du tube de courant, et la constriction courte où la constriction est du même ordre de grandeur que la section de striction dans laquelle la résistance commune du matériau n'est plus négligeable [Holm 1967].

Le modèle le plus utilisé pour calculer la résistance de constriction est le modèle ellipsoïdal, qui provient de la forme de la striction : une ellipse plane, de demi-axe α pour x et β pour y , faisant communiquer deux volumes semi infinis séparés par un plan isolant. Par analogie avec un problème d'électrostatique résolu par Maxwell [Maxwell 1873], Holm définit la résistance électrique liée au passage entre les deux électrodes en fonction de la capacité C de l'ellipsoïde. Or, considérant les surfaces équipotentielles dans les membres du contact comme des surfaces conductrices circulaires ($\alpha=\beta=a$), on peut exprimer notre résistance de constriction sous une autre forme [Poulain 1996], qui une fois mis dans les

conditions de constriction longue, nous permet de retomber sur l'expression définie par Holm :

$$R_c = \frac{\rho}{2a}$$

Ou encore pour deux matériaux de nature différente en interface :

$$R_c = \frac{\rho_1 + \rho_2}{4a}$$

Cette formule peut être appelée résistance de Maxwell R_M ou de Holm R_H . Elle est couramment employée dès qu'il s'agit de donner une valeur de résistance de contact électrique. On notera par ailleurs, que la densité de courant le long du rayon de contact est donnée par :

$$J(r) = \frac{I}{2\pi a} \frac{1}{\sqrt{a^2 - r^2}}$$

Elle révèle que la densité de courant est plus importante sur les bords du contact. Son intégration montre que seulement la moitié du courant s'écoule à travers le disque de diamètre $0,866a$.

Notons que dans la réalité, trois mécanismes de transport électronique peuvent intervenir dans un contact élémentaire [Slade 1999]. Si le libre parcours moyen des électrons est bien inférieur au rayon du contact réel, le transport est diffusif et il y a constriction des lignes de courant. Le transport est balistique lorsque le libre parcours moyen des électrons est très supérieur au rayon de contact réel. Ainsi, on comprend que aussi bien la nature du matériau que la surface des aspérités mis en interaction lors du contact glissant, seront déterminants dans l'évaluation de la résistance électrique globale de l'interface.

I.5.2 Résistance d'un contact multi-strictions

Il est désormais acquis qu'à l'échelle microscopique, le contact réel correspond en fait à un ensemble de spots de contacts. Les modèles présentés dans la suite devraient permettre de comprendre dans quelle mesure leur répartition et leurs tailles vont influencer la valeur de résistance de contact.

1.5.2.1 Le modèle de Holm

Pour apprécier l'effet des microstrictions, Holm définit une configuration simple du contact : soit n spots circulaires de rayon a , régulièrement répartis sur la surface apparente de rayon r , avec une distance de $2l$ entre les centres voisins. Ils sont donc recouverts de demi-ellipsoïdes avec $\alpha = \beta = a$, dont les bases circulaires se touchent (fig. 9). De plus, ils sont proches les uns des autres de manière à ce que les lignes de constriction du flux des différents spots se dévient mutuellement, d'où l'équation suivante pour évaluer la résistance de constriction dans un membre du contact :

$$R_c(n, a, l) = \frac{\rho}{2\pi na} \arctan\left(\frac{\sqrt{l^2 - a^2}}{a}\right) - 0,6\rho \frac{\sqrt{l^2 - a^2}}{\pi r^2}$$

Le coefficient 0,6 est choisi pour que R_c tende vers 0 quand la distance l tend vers a (le deuxième terme correspondant à R_0). Cette équation reste approchée car le courant n'est pas uniformément distribué parmi les spots : ceux situés sur le bord de la zone de contact apparente sont favorisés. La résistance de constriction totale dans un membre du contact est donc :

$$R_c(n, a, l) = \frac{\rho}{2\pi na} \arctan\left(\frac{\sqrt{l^2 - a^2}}{a}\right) - 0,6\rho \frac{\sqrt{l^2 - a^2}}{\pi r^2} + \frac{\rho}{4r}$$

La résistance R_0 correspondant au contact global est ici négligeable. Enfin, si les microstrictions sont suffisamment éloignées les unes des autres ($a \ll l$), la résistance de contact pourra être approchée par :

$$(R_c)_H = \frac{\rho}{2na} + \frac{\rho}{2r}$$

Le premier terme correspond aux n microstrictions en parallèle et le second à la macrostriction en milieu semi-infini. Cette formule permet aussi de voir l'effet de la dispersion des spots de contact.

Une étude plus poussée du phénomène en fonction du rapport l/a est exposée dans [Holm 1967] avec en particulier la manière dont la résistance de constriction reliée à une aire apparente fixée est augmentée par la rugosité. On retiendra que la surface conductrice peut être notablement réduite par rapport à la surface mécanique de contact sans pour autant que la résistance de contact en soit

beaucoup augmentée. Le problème inverse (spots isolants et aire de contact conductrice) est aussi considéré. Il correspond par exemple à la présence de particules de contamination isolantes sur la surface de contact. Si $l/a > 4$, elles auront une influence négligeable sur la résistance de constriction.

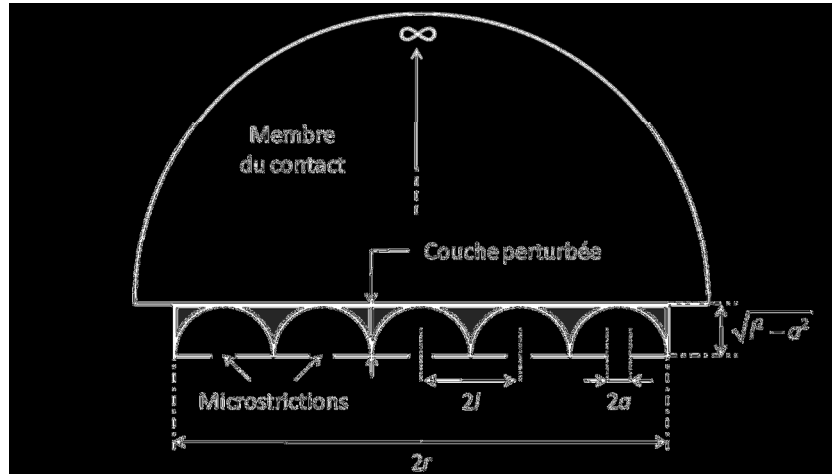


Figure 10 : Représentation du contact rugueux selon le modèle de Holm

I.5.2.2 Le Modèle de Greenwood

Le modèle de Greenwood [Greenwood 1966] est une généralisation du précédent. Ainsi, les n microstrictions présentent maintenant des aires distinctes et ne sont plus réparties de façon homogène : le spot i de rayon a_i est situé à une distance d_{ij} du spot j de rayon a_j . La résistance obtenue devient [Féchant 2003] :

$$(R_c)_G = \frac{\rho}{2 \sum a_i} + \frac{\rho}{\pi} \frac{1}{(\sum a_i)^2} \sum_{i \neq j} \sum \frac{a_i a_j}{d_{ij}}$$

Soit, en remplaçant dans chaque terme les rayons individuels par leur valeur moyenne \bar{a} :

$$(R_c)_G = \frac{\rho}{2n\bar{a}} + \frac{\rho}{\pi n^2} \sum_{i \neq j} \sum \frac{1}{d_{ij}}$$

En considérant les spots uniformément répartis ($d_{ij} = l$) pour correspondre au modèle de Holm, Greenwood montre que lorsque l/a est élevé, la résistance des strictions en parallèle devient prépondérante devant celle d'interaction. A l'inverse, lorsque le rapport est faible, la résistance totale se réduit, ce qui est essentiellement dû à la réduction du terme de résistance parallèle, la résistance d'interaction (largement majoritaire) ne diminuant que légèrement.

Quand la striction ne peut plus être considérée comme longue, par exemple si le rayon du tube de courant est inférieur à vingt fois celui de la striction, le modèle de la tige cylindrique [Cooper 1969] peut s'appliquer :

$$R_c = \frac{\rho}{2a} \left(1 - \frac{a}{R}\right)^{3/2}$$

A cette valeur de résistance de constriction, il ne faut pas oublier de rajouter la résistance commune de la tige de longueur L sans striction : $R = \rho L/S$.

I.5.2.3 Modélisations du contact électrique rugueux

Les modèles précédents ont permis de mettre en évidence quelques effets intéressants de la répartition des spots de contact sur la résistance mesurée. Ils sont néanmoins très difficilement applicables au cas réel où cette dernière est imposée par la topographie des surfaces. Un premier exemple concret est présenté dans [G&W 1966]. Chaque spot de contact identifié par application du modèle mécanique statistique du contact rugueux correspond à une résistance de constriction estimée par l'équation. D'après les hypothèses de ce modèle, les aspérités n'interagissent pas entre elles, cette formule est donc applicable (striction longue). L'intégration de leur conductance sur l'aire nominale de contact permet d'obtenir la résistance électrique du contact.

L'analyse de Mikic [Mikic 1974], bien que portant sur la conductance thermique de contact, peut aussi être appliquée à l'étude électrique par analogie thermique - électrique étant donné que les deux phénomènes obéissent aux mêmes lois en régime stationnaire. Elle concerne un autre modèle de contact rugueux où la rugosité intervient par l'intermédiaire d'un relevé profilométrique des surfaces. Les expressions obtenues de conductance en fonction de la pression nominale mettent en évidence une évolution proche de la simple proportion quel que soit le régime de déformation [Féchant 2003]. En réalité, tous les modèles de contact mécaniques sont applicables pour calculer la résistance électrique d'un contact rugueux : il suffit d'employer le modèle de résistance adéquat pour chaque spot de contact [Ciavarella 2006, Wilson 2008, Wilson 2010].

La résistance de contact fait donc intervenir la résistance de constriction macroscopique du contact apparent, mais aussi toutes celles microscopiques engendrées par les contacts entre aspérités. L'analyse électrique repose sur les

résultats de l'analyse mécanique pour calculer les résistances électriques micro et macro : à chaque spot de contact est associée une résistance de constriction. Une des hypothèses du modèle mécanique impose que les aspérités n'interagissent pas entre elles, il en est de même pour l'aspect électrique. Le cas des constrictiones longues peut ainsi être localement considéré et les conductances correspondantes intégrées sur la surface apparente de contact. Celles-ci sont par ailleurs calculées à l'aide du modèle approché de Nikolic [Nikolic 1999].

I.5.2.4 Couplage mécanique-électrique

Après avoir abordé l'aspect mécanique puis électrique du contact, nous devons établir une corrélation quantitative entre les propriétés des matériaux, les paramètres de test et les résistances électriques de contact mesurées. Un moyen d'y parvenir est de coupler un modèle mécanique de contact rugueux avec un modèle de conduction électrique, et de comparer les différentes combinaisons obtenues à l'expérience. Mais ce processus n'est hélas pas trivial. Ainsi, il est courant de considérer les contacts macroscopiques comme parfaits et d'encadrer la valeur de résistance électrique selon le mode de déformation : élastique ou plastique.

L'association des formules concernant la résistance de constriction et le rayon de l'aire de contact élastique d'une aspérité nous permet dans un premier temps d'établir la relation :

$$R_c = \frac{\rho}{2} \left(\frac{4 E' F_c}{3 R_0} \right)^{-1/3}$$

tandis que pour des forces de contact comprises entre 0,1 et 100 Newtons, Holm préconise plutôt d'appliquer la formule empirique suivante :

$$R_c = \frac{\rho}{2} \sqrt{\frac{H}{F}}$$

Bien que le contact dans notre contexte de système bague/fil soit de l'ordre du macroscopique, étant donné que seules de faibles forces sont appliquées (~mN), l'aire de contact réel n'est qu'une faible fraction de l'aire apparente. Elle se compose de points de contact de taille très réduite pouvant, sous certaine condition, être comparable à celle du libre parcours moyen des électrons (38 nm pour l'or à température ambiante). La formule la mieux adaptée pour calculer la

résistance causée par un de ces spots serait la formule de Wexler, approchée par Nikolic [Duvivier 2012, Sharvin 1965, Wexler 1966, Nikolic 1999] :

$$R_N = \frac{4\rho K}{3\pi a} + \left(\frac{1 + 0,83K}{1 + 1,33K} \right) \frac{\rho}{2a}$$

Soit :

$$R_N = R_c \left(\frac{8K}{3\pi} + \frac{1 + 0,83K}{1 + 1,33K} \right)$$

avec K, le nombre de Knudsen⁴ : $K=l/a$

Cette formule implique toujours que l'augmentation du rayon de contact réduise la valeur de la résistance correspondante, mais comme le contact se produit en plusieurs points, la valeur totale de la résistance est maintenant comprise entre deux limites. Dans les deux cas, la diminution de R_c est provoquée par une augmentation du nombre ou du rayon des spots de contact unitaire [Rezvanian 2007]. Le but est de pouvoir prendre en compte dans une modélisation, la rugosité réelle des surfaces ainsi que les autres contributions à la résistance. Cependant, suivant les dimensions du contact, tous les paramètres n'interviennent pas dans les mêmes mesures.

A défaut de pouvoir proposer une modélisation unique du contact, plusieurs pistes sont évoquées, certaines s'appliquant plus au contact macroscopique réalisé grâce à la balance de précision, les autres au contact microscopique obtenu au nano-indenteur instrumenté pour la mesure électrique.

Conclusion

Bien souvent, la résistance électrique mesurée pour un contact rugueux réalisé entre conducteurs comme c'est le cas dans notre application, ne correspond pas véritablement à la résistance de contact à proprement dit : cette dernière, qui doit prendre en compte l'ensemble des spots conducteurs, peut être masquée par les effets de films minces conducteurs ou d'une éventuelle contamination. Si les risques de contamination nécessitent de prendre des précautions quant à

⁴ Ce nombre peut être vu comme le rapport du temps de relaxation des porteurs par une durée d'intérêt physique pour le système considéré. Ou encore, comme le rapport du Libre parcours moyen des porteurs par une échelle spatiale d'intérêt physique [Wiki2]

l'environnement de fonctionnement, les lubrifiants peuvent constituer une valeur limite inférieure de résistance.

On notera que dans le cadre d'une mesure de résistance de contact, il est possible d'identifier au moins trois contributions à la résistance de contact totale mesurée par la méthode 4 fils : la résistance d'interface - i.e. la combinaison des résistances de constriction des spots de contact - , la résistance de tassement des lignes de courant (crowding) perpendiculaire au plan du film [Allen 1991, Lavers 2002] et la résistance d'étalement (spreading) dans le plan du film qui est présente même dans le cas d'une mesure 4 fils [Finetti 1984]. Les deux premières contributions correspondent à la résistance de contact intrinsèque. La troisième contribution, due à la propagation du courant dans le film mince, représente en quelque sorte une résistance limite (à forte force), car indépendante de la résistance de contact. Elle est parfois considérée à tort comme provenant d'un film de contamination. En pratique, sa valeur correspond souvent à la somme de ces deux phénomènes. Un premier exemple concret est présenté dans la publication de Greenwood et Williamson de 1966 [G&W 1966].

I.6 – Approche statistique du contact rugueux

Introduction

Si le contact réel ne se produit effectivement qu'au niveau de contacts microscopiques, qui ne représentent qu'une faible fraction de l'aire de contact apparente, la dimension de cette dernière, où sont distribués les microcontacts, résulte de la courbure des corps en contacts.

Les principales publications relatives à la modélisation statistique du contact mécanique rugueux partent du modèle original de Greenwood & Williamson [G&W 1966]. Ce modèle a été amélioré au fil du temps par de nombreuses contributions, tout en gardant le même principe : lorsque les deux membres du contact sont pressés l'un contre l'autre, seulement quelques points sont en contact. Avec l'augmentation de la force appliquée, ils s'étendent à de petites aires tandis que de nouveaux points apparaissent simultanément. L'aire de contact réel est donc bien inférieure à celle attendue et la répartition des spots de contacts dépend directement de la répartition en hauteur des aspérités.

I.6.1 Contact entre une surface rugueuse et une surface rigide parfaitement lisse

Le modèle présenté considère le contact entre un plan lisse rigide et une surface rugueuse répondant aux hypothèses suivantes [Cornet 2008]:

- La surface rugueuse comporte un grand nombre d'aspérités n'interagissant pas entre elles.
- La répartition des aspérités est isotrope.
- Les aspérités sont supposées sphériques au voisinage de leur sommet, et dotées du même rayon de courbure R .
- La hauteur des sommets par rapport à leur plan moyen suit une fonction de distribution de probabilité $\varphi(z)$, le plus souvent gaussienne (ou exponentielle), où σ est l'écart type de cette distribution⁵ :

$$\varphi(z) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(z - \bar{z})^2}{\sigma^2}\right)$$

Il est important de ne pas confondre distribution en hauteur des sommets et distribution en hauteur de la surface obtenue par simple relevé profilométrique. S'il existe des relations permettant de passer de l'une à l'autre [McCool 1986], elles sont aujourd'hui décrites et constituent les principales critiques au modèle [G&Wu 2001].

Grâce à la relation précédente, on peut déterminer la probabilité qu'une aspérité soit en contact avec le plan lisse :

$$P(z > d) = \int_d^{+\infty} \Phi(z) dz$$

où d est la séparation entre le plan lisse et le plan moyen des sommets.

Pour N aspérités, il y aura donc n contacts tels que :

$$n = N \int_d^{+\infty} \Phi(z) dz$$

⁵ On notera que si \bar{z} est ramené à 0, alors σ est le R.M.S. [Cornet 2008]

Sont ensuite définis :

- L'interférence : $w = z - d$
- L'aire de contact pour une aspérité : $a_0(w)$
- La force exercée sur une aspérité en contact : $F_0(w)$

D'où l'on déduit :

- L'aire de contact réel :

$$A(d) = \eta A_N \int_d^{+\infty} a_0(w) \Phi(z) dz$$

- La force de contact totale :

$$F(d) = \eta A_N \int_d^{+\infty} F_0(w) \Phi(z) dz$$

avec, η la densité d'aspérité et A_N l'aire nominale du contact. On notera $N = \eta A_N$. On prendra soin de noter que les expressions de $a_0(w)$ et $F_0(w)$ dépendent directement du régime de déformation.

➤ Pour le régime plastique, nous avons :

$$a_0 = \pi R w$$

$$F_0 = \frac{4}{3} \pi E' R^{1/2} w^{3/2}$$

Ces relations restent valides tant que w est inférieur à l'interférence critique w_c , définie par [Chang 1987] :

$$w_c = \left(\frac{\pi K H}{2 E'} \right)^2 R$$

où H est la dureté du matériau le plus mou et K le facteur de dureté donné par la relation suivante :

$$K = 0,41 \nu + 0,454$$

➤ Pour le régime plastique nous avons :

$$a_0 = 2\pi R w$$

$$F_0 = 2\pi R w H$$

Abbott et Firestone ont développé le modèle le plus largement utilisé pour un contact entièrement plastique : dans le cas d'un contact rugueux/lisse, les aspérités sont aplaties sur la surface lisse sans aucun changement de forme des parties non en contact. Ainsi rapprocher les surfaces d'une distance d , revient à tronquer la partie supérieure de la surface rugueuse de cette hauteur au-dessus du plan moyen [Jackson 2006]. Le modèle fait l'hypothèse que la force est assez importante et appliquée suffisamment longtemps pour que le fluage des aspérités soit stabilisé. Il est valable pour $w > w_c$ même si la troncature n'est pas vraiment réaliste, en particulier pour l'or au coefficient de Poisson élevé. Le modèle de Pullen et Williamson [Pullen 1972] tient compte de la conservation du volume pendant la déformation plastique par une montée supposée uniforme de la surface non en contact. Mais il n'est applicable que lorsque le contact est soumis à de très fortes charges et se déforme entièrement plastiquement.

D'une manière générale, les différents modèles montrent que lorsque la force de contact augmente, de nouveaux points de contact apparaissent de manière à maintenir constante la pression moyenne. La force intervient ainsi avec un exposant 0,9 (1 si la distribution est exponentielle) et tout se passe comme si le métal avait une « dureté élastique » puisque l'aire de contact réel est quasiment proportionnelle à la force appliquée. La nature élastique ou plastique du contact est donc plus déterminée par les propriétés des surfaces et très peu par la force exercée, les faibles rayons de courbure des aspérités facilitant par exemple le passage à la déformation plastique. L'introduction de l'indice de plasticité ψ permet de tenir compte de ce phénomène :

$$\psi = \frac{E'}{H} \sqrt{\frac{\sigma_{RMS}}{R}}$$

la déformation est majoritairement élastique si ψ est faible ($< 0,6$) et majoritairement plastique si ψ est élevé (> 1) [Cornet 2008].

I.6.2 Contact entre deux plans rugueux

Bien souvent, lorsqu'il est fait appel à la modélisation statistique, au lieu de considérer les deux surfaces rugueuses, on simplifie l'approche pour se restreindre au cas d'un contact entre une surface rugueuse équivalente et une surface rigide parfaitement lisse. La rugosité de la surface équivalente étant alors définie par l'écart-type quadratique moyen des distributions σ et le rayon de courbure combiné des aspérités R , tels que :

$$\sigma^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2$$

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$$

Or, ce raisonnement revient à considérer que lorsque deux surfaces rugueuses sont en vis-à-vis, les contacts ne peuvent avoir lieu qu'entre sommets d'aspérités. En toute rigueur, si le contact rugueux/rugueux est considéré, il est nécessaire d'étudier le contact d'une aspérité sur « l'épaule » d'une autre et ensuite d'évaluer les probabilités des différents degrés de désalignement pour obtenir l'évènement unitaire moyen. Ceci est pris en compte par le modèle de Greenwood et Tripp [G&T 1971].

Conclusion

En pratique, les résultats obtenus sont indiscernables dans les deux cas, tant que les distributions sont normales [G&T 1971]. La seule différence notable concerne la séparation adimensionnée entre les surfaces, plus importante dans le cas équivalent. Mais quel que soit le régime de déformation, l'évolution de l'aire de contact en fonction de la pression nominale reste la même et seule la prise en compte des hauteurs combinée importe. Cette conclusion a été vérifiée par simulation en éléments finis 2D [Pennec 2009] et permet ainsi de grandement simplifier les calculs.

I.7 – Bruits

Introduction

Maintenant que nous pouvons modéliser le contact du point de vue mécanique et électrique à travers des éléments statistiques nous allons pouvoir nous pencher sur les effets d'un contact glissant. Dans l'interface glissante, la résistance de contact est induite par le nombre d'aspérités en contact et la surface générée entre celles-ci. Lors du glissement il est évident que le nombre et la qualité de ces

contacts entre aspérités va fluctuer, entraînant des variations de résistance, et donc un bruit. La notion de bruit est donc une notion primordiale dans notre recherche d'un indice de qualité de contact. Afin de développer notre approche, nous devons nous familiariser avec les sources de bruits électriques qui peuvent être présentes dans notre application du contact fil/bague.

Le bruit électrique se définit comme la variation de courant qui interfère avec les oscillations d'un signal désiré, par exemple la réponse sonore dans un microphone, ou avec les ondes radio dans un récepteur radio. A l'heure actuelle, nous pouvons citer 5 types de bruit électrique : le bruit thermique, le bruit de tir (libération spontanée d'électron), le bruit de modulation (pour les semi-conducteurs), le bruit de tremblement de contact (lié aux déformations), le bruit d'interruption de courant [Holm 1967]. Nous allons passer en revue les bruits qui sont pour nous les plus pertinents.

I.7.1 Bruit thermique

Le bruit thermique est un bruit de courant directement relié à la température du conducteur dans lequel ce bruit est mesuré. Il provient de l'agitation des électrons soumis à l'énergie thermique du matériau considéré. Ce bruit est assimilable à un bruit blanc, et peut être décrit suivant le modèle du mouvement brownien. Ainsi pour un matériau de résistance R , on définit la puissance du bruit thermique dans un intervalle de fréquence donné des fluctuations :

$$\frac{\overline{V^2}}{R} = 4k_B T (\nu_2 - \nu_1)$$

Où k_B est la constante de Boltzmann. [Nyquist 1928, J.B. Johnson 1928]

Bien que d'amplitude faible, ce bruit limite le seuil de sensibilité des appareils pour lesquels le signal doit être d'amplitude correct si on ne veut pas le perdre dans le bruit thermique. Des phénomènes quantiques peuvent intervenir pour les hautes fréquences, qui jouent le rôle de filtre « coupe haut » [Bittel 1959].

I.7.2 Bruit de tremblement

Ce bruit joue un rôle important car il intervient directement dans les microcontacts qui transportent le courant électrique. La force exercée par la déformation élastique s'opposant à la charge de déformation ainsi que les masses mobiles (particules d'usure) agissent ensemble, définissant ainsi des fréquences

propres mécaniques qui causent des variations de résistance de contact, et par conséquent, des variations de courant [Brandmüller 1949, Volkmann 1965].

Ce bruit met clairement en évidence la dualité de la force de plaquage dans un contact : d'un côté une force importante diminuera la résistance de contact en augmentant le nombre de contact, voire augmenter la taille des surfaces des microcontacts, mais d'un autre cette force importante favorisera la création d'usure et de particule au sein de l'interface de contact (troisième corps) qui tendra à augmenter le bruit de tremblement, et augmenter la résistance électrique.

Dans notre étude du contact glissant, nous nous focaliserons en particulier sur ce bruit, que nous dénommerons bruit de contact, et le bruit chimique lié à l'inhomogénéité chimique de surface

I.7.3 Bruit chimique

Le bruit chimique est directement lié à la qualité chimique de la surface, dans ce sens où la répartition des différentes espèces chimiques qui composent la surface, indépendamment de toute notion de rugosité, est réalisée de manière homogène ou non. Dans la plupart des systèmes électromécaniques, comme c'est le cas dans notre système bague/fil, les surfaces en contact sont revêtues de couches minces, leur conférant des propriétés électriques et/ou mécaniques optimales. Cependant, si la réalisation de ces revêtements n'est pas faite de manière la plus homogène, il peut apparaître des fluctuations de résistance électrique dans les diverses zones de contact, conduisant alors à une nouvelle source de bruit qui peut brouiller les signaux qui transitent à travers l'interface glissante. Cette contribution au bruit mesuré dans les signaux est exprimée dans notre modélisation au chapitre 2, avec la contribution du bruit de contact.

Bien que le bruit de contact et le bruit chimique soient principalement reliés aux propriétés microscopiques de surface, une autre forme de bruit, située à une échelle plus grande que ces derniers, intervient dans la génération du bruit : ce sont les décrochements du contact, que l'on nomme bruit d'interruption.

I.7.4 Bruit d'interruption (switching noise)

Selon les conditions de fonctionnement, imposées par le fonctionnement du système, des pertes totales de contact mécaniques peuvent survenir engendrant des interruptions totales de courant. Le concept de surface de contact composé d'une multitude de spot suggère l'idée que les fluctuations de résistance électrique et les fluctuations de force de friction du contact glissant sont liées à l'apparence aléatoire des spots. Les spots apparaissant ainsi aléatoirement sont caractérisés

par leur durée de contact, encadrés par un instant de mise en contact et d'un instant de décrochement du contact, ceux-ci étant directement induits par l'état de surface [Holm 1967]. Cette succession de perte et de reprise de contact induit une nouvelle forme de bruit, qui va avoir l'effet de l'ouverture et de la fermeture d'un interrupteur laissant passer ou non le signal à travers l'interface. Ce phénomène sera utilisé dans notre approche de modélisation du contact à travers ce que nous appellerons la fonction « interrupteur ».

Selon l'état de surface, il sera possible de mesurer une certaine fréquence d'ouverture et de fermeture du contact, qui permet de rejoindre une sorte de « libre parcours moyen » d'un contact dans notre interface de contact. Holm [Holm 1958] explique même que le spectre du bruit devrait shifter vers les hautes fréquences avec un accroissement de la vitesse.

Conclusion

Nous avons vu à travers la nature de ces différents bruits, les indices pertinents nous mettant sur la piste de la caractérisation de la qualité du contact. Les bruits qui retiendront principalement notre attention sont le bruit de contact, le bruit chimique et le bruit de décrochement qui sont tous directement liés à l'état de surface (morphologique ou chimique) et aux conditions de fonctionnement. Nous comprenons donc que ces bruits vont devoir être caractérisés pour déterminer la qualité de l'interface, canal de transfert de signaux au sens informationnel du terme.

Afin de caractériser la qualité d'un canal de transfert de signal, il faut nous pencher sur les propriétés électriques de ce canal. Directement induite dans la fonction de transfert, calculable aisément à partir d'une comparaison entre le signal d'entrée et le signal de sortie, la qualité du canal de transfert - ici l'interface de contact - peut se déterminer à partir des transformées de Fourier adéquates.

Les notions de signaux et de bruits sont directement sensibles à la notion d'information qui fait justement le lien avec la qualité du canal de transfert des signaux. On comprend ici que l'interface du contact glissant, à travers le bruit qu'elle génère, va influencer la qualité des signaux, allant jusque dans certain cas faire perdre de l'information. C'est cette perte d'information qui sera à la base de notre modélisation d'une entropie du contact, qui cherchera à compléter l'entropie informationnelle d'un signal transitant à travers notre interface glissante.

I.8 – Entropie

Introduction

Les phénomènes présents dans l'interface glissante nous conduisent donc vers un bruitage des signaux transitant à travers cette interface. Ce bruit peut être caractérisé électriquement par sa fonction de transfert, calculable à partir des signaux d'entrée et de sortie. Mais ce bruit peut aussi se caractériser à travers la perte d'information qu'il engendre, en particulier dans le cas des signaux numériques, où une suite de bit de donnée peut être modifiée et donner lieu à des signaux erronés en sortie de l'interface de contact. Cette perte d'information, caractérisable par l'entropie de l'information définie par Shannon, est induite par la qualité spécifique du contact glissant à travers lequel le signal passe. Ainsi, dans notre optique de déterminer un indice de qualité du contact glissant, nous nous rapprocherons de la définition de l'entropie de Shannon pour modéliser un nouveau concept qui est celui de l'entropie de contact.

Pour le moment, retraçons les différentes notions d'entropie afin de nous plonger dans l'état d'esprit avec lequel nous allons aborder, dans la suite de notre travail, notre nouveau concept d'entropie du contact.

I.8.1 Entropie thermodynamique de Boltzmann

En thermodynamique, l'entropie est une fonction d'état introduite en 1865 par Rudolf Clausius dans le cadre du deuxième principe de la thermodynamique, d'après les travaux de Sadi Carnot. La thermodynamique statistique a ensuite fourni un nouvel éclairage à cette grandeur physique abstraite : elle peut être interprétée comme la mesure du degré de désordre d'un système au niveau microscopique. Plus l'entropie du système est élevée, moins ses éléments sont ordonnés, liés entre eux, capables de produire des effets mécaniques, et plus grande est la part de l'énergie inutilisable pour l'obtention d'un travail. Ludwig Boltzmann a exprimé l'entropie statistique en fonction du nombre Ω d'états microscopiques, ou nombre de configurations (ou nombre de complexions), définissant l'état d'équilibre d'un système donné au niveau macroscopique, par la relation :

$$S = k_B \ln(\Omega)$$

Le concept d'entropie a par la suite été généralisé [Castiglione 2008, Nosonovsky 2010], et étendu à de nombreux domaines, tels que l'entropie de Shannon [Shannon 1948] dans le cadre de la théorie de l'information [Brillouin

1959], l'entropie topologique, ainsi que l'entropie métrique de Kolmogorov-Sinai [Kolmogorov 1956] dans le cadre de la théorie des systèmes dynamiques en mathématiques.

I.8.2 Entropie informationnelle de Shannon

L'entropie de Shannon, est une fonction mathématique qui, intuitivement, correspond à la quantité d'informations contenues ou délivrées par une source d'information. Cette source peut être un texte écrit dans une langue donnée, un signal électrique ou encore un fichier informatique quelconque (collection d'octets). Du point de vue d'un récepteur, plus la source émet d'informations différentes, plus l'entropie (ou incertitude sur ce que la source émet) est grande. Ainsi, si une source est réputée envoyer toujours le même symbole, par exemple la valeur 1, alors son entropie est nulle, c'est-à-dire minimale. En effet, un récepteur qui connaît seulement les statistiques de transmission de la source est assuré que le prochain symbole sera 1. Par contre, si la source est réputée envoyer 1 la moitié du temps et 0 l'autre moitié, le récepteur est incertain de la prochaine valeur à recevoir. L'entropie de la source dans ce cas est donc non nulle - et positive - et représente quantitativement l'incertitude qui règne sur l'information émanant de la source. L'entropie indique alors la quantité d'information nécessaire pour que le récepteur puisse déterminer sans ambiguïté ce que la source a transmis. Plus le récepteur reçoit d'informations sur le message transmis, plus l'entropie (incertitude) vis-à-vis de ce message décroît. En particulier, plus la source est redondante, moins elle contient d'informations. En l'absence de contraintes particulières, l'entropie est maximale pour une source dont tous les symboles sont équiprobables.

I.8.3 Entropie métrique de Kolmogorov

En mathématiques et plus précisément, dans la théorie des systèmes dynamiques, l'entropie métrique, ou entropie de Kolmogorov est un outil développé par Kolmogorov vers le milieu des années 1950, issu du concept probabiliste d'entropie de la théorie de l'information de Shannon. Kolmogorov montra comment l'entropie métrique peut être utilisée pour montrer si deux systèmes dynamiques ne sont pas conjugués. C'est un invariant fondamental des systèmes dynamiques mesurés. En outre, l'entropie métrique permet une définition qualitative du chaos : une transformation chaotique peut être vue comme une transformation d'entropie non nulle.

Conclusion

L'entropie est une propriété physique importante dans la description des phénomènes irréversibles qui interviennent dans de nombreux domaines. Ce point sur l'entropie nous permet de situer dans quelle contexte a été perçu notre réflexion sur le développement d'un indice de qualité du contact à travers la définition du nouveau concept qu'est l'entropie de contact. En 2010, Nosonovsky [Nosonovsky 2010] définit une entropie appliquée à la tribologie, dans laquelle les paramètres de fonctionnement (vitesse de glissement, coefficient de frottement, ...) interviennent directement dans sa définition. L'idée est de partir du point de vue que la friction et l'usure sont deux phénomènes de processus dissipatif irréversible, qui fait un lien direct avec la thermodynamique. L'entropie du contact prend alors tout son sens, voulant être le lien entre l'entropie lié à l'irréversibilité des phénomènes tribologiques et l'entropie de l'information du signal transitant à travers l'interface du contact.

Conclusion du chapitre I

A travers ce chapitre, nous avons pu nous rendre compte de la complexité du problème, ainsi que l'aspect multi-physique très important et très présent dans notre travail de recherche. A ce degré multi-physique il faut ajouter la difficulté du degré multi-échelle : la phénoménologie du contact glissant s'opère à différentes échelles, l'action réciproque des contacts d'une surface à l'autre, depuis une échelle microscopique, engendre des conséquences notables à l'échelle macroscopique, tel que l'usure (et implicitement une force de frottement).

Bien que la tribologie étudie depuis longtemps les phénomènes d'usures et de frottement, aucune loi actuellement ne peut faire état de description universelle du phénomène du frottement. Des lois empiriques, comme les lois d'Archard par exemple, fonctionnent très bien mais ne s'appliquent que pour des couples de matériaux déjà pré-étudiés, la tribologie étant avant tout une science expérimentale.

Cependant, une description théorique est possible et s'aborde avec les outils développés par Holm, particulièrement les notions de contact mécanique et électrique, repris plus tard par Greenwood et Williamson, ainsi que Bowden et Tabor. Les outils développés par ces modèles sont une base de réflexion sur pour l'établissement de nouvelle théorie concernant le contact, en particulier le contact glissant. Le modèle de Holm ou de Greenwood qui fait appel à des notions de contact multi-striction implique implicitement l'utilisation d'outils statistiques qui vont simplifier l'approche du traitement du contact glissant.

Ces outils statistiques seront nécessaires pour la description des phénomènes à l'interface du contact dans la prise de moyenne, et la gestion de grands ensembles de données. Notons que Holm [Holm 1958] a permis de mettre en évidence quelques effets intéressants de la répartition des spots de contact sur la résistance mesurée, mais ce modèle reste pourtant difficilement applicable au cas réel.

Nous avons aussi abordé dans ce chapitre la notion de bruits et d'entropie. Ces deux notions sont à la base du développement de notre réflexion en vue du développement d'un indice de qualité de contact. En premier lieu, il est évident de penser à la notion de bruit lorsque l'on parle de signal, surtout ici un signal transitant à travers une interface dans laquelle les phénomènes sont nombreux et complexes. Et en second lieu, il est logique de se rapprocher de la théorie de

Shannon qui nous guide vers l'entropie de l'information, liée aux propriétés informationnelles d'un signal. Ainsi, notre interface de contact pourra être caractérisée par sa faculté à faire perdre de l'information contenue dans le signal.

Ainsi, nous comprenons par ce premier chapitre que la description du contact est un problème qui date depuis plusieurs décennies. Bien que différents modèles expliquent la phénoménologie du contact de manière fiable, elle le fait pour le cas de contact statique. Dans notre travail de recherche, nous avons voulu décrire la phénoménologie du contact glissant, usant de mesures afin de faire ressortir la signature électrique des propriétés du contact glissant. Dans le chapitre 2, nous allons donc aborder la résolution de ce problème en développant des indices de qualité de contact, significatif de l'état de l'interface de contact, du point de vue tribologique à travers l'usure, et du point de vue canal de transfert de signal à travers les propriétés électriques.

Chapitre II : Modélisation d'indices de qualité du contact glissant

La réalisation des exigences fonctionnelles est fortement limitée par de nombreux paramètres et facteur tel que l'usure, provoquée par les frottements continus liés à la rotation de la bague, engendrant une détérioration du contact électrique. L'une des signatures caractéristiques extrême de cette détérioration est la rupture des signaux électriques. Si le problème des ruptures de contact peut être contourné dans les applications à basse vitesse, en adoptant par exemple des contacts multi-fils (balais conducteurs), les signaux transitant par le contact sont toujours affectés d'un bruit plus ou moins important. Il devient donc primordial de connaître les propriétés et les caractéristiques du phénomène pour mieux le maîtriser : seule cette compréhension permettra l'identification de critères fiables de la qualité du contact. Idéalement, ces critères de qualité devraient être déduits d'une phénoménologie du contact glissant captant l'aspect multi-physique de la problématique, le couplage entre les conditions mécaniques - i.e. les paramètres de fonctionnement - et l'usure du contact électrique.

Quelle que soit la difficulté, l'accès à une telle phénoménologie du contact glissant nécessite préalablement une étude expérimentale aussi complète que possible de celui-ci, ainsi qu'une caractérisation de la qualité et de l'usure du contact. Cette étape requiert ainsi la définition, la mesure et le suivi d'indicateurs de qualité du contact électrique. Ne pouvant traiter de prime abord ces observables comme des grandeurs dérivées d'une connaissance physique et mécanique du contact, nous nous rabattons sur des critères issus d'une définition a priori de la qualité du contact, ceux-ci restant néanmoins contrainte par les exigences portées au cahier des charges fonctionnelles du contact.

L'objectif de ce chapitre est de proposer une approche à la fois expérimentale et théorique du contact glissant, dans l'optique d'obtenir des indices de la qualité du contact. Dans un premier temps, nous décrivons les expériences et les protocoles associés à la recherche des paramètres caractéristiques, éléments de base de notre modélisation théorique, puis nous discuterons ces résultats. Dans un second temps, nous présentons un modèle du contact glissant bague/fil combinant ses aspects mécanique et électrique et permettant de calculer la signature des diverses sources de fluctuations du courant transitant par le contact.

Nous montrerons comment divers indicateurs de qualité peuvent être construits et discuterons de leur pertinence. Enfin, pour terminer notre approche théorique, nous établirons une relation avec la théorie de l'information à travers un nouvel indicateur que nous développerons et nommerons entropie de contact, en lien direct avec l'entropie de l'information défini par Shannon.

II.1 - Introduction expérimentale

La géométrie typique de la mesure, présentée sur la figure 1 ci-dessous, est celle d'un anneau métallique de rayon R , et de résistivité ρ , tournant à la vitesse ω_r , sur lequel glissent deux fils permettant l'injection ou l'extraction d'un courant $I(t)$ correspondant à une tension $V(t)$ entre les deux points de contact.

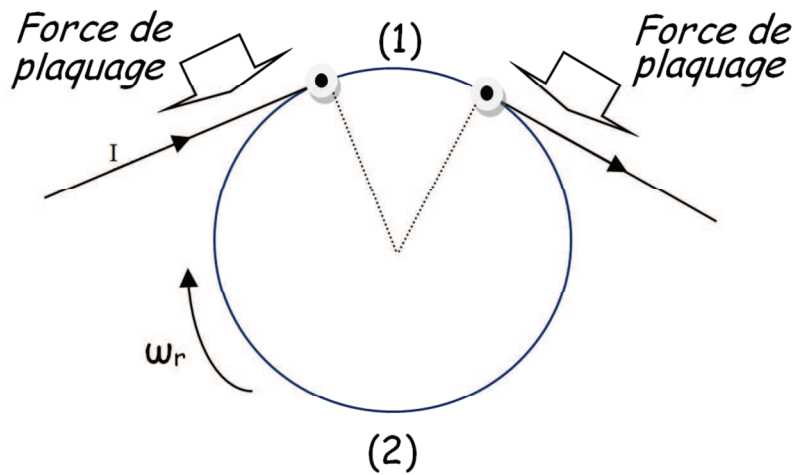


Figure 1 : anneau de rayon R , de résistivité ρ , parcouru par un courant I

Un équivalent électrique en régime continu est schématisé sur la figure 2 ci-dessous :

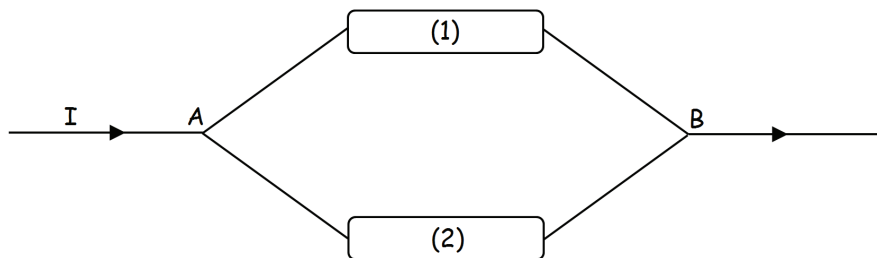


Figure 2 : équivalent électrique du contact fil/bague

Tel que :

$$R_{AB} = \frac{V_A - V_B}{I} = \frac{\rho R}{S} \alpha \left(1 - \frac{\alpha}{2\pi}\right) + R_c$$

La résistance de contact en A et B dépend bien sûr de l'état de surface de la bague, de la géométrie du contact, de la force de plaquage et éventuellement de la vitesse de rotation. Les fils de mesure sont en général plaqués sur l'anneau pour assurer un meilleur contact électrique et éviter, autant que faire se peut, toutes pertes de contact intempestives avec l'anneau lors du glissement. Ces pertes de contact proviennent de forces inévitables, d'amplitude suffisante, que toute aspérité ou autre accident du relief de la surface de l'anneau exerce sur le contact glissant. C'est ce paysage accidenté, associée à la rugosité, qui se reflète dans le caractère aléatoire de cette force. Les vibrations de l'anneau engendrées par le moteur peuvent elles aussi, éventuellement, provoquer ces décrochements.

Le système étudié est donc constitué d'un fil métallique glissant sur la surface d'un anneau métallique tournant à une vitesse constante w_r . Le fil est plaqué contre l'anneau avec une force constante W normale à la surface de l'anneau. La zone de contact fil/bague est traitée comme une interface multi-contacts, c'est-à-dire une région de recouvrement des aspérités microscopiques du fil et de l'anneau : la conductance de la zone de contact est alors proportionnelle au nombre de couples d'aspérités en contact mécanique. La distribution statistique des tailles et des formes de ces aspérités détermine les fluctuations de la micro-géométrie des surfaces et donc sa rugosité [Cornet 2008]. Le courant injecté se répartit entre les couples d'aspérités en contact au prorata des diverses impédances attachées aux microcontacts. La résistance électrique de chaque contact dépend essentiellement de l'effet de constriction des lignes de courant (étranglement) au contact aspérité/aspérité [Holm 1967]. Holm parle aussi d'effet de capacitance et d'inductance au sein des contacts qui peuvent affecter les propriétés électriques de l'interface, surtout vis-à-vis d'un signal transitant au travers de celle-ci. La composition chimique de surface de l'anneau n'est pas nécessairement uniforme, elle peut présenter des fluctuations spatiales, i.e. un désordre chimique, englobant d'éventuelles impuretés ou autres défauts d'usinage et des variations aléatoires de la densité et de la composition d'éventuels films métalliques déposés sur l'anneau.

Ainsi, plusieurs effets principaux contribuent au cours du glissement aux fluctuations de tension au niveau de l'interface :

- Les fluctuations du nombre de contacts engendrant des fluctuations de l'impédance de contact. Au cours du glissement, le nombre de couples d'aspérités en contact varie aléatoirement autour d'une valeur moyenne \bar{N} dépendant de la force

de plaquage. La contribution au bruit correspondante sera dénommée « bruit de contact ».

- Les fluctuations de la nature des espèces chimiques en surface, en particulier pour les éléments revêtus d'une couche d'alliage, i.e. la fluctuation de composition chimique. Celle-ci influence la tension mesurée à travers la résistance de contact fil/anneau. La vitesse de rotation de l'anneau convertit alors les fluctuations spatiales en fluctuations temporelles de la tension. Cette dernière contribution sera dénommée « bruit chimique ».

- Un éventuel décrochement total, d'où une suppression du courant dans le circuit. Selon les conditions imposées (force de plaquage et vitesse de rotation) des pertes de contact mécaniques peuvent survenir engendrant des interruptions du courant injecté. Cette contribution d'origine géométrique sera dénommée « bruit de décrochement ».

Maintenant que nous sommes entrés dans le contexte de l'expérience, nous allons pouvoir passer à la description du dispositif expérimental et aux résultats obtenus.

II.1.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental, représenté sur la figure 3, est constitué d'un ensemble de 5 bagues en laiton revêtues d'une fine couche d'alliage d'or, sur lesquelles viennent frotter un contact glissant. Le contact glissant est un ensemble de 2 fils à base de cuivre et de béryllium revêtus également d'une fine couche d'alliage d'or de 2 μm d'épaisseur. Le guidage du fil de contact est assuré par une gorge usinée à la périphérie de chaque bague. Le contact fil/bague, visible sur la figure 4, a approximativement lieu en deux points (en fait 2 lignes situés sur chaque versant de la gorge puisque la figure 4 est une section transverse du système bague/fil). L'aire de contact réelle est bien entendu finie et définit plutôt une interface multi-contacts [G&W 1966]. Les caractéristiques électriques (et mécaniques) de l'interface, comme la résistance électrique, sont des grandeurs macroscopiques dépendantes de la structure mésoscopique de l'interface. Mais cette description fine de l'interface est ignorée dans notre interprétation des données, qui sont basées sur un modèle d'interface traitant ces grandeurs comme des paramètres ajustables. La pression du fil sur la bague est assurée à l'aide d'une masse de l'ordre de 15 g.

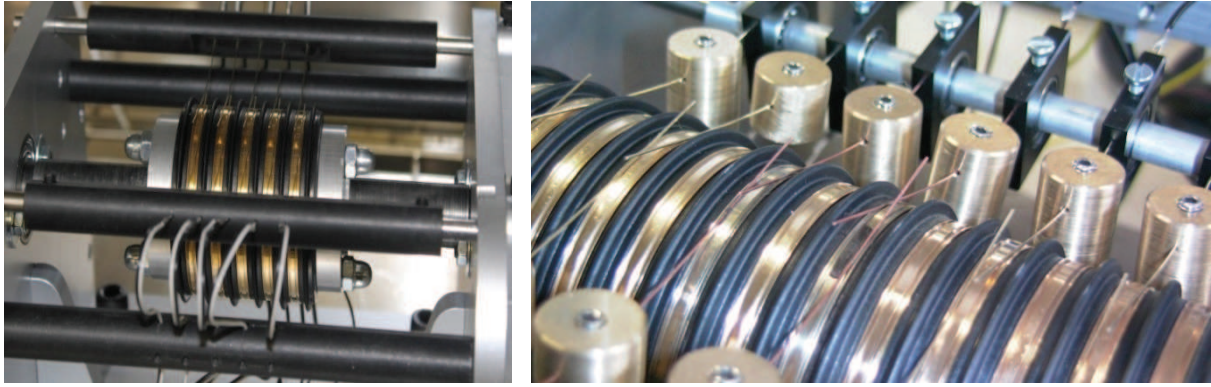


Figure 3 : Banc expérimentale



Figure 4 : Zoom sur le contact ponctuel entre la gorge de la bague et le fil (2 points de contact par fil).

Dans cette étude, les contacts sont secs (pas de lubrification) et les bagues mises en rotation à vitesse constante $\omega_r = 25$ tours/min, soit une fréquence f_{ω_r} de 0,417 Hz. Un courant continu I de 300 mA étant injecté dans le contact, la tension $V(t)$ est enregistrée aux bornes de chaque contact glissant, par la méthode de mesure 4 points, en fonction du temps avec une fréquence d'échantillonnage $f_e = 4,167$ Hz (soit 1.000 points dans la fenêtre de mesures). Les enregistrements de $V(t)$ sont réalisés de façon séquentielle pour chacun des 5 contacts bague/fils environ toutes les 20 minutes. Nous pouvons ainsi suivre l'évolution des caractéristiques de la tension lors de l'usure du contact métallique.

II.1.2 Résultats expérimentaux

Les mesures et résultats expérimentaux qui font l'objet de notre étude, présenté ici, ont été obtenus par Valéry Bourny à l'INSSET de Saint Quentin, sur un banc expérimental conçu et développé spécialement dans le cadre du projet TRIBAL, dans lequel s'insère ce travail de thèse.

II.1.2.1 Analyse du bruit de tension aux bornes du contact

La figure 5 donne un exemple caractéristique des profils de tension $V(t)$ relevés dès la première mise en contact (état initial de la bague N_0) et après 320.000 tours (état de la bague dénoté N_1).

Les états de la bague évoqués ici concernent l'état de surface de celle-ci : après un certain nombre de tours, la morphologie initiale de la surface de la bague et éventuellement sa composition chimique sont modifiées. La comparaison des deux chronogrammes met clairement en évidence une augmentation à la fois de la tension moyenne (moyenne arithmétique des échantillons)

$$\bar{v} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N v(t_k)$$

et de l'amplitude du bruit de tension

$$\delta v(t) = v(t) - \bar{v}$$

caractérisée par son écart-type

$$\sigma_v = \sqrt{\overline{\delta v(t)^2}}$$

Ces valeurs sont reportées dans le tableau 1 avec d'autres grandeurs qui seront discutées plus tard. La tension moyenne passe ainsi de 0,0213 V à 0,0557 V. Le courant injecté I étant constant (300 mA), on peut interpréter ce résultat comme un accroissement de la résistance du contact de 0,071 Ω à 0,186 Ω . Les écart-types correspondants sont $8,57 \cdot 10^{-4}$ V et $2,13 \cdot 10^{-2}$ V et représentent en valeur relative 4% et 12% de la tension moyenne.

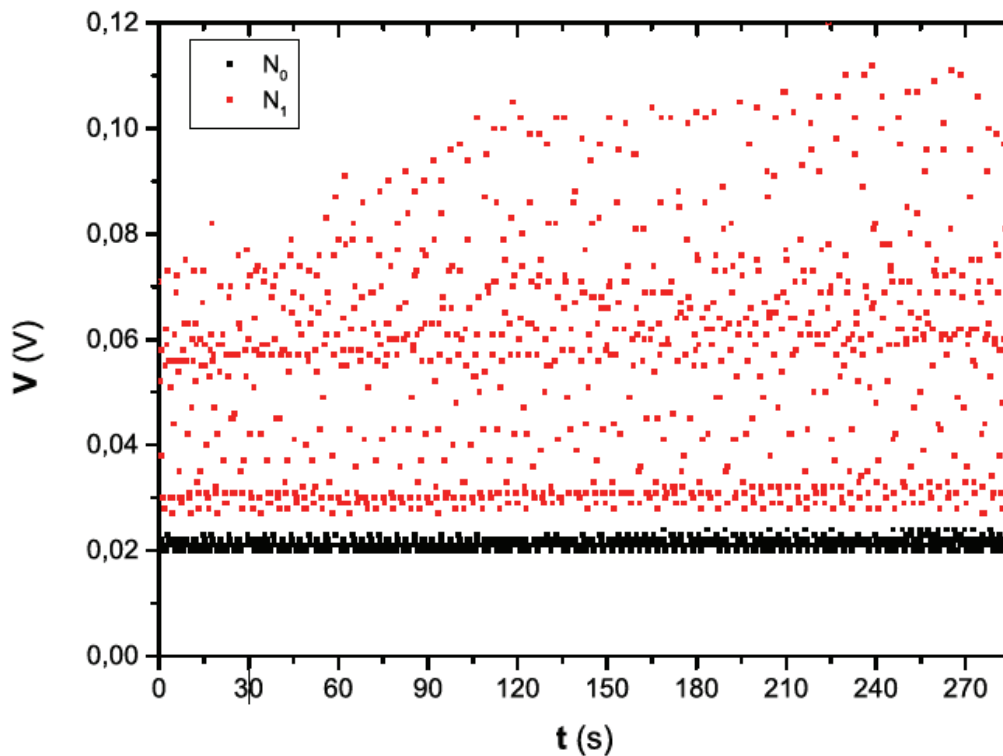


Figure 5 : Variation de la tension v en fonction du temps.

| Grandeurs | N_0 | N_1 |
|-------------------------|-----------------------|----------------------|
| V (V) | 0,0213 | 0,0557 |
| R (Ω) | 0,071 | 0,186 |
| σ_V (V) | $8,569 \cdot 10^{-4}$ | 0,0213 |
| $a_{f_{\omega}}$ (V) | $5,1 \cdot 10^{-5}$ | $1,41 \cdot 10^{-3}$ |
| $a_{2f_{\omega}}$ (V) | $6,4 \cdot 10^{-5}$ | $1,08 \cdot 10^{-3}$ |
| $a_{3f_{\omega}}$ (V) | $5,3 \cdot 10^{-5}$ | $1,07 \cdot 10^{-3}$ |
| $a_{4f_{\omega}}$ (V) | $5,3 \cdot 10^{-5}$ | $1,12 \cdot 10^{-3}$ |
| Γ_V (V^2/Hz) | $5 \cdot 10^{-7}$ | $2,39 \cdot 10^{-4}$ |

Tableau 1 : Comparaison des grandeurs caractéristiques de $v(t)$ entre les états N_0 et N_1

L'amplitude $V(\omega)$ des transformées de Fourier de la tension $V(t)$ est présentée sur la figure 6, la densité spectrale de puissance (D.S.P.) $|V(\omega)|^2$ associée étant reportée sur la figure 7. On y distingue clairement les trois premières harmoniques de la fréquence de rotation f_{wr} et on remarque (fig. 6) que les amplitudes associées $a_{n.fwr}$ ($n = 1, \dots, 4$) augmentent fortement entre les états N_0 et N_1 d'environ 2 ordres de grandeur. La D.S.P. met clairement en évidence une composante modulée, due aux harmoniques de la fréquence de rotation, et une

composante continue notée $(\overline{V(\omega)^2})_{DC}$ associée à un bruit blanc, passant de 5.10^{-7} V^2/Hz initialement à $2,4.10^{-4}$ V^2/Hz dans l'état final. Dans cet exemple les différentes grandeurs temporelles et fréquentielles sont résumées dans le tableau 1. Nous observons ainsi une augmentation sensible des diverses grandeurs électriques liées au contact, notamment de la variance des fluctuations de tension ainsi que l'existence d'un bruit blanc accompagnant le signal.

Nous pouvons donc conclure de cette première analyse que l'accroissement du bruit traduit une dégradation du contact bague/fil, c'est-à-dire de l'état de surface de la bague dû au glissement des fils. Ces mesures permettent donc une distinction qualitative entre un bon contact (état de départ) et un mauvais contact électrique (état final dégradé). L'état du contact peut être caractérisé par deux observables simples, la variance des fluctuations de tension aux bornes du contact et la D.S.P. de la tension.

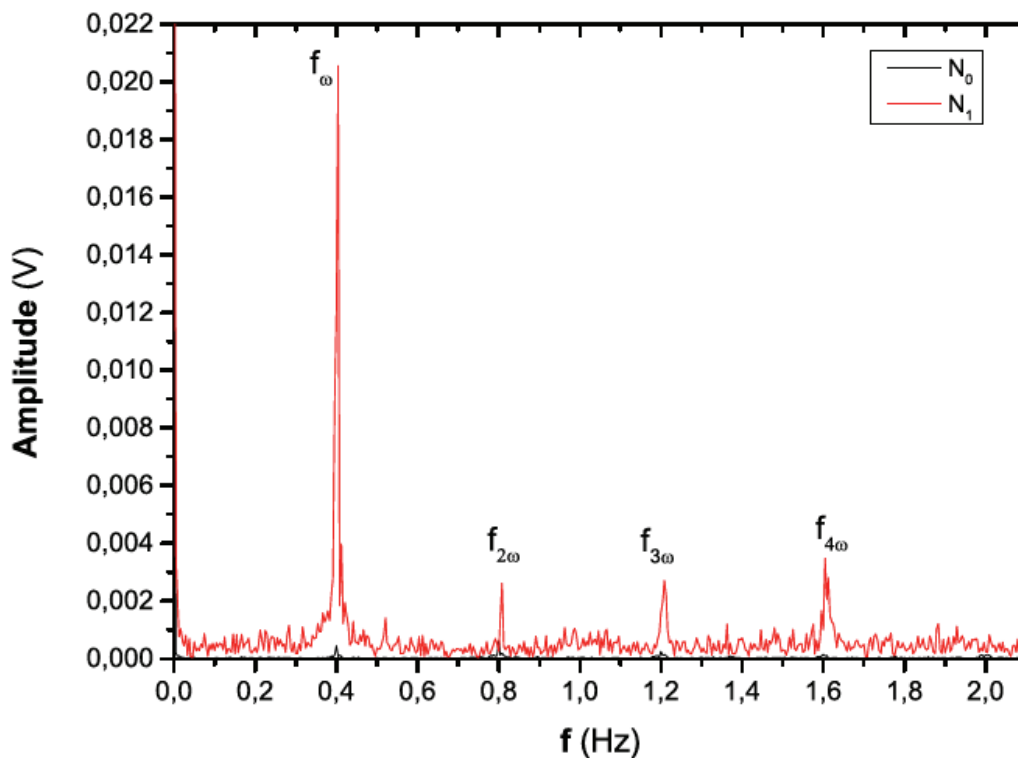


Figure 6 : Module de la transformée de Fourier de $v(t)$.

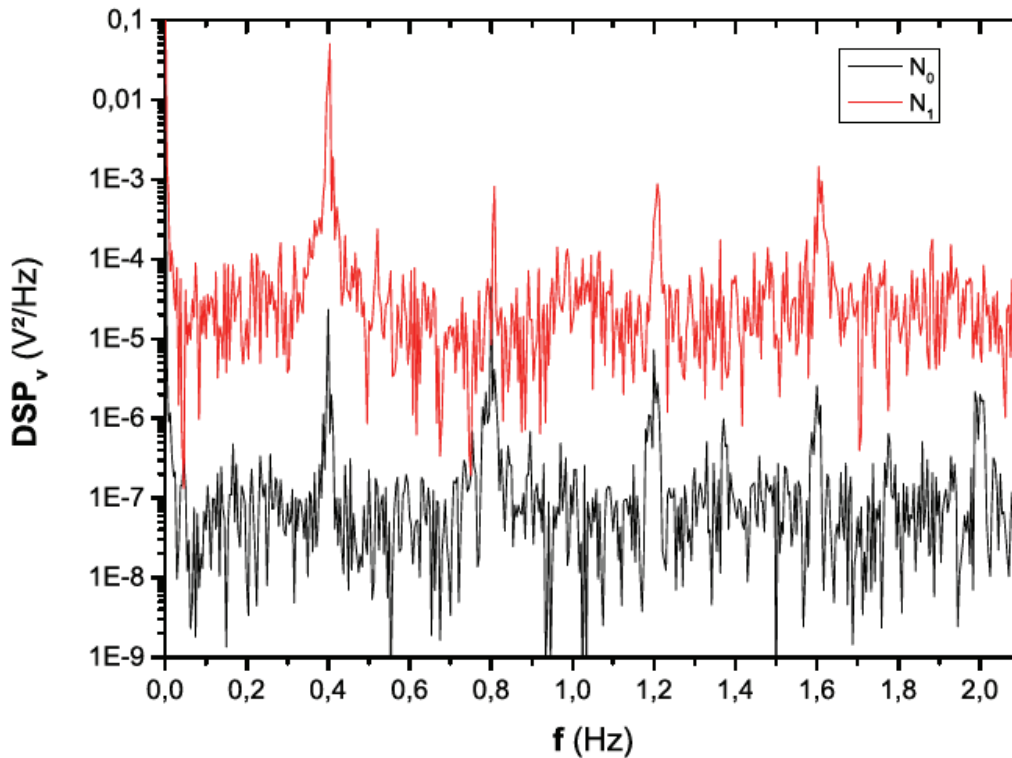


Figure 7 : Densité spectrale de puissance de $v(t)$.

II.1.2.2 Vieillessement du contact électrique

A partir des données de la tension mesurée $V(t)$, nous pouvons suivre l'évolution des observables de l'état du contact en fonction du nombre de rotations de la bague. Intuitivement, ce nombre de rotations mesure « l'âge » du contact, c'est-à-dire son vieillissement, dont les effets sont illustrés par les figures 8 à 11. La tendance globale à l'accroissement de la tension moyenne et de l'écart-type est confirmée sur les figures 8 et 9 où le contact est suivi jusqu'à un âge de plus de 500.000 tours. On note systématiquement une augmentation progressive jusqu'à atteindre un plateau. Cette évolution est également observée sur le spectre de la tension (figures 8a à 8d) où les harmoniques atteignent un plateau (après 150.000 tours). De plus, on remarque que l'évolution de la composante continue $(\overline{V(\omega)^2})_{DC}$ de la D.S.P. visible sur la figure 11 est assez spectaculaire puisqu'elle tend vers un plateau où le bruit s'est accru de 2 ordres de grandeur.

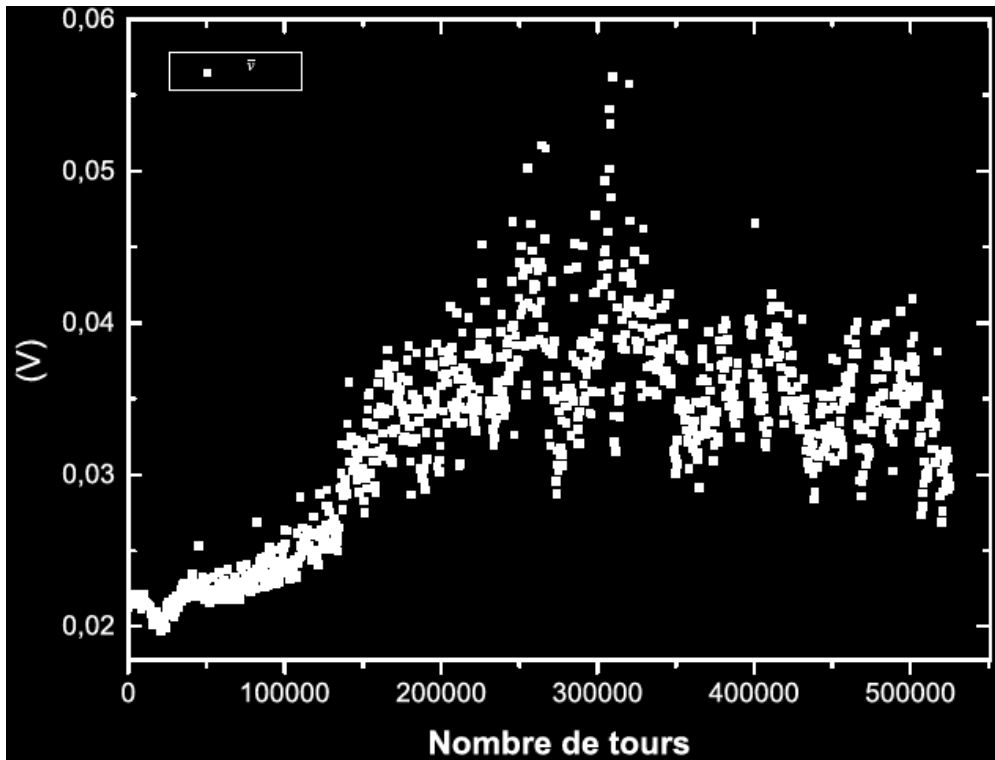


Figure 8 : Valeur moyenne de $v(t)$ en fonction du nombre de tours de rotation.

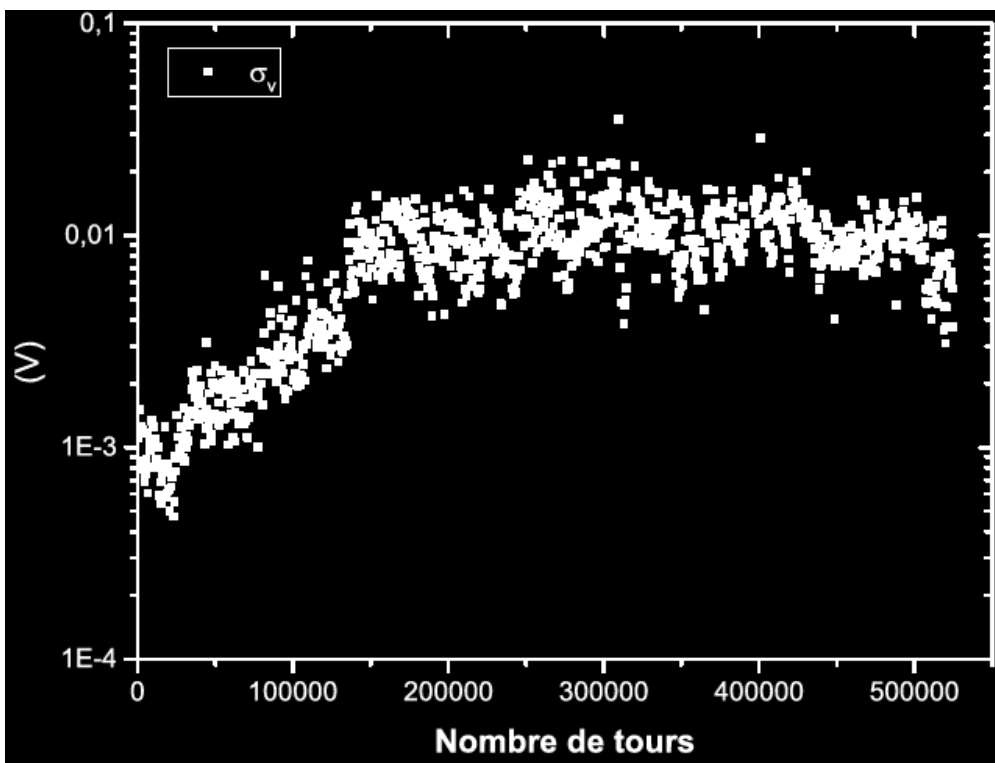
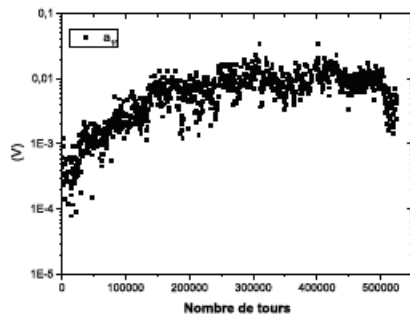
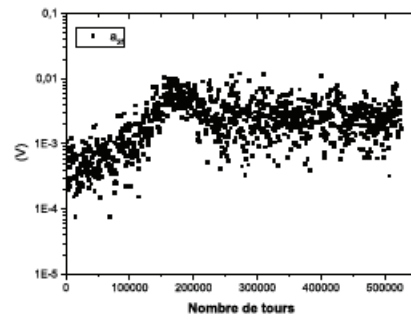


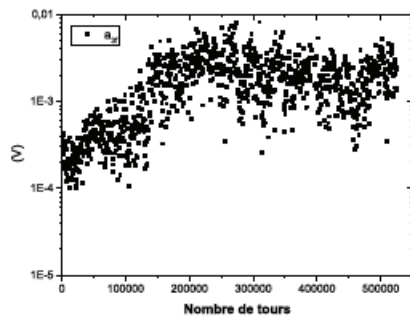
Figure 9 : Ecart-type de $v(t)$ en fonction du nombre de tours de rotation.



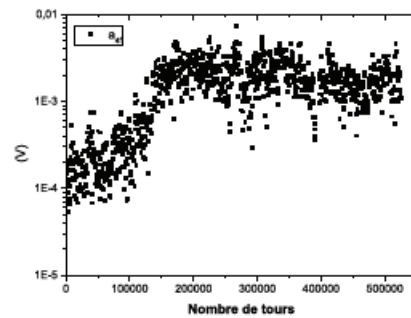
(a) a_1f



(b) a_2f



(c) a_3f



(d) a_4f

Figure 10 : Les amplitudes des harmoniques a_{nf} pour $n = 1, \dots, 4$ de $v(t)$ en fonction du nombre de tour de rotation.

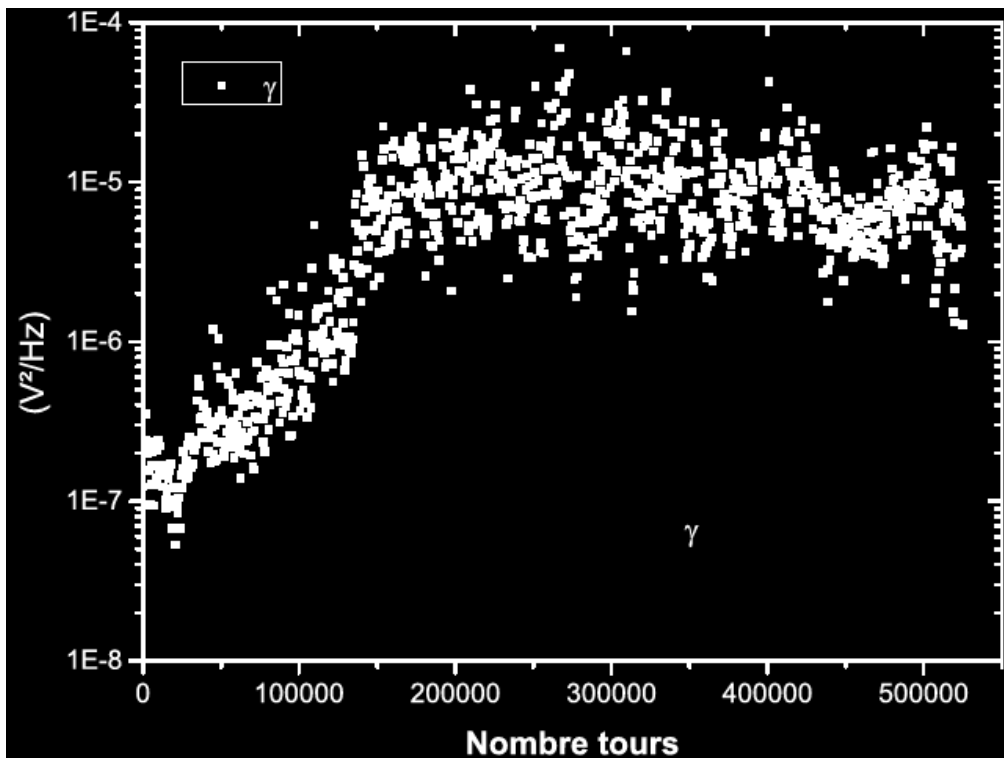


Figure 11 : Valeur moyenne de composante continue de la densité spectrale puissance de $v(t)$ en fonction du nombre de tours de rotation

Nous venons de voir que les mesures expérimentales avaient mis en avant un des effets de l'usure, qui est une augmentation des amplitudes du bruit de tension mesurée aux bornes de l'interface glissante. Cet effet a plusieurs origines, qui découlent directement de l'état de la surface au temps donné de la mesure. Nous allons donc modéliser dans la partie suivante les formes de ces sources de bruits afin de pouvoir caractériser, et pouvoir prédire le comportement des mesures expérimentales. Les principaux bruits que nous retiendrons sont le bruit de contact et le bruit chimique, que nous comparerons dans un premier temps, puis nous nous pencherons sur le bruit de décrochement.

II.2 – Modélisation des bruits mesurés

II.2.1 Bruit de contact

Cette première contribution revêt une forme simple : en l'absence de décrochements et de désordre chimique, et pour un courant injecté constant I se répartissant entre tous les couples d'aspérités en contact, la tension aux bornes du contact se déduit de la relation :

$$I = G(\bar{N} + \delta N(t))V(t)$$

Dans cette expression, G désigne la conductance élémentaire typique d'un couple d'aspérités et $\delta N(t)$ les fluctuations aléatoires du nombre de contacts entre aspérités, ou, de façon équivalente, les fluctuations de l'aire réelle de contact. On peut d'ailleurs interpréter \bar{N} comme une mesure de l'aire réelle de contact moyenne. On en déduit, en première approximation (fluctuations assez faibles), l'expression de la tension :

$$V(t) = \frac{I}{G\bar{N}} \left(1 - \frac{\delta N(t)}{\bar{N}} + \left(\frac{\delta N(t)}{\bar{N}} \right)^2 + \dots \right)$$

Elle présente des fluctuations $\delta V(t) \approx -I\delta N(t)/(G\bar{N}^2)$ (à l'ordre le plus bas) de variance :

$$\overline{\delta V^2} \approx \frac{\overline{\delta N^2}}{G^2 \bar{N}^4} I^2$$

Dans ce cas, la variance des fluctuations de tension est une mesure de la variance des fluctuations du nombre de contacts entre aspérités. L'expression de la tension moyenne se déduit comme :

$$\bar{V} \approx \frac{I}{G\bar{N}} \left(1 + \frac{\overline{\delta N^2}}{\bar{N}^2} \right)$$

Cette expression indique que la résistance de contact croît avec la variance des fluctuations du nombre de contacts. Il est clair que l'amplitude des fluctuations de la résistance de contact est corrélée aux conditions imposées au contact : force de plaquage W et vitesse de rotation de la bague ω_r , de sorte que divers régimes peuvent être observés selon les valeurs de ces paramètres, imposés par l'expérimentateur. La rotation de la bague confère à $\delta N(t)$ et donc à $\delta V(t)$ un caractère de bruit périodique, que l'on peut donc écrire sous la forme d'une série de Fourier, où les amplitudes λ_n avec $\lambda_n = \lambda_{-n}^*$ sont des variables aléatoires :

$$\delta N(t) = \sum_{n \in \mathbb{Z}} \lambda_n e^{jn\omega_r t}$$

On en déduit la D.S.P. moyenne des fluctuations de tension :

$$\overline{\delta V(\omega)^2} = \frac{I^2}{G^2 \bar{N}^4} \sum_{n \in \mathbb{Z}} |\lambda_n|^2 \delta(\omega - n\omega_r)$$

La D.S.P. du bruit de contact étant elle-même périodique (période ω_r), elle admet le développement de Fourier :

$$\overline{\delta V(\omega)^2} = \sum_{n \in \mathbb{Z}} C_n e^{2n\pi j \frac{\omega}{\omega_r}}$$

où les coefficients de Fourier sont définis par :

$$C_n = \frac{1}{\omega_r} \int_0^{\omega_r} \overline{\delta V(\omega)^2} e^{-2n\pi j \frac{\omega}{\omega_r}} d\omega$$

Il en résulte que la D.S.P. du bruit de contact admet la décomposition suivante :

$$\overline{\delta V(\omega)^2} = \gamma_{cont} + 2 \sum_{n \geq 1} \text{Re}\{C_n\} \cos\left(2n\pi \frac{\omega}{\omega_r}\right)$$

faisant apparaître une composante périodique et un bruit blanc associé à une composante continue, que l'on nomme ici γ_{cont} , définie par :

$$\gamma_{cont} = \frac{1}{\omega_r} \int_0^{\omega_r} \overline{\delta V(\omega)^2} d\omega$$

Soit

$$\gamma_{cont} = \frac{I^2}{G^2 \bar{N}^4 \omega_r} \overline{|\lambda_0|^2}$$

On notera que toutes les grandeurs calculées (fluctuations de tension, DSP, variance) sont proportionnelles à l'intensité du courant continu injecté ou à son carré : le courant permet donc d'amplifier ces signaux, en facilitant la mesure. Le choix d'un courant continu est ainsi la méthode la plus simple de mesure des observables électriques du contact.

II.2.2 Bruit chimique

L'évaluation du bruit chimique relève de considérations analogues à celles mises en œuvre dans le calcul du bruit de contact. En effet, le bruit chimique se manifeste également par des fluctuations de la résistance de contact. Plus précisément, les fluctuations de résistance, pilotées par les variations spatiales de résistivité, sont proportionnelles aux fluctuations de composition chimique des couches minces déposées sur la bague (fluctuations de densité d'impuretés par exemple).

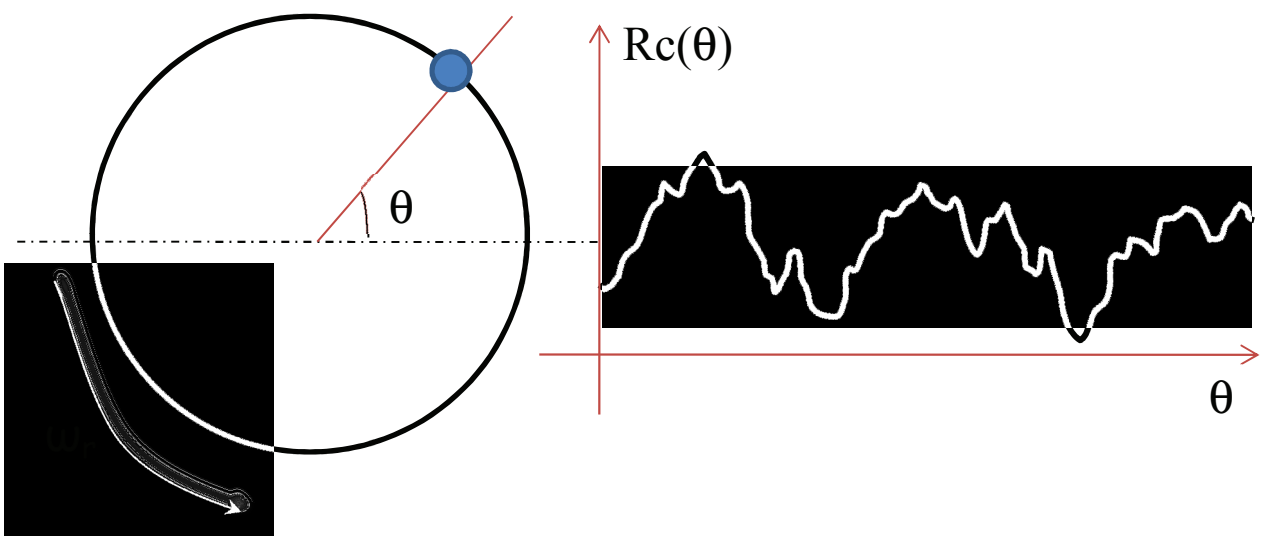


Figure 12 : Lorsque l'anneau tourne, le fil balaye une zone de contact variable : du fait des variations de composition chimique de cette zone, la résistance de contact varie aléatoirement engendrant un « bruit chimique » de tension.

Les fluctuations spatiales de résistance, en un point de l'anneau repéré par un angle θ , que l'on peut écrire comme : $\delta\rho(\theta) = \sum \rho_n e^{in\theta}$, $n \in \mathbb{Z}$, présentent un caractère périodique spatial sur l'anneau. Celles-ci sont converties en un bruit temporel de tension par la rotation se déduisant des fluctuations spatiales en posant $\theta = \theta_0 + \omega_r t$:

$$\delta V(t) = I \sum_{n \in \mathbb{Z}} \rho_n e^{in\omega_r t}$$

Le spectre des fluctuations de résistance $\{\rho_n\}$ est bien entendu proportionnel au spectre des fluctuations de composition chimique.

II.2.3 Ensemble bruit de contact - bruit chimique

Les deux types de bruit envisagés, le bruit de contact et le bruit chimique, ayant des sources indépendantes, leur D.S.P. s'ajoutent :

$$\overline{\delta V(\omega)^2} = \overline{\delta V(\omega)^2}_{\text{contact}} + \overline{\delta V(\omega)^2}_{\text{chimique}}$$

Soit

$$\overline{\delta V(\omega)^2} = I^2 \sum_{n \in \mathbb{Z}} \left(\frac{|\lambda_n|^2}{G^2 \bar{N}^4} + |\rho_n|^2 \right) \delta(\omega - n\omega_r)$$

Il en va de même des composantes continues des bruits blancs :

$$\gamma = \gamma_{\text{contact}} + \gamma_{\text{chimique}}$$

Soit

$$\gamma = \frac{I^2}{\omega_r} \left(\frac{|\lambda_0|^2}{G^2 \bar{N}^4} + |\rho_0|^2 \right)$$

A travers cette dernière relation, on comprend la grande similitude de ces deux différents bruits. De plus, il est clair que lorsque ceux-ci coexistent, on ne peut pas séparer leurs contributions. Toutefois, un choix approprié de la force de plaquage permet de contrôler leur importance relative. On s'attend en effet à ce que dans la limite du fort plaquage, l'aire de contact atteigne sa valeur maximale (transition vers le contact « lisse » de Hertz [Rice&Ruina 1983]) de sorte que le bruit de contact disparaît, ne laissant subsister que le bruit chimique. Cependant, une force de plaquage forte peut accroître l'effet de l'usure. L'effet de la vitesse

de rotation est par contre le même sur les deux types de bruit. La mesure des propriétés statistiques au second ordre semble privilégier les faibles vitesses de rotation (facteur d'amplification I^2/ω_r).

II.2.4 Bruit de décrochement

Selon les conditions de fonctionnement imposées des pertes de contact mécaniques peuvent survenir engendrant des interruptions totales de courant. Les ruptures de contact mécanique du fil glissant sur l'anneau dépendent principalement du régime de rotation de l'anneau et de la géométrie de sa surface. La géométrie superficielle de l'anneau présente en général une composante déterministe bruitée par une composante aléatoire simulant la rugosité. Se restreignant à un problème 1D en supposant que le mouvement du contact est plan, i.e. pas de composante du mouvement parallèle à l'axe de la bague. La géométrie du profil est alors assimilée à des fluctuations spatiales du rayon moyen de l'anneau.

Sachant que les pertes de contact mécanique correspondent à l'annulation de la réaction normale de l'anneau, on peut montrer que le courant effectif traversant le contact $I(t) = I.K(t)$ met en évidence une fonction $K(t)$ s'annulant lors des pertes de contact et prenant une valeur non nulle lorsque le contact a lieu. Ainsi, on peut intuitivement se représenter ces décrochements comme un interrupteur actionné aléatoirement. Nos calculs montrent plus précisément que cette fonction « interrupteur » moyenne s'exprime comme :

$$\langle K(t) \rangle_f = \lim_{\xi \rightarrow 0^+} \langle H \left(\frac{R_N(t)|_f}{W} - \xi \right) \rangle_f$$

où H est la fonction de Heaviside moyennée sur les réalisations possibles f d'un profil aléatoire (f) comme l'indiquent les chevrons. Le terme $R_N(t)|_f$ désigne l'évolution de la réaction normale pour chaque réalisation du profil (f). Il en résulte que les propriétés statistiques du bruit de décrochement se déduisent de celles de la réaction normale manifestant ainsi la corrélation étroite entre les propriétés mécaniques du contact et les mesures électriques.

Notre modèle prévoit la forme de la fonction « interrupteur » dans les situations les plus générales mais elle ne peut être évaluée que par le biais de méthodes numériques. Ce que nous appliquerons dans notre chapitre 3.

Dans la situation où les décrochements sont assez fréquents et surtout décorrélés (statistiquement indépendants) la fonction « interrupteur » peut nous apporter une information importante sur la probabilité de décrochement. En effet, si le contact est établi à un instant t , et qu'il y a décrochement à un instant $t + dt$, alors durant ce laps de temps dt , il n'y aura pas eu de perte de contact. Ainsi, moyennant sur les durées de contact, nous obtenons le temps caractéristique τ qui permet de définir la probabilité de non-décrochement en fonction du temps :

$$P(t) = e^{-t/\tau}$$

Le temps caractéristique τ est le temps moyen au bout duquel le décrochement a lieu après toute mise en contact du fil avec l'anneau. On voit bien ainsi qu'en l'absence de décrochements, correspondant à un temps τ infini, la fonction « interrupteur » reste égale à 1.

La tension $V(t)$ aux bornes du contact est liée à ce courant par une simple loi de convolution :

$$V(t) = I \int_{-\infty}^{+\infty} K(t')Z(t - t')dt'$$

où la fonction $Z(t)$ caractérise les propriétés électriques du contact. Sa transformée de Fourier $Z(\omega)$ est l'impédance électrique du contact immobile :

$$Z(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} Z(t)e^{-j\omega t}dt$$

Dans la limite où τ tend vers l'infini, le spectre de la tension se déduit simplement de l'impédance du contact par la relation :

$$\frac{V(\omega)}{I} = \frac{Z(\omega)}{\left(\frac{2}{\tau} + j\omega\right)}$$

Dans cette limite, l'interprétation de la tension mesurée est plus simple : elle est l'image de l'impédance du contact. Nous pourrions voir en annexe 2, une autre approche du calcul de l'impédance du contact.

Si l'effet des décrochements peut être moyenné, la fonction $Z(t)$ reste sensible aux bruits chimiques et de contact. Décomposant cette fonction en sa valeur moyennée sur les bruits chimique et de contact $\bar{Z}(t)$ et la composante fluctuante correspondante $\delta Z(t)$ exprimant le bruit d'impédance de contact, nous obtenons une nouvelle expression, plus générale, de $V(t)$:

$$V(t) = I \int_{-\infty}^{+\infty} K(t') \bar{Z}(t - t') dt' + \delta V(t)$$

où les fluctuations de tension

$$\delta V(t) = I \int_{-\infty}^{+\infty} K(t') \delta Z(t - t') dt'$$

combinent l'effet des décrochements et les autres sources de bruits.

C'est cette dernière expression générale de $V(t)$ qui doit être comparée aux données expérimentales : le premier terme ne dépend plus que des décrochements et la composante continue déduite de ce terme s'écrit :

$$\bar{V} = \frac{\omega_r}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega_r}} V(t) dt$$

Soit

$$\bar{V} = I \bar{Z}_0 \tilde{K}(0)$$

où \bar{Z}_0 désigne la composante continue de $Z(t)$ et $\tilde{K}(0) = \tau/2$.

Cette dernière formule conduit à la résistance moyenne de contact \bar{V}/I pour un seul contact. En termes des composantes de Fourier δZ_n des fluctuations $\delta Z(t)$ et du spectre de la fonction interrupteur, les fluctuations de tension deviennent :

$$\delta V(t) = I \sum_n \delta Z_n \tilde{K}(n\omega_r) e^{jn\omega_r t}$$

d'où l'on peut extraire la variance des fluctuations de tension $\sigma_V^2 = \overline{\delta V(t)^2}$:

$$\sigma_V^2 = I^2 \sum_n \overline{|\delta Z_n|^2} |\tilde{K}(n\omega_r)|^2$$

En remarquant que :

$$\sigma_V^2 = I^2 \int_0^{+\infty} |\tilde{K}(\omega)|^2 \left(\sum_n \overline{|\delta Z_n|^2} \delta(\omega - n\omega_r) \right) d\omega$$

nous sommes conduits à la D.S.P. des fluctuations de tension et sa composante continue Γ_V (amplitude du bruit blanc)

$$\overline{\delta V(t)^2} = I^2 |\tilde{K}(\omega)|^2 \sum_n \overline{|\delta Z_n|^2} \delta(\omega - n\omega_r)$$

$$\Gamma_V = \frac{I^2}{\omega_r} \overline{|\delta Z_0|^2} |\tilde{K}(0)|^2$$

En notant que $\overline{|\delta Z_0|^2}$ est relié à l'autocorrélation du spectre de $\delta Z(t)$ à travers la relation :

$$\overline{|\delta Z_0|^2} = \int_{-\omega_r/2}^{\omega_r/2} \int_{-\omega_r/2}^{\omega_r/2} \overline{\delta \tilde{Z}(\omega) \delta \tilde{Z}(\omega')^*} d\omega d\omega'$$

la D.S.P. devient :

$$\Gamma_V = \frac{I^2}{\omega_r} |\tilde{K}(0)|^2 \int_{-\omega_r/2}^{\omega_r/2} \int_{-\omega_r/2}^{\omega_r/2} \overline{\delta \tilde{Z}(\omega) \delta \tilde{Z}(\omega')^*} d\omega d\omega'$$

Dans la limite des décrochements rares, i.e. lorsque la fonction « interrupteur » tend vers 1, cette grandeur doit tendre vers l'expression :

$$\gamma = \frac{I^2}{\omega_r} \left(\frac{|\lambda_0|^2}{G^2 \bar{N}^4} + |\rho_0|^2 \right)$$

puisque, dans cette limite ne subsistent plus que les bruits de contact et chimique. Lorsque pertes de contact et désordre chimique coexistent, il apparaît d'après l'expression Γ_V que l'effet des bruits chimique et de contact réside dans l'intégrale

exprimant les corrélations spectrales des fluctuations d'impédance de l'anneau. Selon cette même expression, le spectre d'impédance est sondé sur une étendue spectrale plus ou moins grande selon la fréquence de rotation de l'anneau. On s'attend donc à une différence de comportement de cette observable à basse et forte vitesse de rotation de l'anneau. Plus précisément, lorsque la fréquence de rotation excède la portée des corrélations des fluctuations d'impédance, on observe une décroissance de la D.S.P. en $1/\omega_r$. Notre modèle du contact glissant permet ainsi de calculer rigoureusement les observables électriques associées et établit les corrélations fondamentales entre les propriétés statistiques des diverses sources de bruit de tension examinées.

Paradoxalement, le bruit de décrochements, expression des fluctuations de la réaction normale du substrat mobile, s'avère différent des bruits chimiques et de contact. En premier lieu, l'effet des décrochements affecte la composante excitatrice du contact (le courant injecté) alors que les deux autres bruits affectent la réponse du contact (la tension). Mais cette différence de nature est plus clairement mise en évidence dans la limite des décrochements fréquents. En effet, bien que la succession temporelle des décrochements ait un caractère fondamentalement aléatoire, l'effet d'une haute fréquence de décrochements sur la tension aux bornes du contact prend une allure déterministe.

II.3 Interprétation des résultats

II.3.1 Estimation des paramètres

Il semble raisonnable de supposer que les fluctuations chimiques des résistances de contact sont spatialement dé-corrélées (équivalent spatial d'un bruit blanc). Prenant en compte la conversion de ces fluctuations spatiales en fluctuations temporelles par la rotation de la bague, cette hypothèse peut être exprimée par une condition portant sur les corrélations temporelles des fluctuations d'impédance δZ_n :

$$\overline{\delta Z_n \delta Z_p^*} = \Psi \delta_{np}$$

où $\Psi = \overline{|Z_n|^2}$ est une constante donnant la valeur de l'intégrale intervenant dans l'expression précédente de Γ_V . Il résulte alors immédiatement des résultats de la section précédente l'expression des observables du contact électrique attachées aux propriétés statistiques au second ordre des bruits :

$$\sigma_V^2 = \overline{\delta V(t)^2} = \frac{\Psi I^2 \tau^2}{4} \sum_n \frac{1}{1 + \left(\frac{n\omega_r \tau}{2}\right)^2}$$

$$\overline{\delta V(\omega)^2} = \frac{\Psi I^2 \tau^2}{4} \sum_n \frac{1}{1 + \left(\frac{n\omega_r \tau}{2}\right)^2} \delta(\omega - n\omega_r)$$

On obtient ainsi l'expression :

$$\Gamma_V = \frac{\Psi I^2 \tau^2}{4\omega_r}$$

L'amplitude des pics de la D.S.P. du bruit de tension s'exprime comme :

$$\overline{(|\delta V(\omega)|^2)}_{n \in \mathbb{N}} = \frac{\Psi I^2 \tau^2}{4 + (n\omega_r \tau)^2}$$

L'amplitude des pics de la tension moyenne (propriétés statistiques au 1er ordre) se déduit directement :

$$|a_n| = I \frac{|\overline{Z_n}| \tau}{\sqrt{4 + (n\omega_r \tau)^2}}$$

Lorsque la vitesse de rotation est assez faible, la variance des fluctuations de tension peut être estimée comme :

$$\sigma_V^2 = \overline{\delta V(t)^2} = I^2 \frac{\pi \Psi \tau}{2\omega_r}$$

conduisant à la relation fondamentale :

$$\frac{\sigma_V^2}{2\pi \Gamma_V} = \frac{1}{\tau}$$

De cette relation on peut donc tirer une estimation numérique de la probabilité de décrochement par unité de temps. Une mesure directe de la composante blanche Γ_V des fluctuations de tension est délicate mais on peut l'estimer à partir des variations de la composante continue $\overline{(|V(\omega)|^2)}_{D.C.}$ de la D.S.P.

de $V(t)$ en fonction du nombre de tours (fig. 9) : Γ_V peut être définie comme la dispersion de ces mesures.

La dispersion des points de mesure dans la phase stationnaire est de l'ordre de $0,7 \cdot 10^{-5} \text{ V}^2/\text{Hz}$. La durée moyenne de contact τ est donc de l'ordre de 0,096 secondes. Ensuite, de la variance du bruit de tension on tire alors le produit $\Psi\tau$ estimé à $8 \cdot 10^{-4} \text{ } \Omega^2 \cdot \text{s}^{-1}$, d'où une valeur de la constante Ψ estimée à $8 \cdot 10^{-3} \text{ } \Omega^2 \cdot \text{s}^{-2}$ des fluctuations quadratiques moyennes d'impédance.

Les tensions moyennes exprimées conduisent à une composante continue de $Z(t)$, soit $\bar{Z}_0 \approx 1,14 \text{ } \Omega \cdot \text{s}^{-1}$, ainsi qu'à l'amplitude des composantes de Fourier $|\bar{Z}_n|$ consignées dans le tableau 2.

| n | $ \bar{Z}_n \text{ (}\Omega \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$ | $(\delta V(\omega) ^2)_n \text{ (V}^2/\text{Hz)}$ |
|---|---|--|
| 1 | 0.098 | 1.77 10-6 |
| 2 | 0.076 | 1.69 10-6 |
| 3 | 0.078 | 1.58 10-6 |
| 4 | 0.086 | 1.44 10-6 |

Tableau 2 : composantes de Fourier des $Z_n(t)$ et de la D.S.P. des fluctuations de tensions associées

La dernière colonne contient l'amplitude des pics de Fourier de la D.S.P. des fluctuations de tension. Le taux de décrochements obtenu est compatible avec l'hypothèse des décrochements fréquents. Pour ce taux, la vitesse de rotation est assez faible puisque le produit $\omega_r\tau \approx 0,25$ (inférieur à l'unité).

L'amplitude des bruits chimique et de contact semble assez faible au vu de l'estimation de Ψ de sorte que l'on peut raisonnablement conclure que nos bagues ont une bonne qualité chimique et une qualité « géométrique » moindre du fait des décrochements intervenant malgré la faible vitesse de rotation. L'évolution du taux de décrochement en fonction du nombre de tours effectués par la bague tend à confirmer cette conclusion comme le montre la figure 13.

Cette étude suggère une première approche naïve de la qualité du contact basée sur les valeurs de Ψ et τ . On peut en effet décomposer le plan $\Psi|\tau$ en 4 régions dénotées I, II, III et IV, schématisées sur la figure 14.

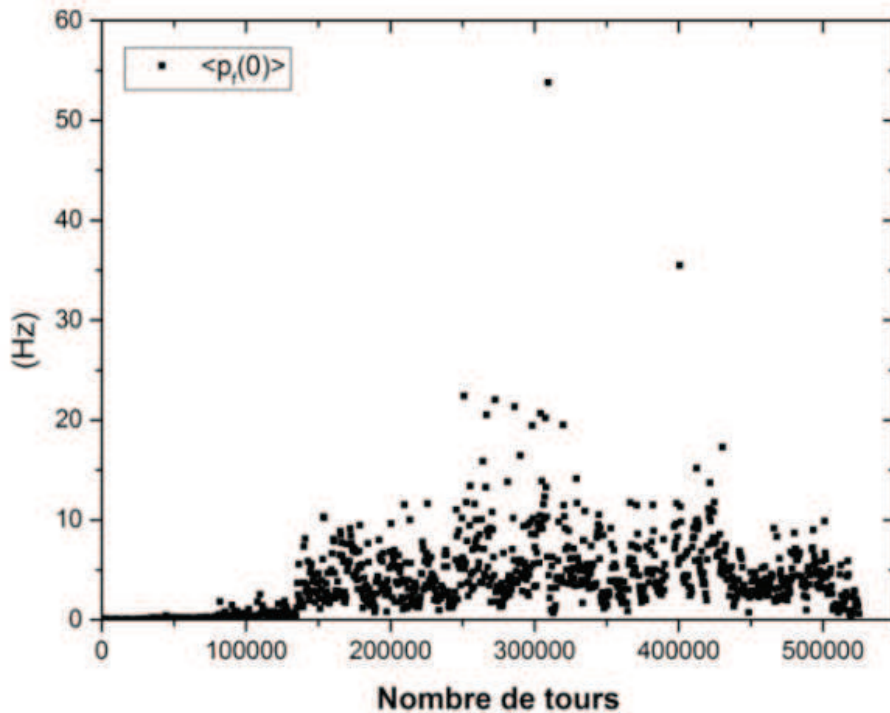


Figure 13 : Evolution du taux de décrochement en fonction du nombre de tours

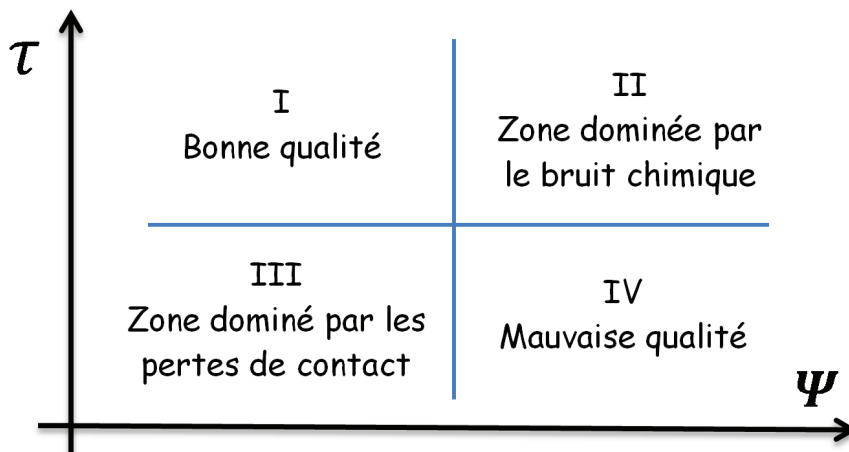


Figure 14 : Représentation schématique de la répartition de la nature des bruits

La région I, définie par de faibles valeurs de Ψ (bonne qualité chimique) et de grandes valeurs de τ (peu de décrochements), correspond à une très bonne qualité du contact. Dans la région II où τ est élevé et Ψ également (mauvaise qualité chimique), le contact est dominé par le bruit chimique. Dans la région III, τ faible - Ψ faible, le contact subit de nombreuses pertes de contact. Dans la région IV, la qualité est très mauvaise puisque les pertes de contact sont très fréquentes et sont accompagnées d'un fort bruit chimique. Selon cette classification, les bagues étudiées ici sont plutôt localisées dans la région III.

Le défaut principal de cette première classification est lié aux frontières plutôt floues entre les régions ainsi qu'au non prise en compte de l'effet de la vitesse de rotation.

Dans la section suivante, nous allons tenter une analyse de ce concept de qualité en proposant des indicateurs combinant ces paramètres.

II.3.2 Indicateurs de qualité

La notion de qualité du contact dérive strictement du cahier des charges fonctionnel imposé au dispositif. L'optimisation du contact doit permettre avant tout de limiter la perte ou le brouillage de l'information véhiculée par les signaux électriques transitant par le contact. C'est donc le degré d'optimisation atteint qui définit la qualité du contact. De ce point de vue, les indicateurs de qualité les plus complets de la surface sont fournis par des mesures indépendantes des paramètres Ψ et τ : un état de qualité est alors représenté par un point du plan $\Psi|\tau$. Mais ces paramètres ne sont pas forcément accessibles directement à la mesure pour tous les régimes d'excitation du système (vitesse de rotation notamment) et pour toutes les géométries de surface. Il semble alors plus naturel de se reporter à nos observables du contact dans lesquelles entrent des combinaisons de la forme $\Psi\tau^\sigma / \omega_r$ ($\sigma = 1$ ou 2). La combinaison $\Psi\tau^2 / \omega_r$ est en fait une mesure de Γ_V .

On peut aussi construire à partir des observables du contact de nouvelles grandeurs, dimensionnées ou non, dépendant simplement de l'une de ces combinaisons. On peut par exemple former les expressions suivantes :

$$I_1 = \Psi\tau \equiv \frac{4\omega_r\Gamma_V}{\tau I^2}$$

$$I_2 = \frac{\sigma_V}{I} = \sqrt{\frac{\pi\Psi\tau}{2\omega_r}}$$

$$I_3 = \frac{2\pi\Gamma_V}{I^2\tau R^2}$$

Le second indicateur I_2 , que l'on baptisera Q.R.I., est l'indicateur résistif de qualité (Quality Resistive Index) homogène à une résistance électrique.

On notera que ces indicateurs ne dépendent pas du courant injecté et qu'ils incorporent l'effet de la vitesse de rotation. La définition de l'index résistif suggère d'adjoindre au plan $\Psi|\tau$ une troisième dimension donnant la vitesse de rotation ω_r , mais les études à vitesse constante reviennent à se restreindre au plan $\Psi|\tau$.

La situation la moins ambiguë est celle des régions II et III de la figure 14 où les états de qualité correspondent respectivement à des valeurs de I_1 ou I_2 très grandes (bonne qualité géométrique, mauvaise qualité chimique) ou très faibles (bonne qualité chimique, mauvaise qualité géométrique). Les deux autres régions correspondent à des valeurs intermédiaires de ces index mais elles ne peuvent être distinguées sans ambiguïté que si l'on caractérise les frontières entre ces régions. Seules les spécifications portées au cahier des charges fonctionnel peuvent lever l'ambiguïté en fixant les valeurs critiques des paramètres définissant ces frontières.

Lorsque le fonctionnement a lieu à vitesse constante, la spécification de l'état de qualité (qui peut contraindre à la fois l'état chimique et l'état géométrique de la surface) revient à contraindre l'un de nos index : une qualité imposée est alors une courbe « iso-qualité » $\Psi\tau = \text{constante}$ (hyperboles). Une modification de la qualité se traduit par un changement d'hyperbole. La nature de ce changement (dégradation par exemple) est plus difficile à diagnostiquer mais notre analyse suggère les scénarii possibles de modification de la surface.

II.3.3 Illustration de l'application du Q.R.I.

La figure 15 présente les variations de l'index Q.R.I. en fonction du nombre de tours de rotation (en fonction du temps). La phase de croissance où le Q.R.I. augmente de 2 ordres de grandeur, passant de 0,2 à 10 Ω , indique nettement une dégradation de la surface. Les scénarii compatibles avec les conclusions de la section précédente consistent en une forte dégradation chimique (Ψ augmente) sans modification notable de la géométrie (τ constant), une dégradation chimique et un « lissage » de la géométrie se traduisant par une réduction du taux de décrochements (τ augmente). L'usure aurait alors des effets géométriques et chimiques.

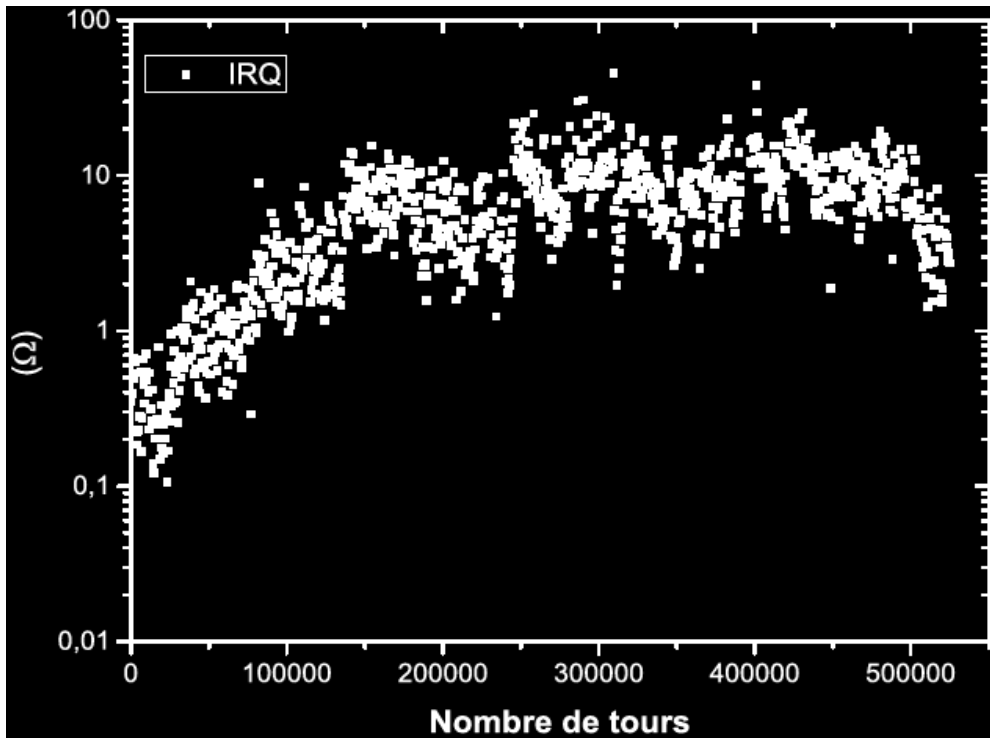


Figure 15 : Q.R.I. en fonction du nombre de tours

II.4 - Probabilité et entropie de contact

Après avoir défini la nature des bruits mis en jeu, et défini un premier critère de qualité de contact à travers le Q.R.I. qui utilise des mesures directes, nous allons cette fois traiter le contact glissant, à travers une modélisation probabiliste des interactions entre aspérités à l'interface. Cette direction de nos travaux cherche à s'accorder avec une définition « thermodynamique » du contact par le biais de relation comme l'entropie de contact que nous allons définir. La volonté de définir ce nouveau concept est motivée par la recherche d'une caractérisation de la perte d'information, s'accordant avec la définition de Shannon de l'entropie de l'information.

II.4.1 Instants de décrochement et leurs probabilités

Dans la modélisation probabiliste du contact glissant, nous devons construire les relations qui feront le lien entre les instants de décrochement et le chemin parcouru par notre point de contact (profil de surface). Nous définissons donc l'ingrédient premier et fondamental de notre approche qui est la distribution des instants de décrochement, représenté par un peigne de Dirac normalisé au nombre de décrochement N_f contenu dans la durée d'évaluation de celui-ci (arbitraire, mais fixée). Ainsi pour un profil f donné, nous avons :

$$p_f(t) = \frac{1}{N_f} \sum_i \delta(t - t_i[f])$$

Cette expression fait apparaître cette distribution comme une fonctionnelle du profil f . La distribution normalisée peut alors s'interpréter comme la densité de probabilité de décrochement à un instant t pour un profil f . Cette grandeur peut s'étendre naturellement à un profil aléatoire, c'est-à-dire à un ensemble statistique de réalisations possibles de la géométrie de la surface.

On obtient ainsi en moyennant cette distribution sur cet ensemble de profil la relation :

$$p(t) = \left\langle \frac{1}{N_f} \sum_i \delta(t - t_i[f]) \right\rangle_f$$

Ce type de moyenne peut s'avérer difficile à estimer du fait de la dépendance fonctionnelle des instants de décrochements vis-à-vis du profil et de la forme de la distribution de probabilités des profils. Une alternative aux difficultés évidentes de cette approche consisterait à se rabattre sur des distributions de probabilités classiques reflétant quelques caractéristiques réalistes de la géométrie aléatoire de la surface (par exemple rugosité stationnaire et ergodique).

II.4.2 Application des probabilités

Pour les diverses applications visées par notre modèle, comme l'optimisation du contact, il est pertinent de qualifier le bruit de courant lié aux décrochements par la perte d'informations des signaux transportés par le courant : cette perte est intimement liée à l'entropie du courant (au sens de la théorie du signal) dont nous allons établir la connexion avec une nouvelle grandeur intrinsèquement attachée aux profils, l'entropie du contact. Avant cela, voyons comment interviennent les probabilités dans notre approche : on peut se représenter l'insertion de l'anneau au sein d'un circuit électrique comme un couplage de ce dernier à un réservoir d'électrons, i.e. la source de courants.

En traitant la source et l'anneau comme deux compartiments distincts (1 pour la source et 2 pour l'anneau), contenant un nombre variable d'électrons, la variation correspondante de ce nombre correspond au flux d'électrons transmis par l'intermédiaire du fil de contact. Le franchissement du contact fil/anneau est

représenté par la probabilité de transmission par unité de temps⁶ d'un électron du réservoir vers l'anneau $\Phi_{1\rightarrow 2}(t)$. Le modèle le plus simple consiste à choisir cette probabilité constante et une barrière symétrique, i.e. $\Phi_{1\rightarrow 2}(t) = \Phi_{2\rightarrow 1}(t) = \Phi(t)$. En calculant la probabilité de trouver un nombre d'électrons fixés dans l'anneau à un instant donné (détail en annexe 1), on peut estimer pour un profil déterminé, l'intensité du courant au niveau du contact fil/anneau, I_c , par l'équation :

$$\frac{dI_c}{dt} + 2p_f(t)I_c = \frac{dI_S}{dt}$$

Dans cette équation le terme I_S désigne l'intensité débitée par la source : il s'agit d'une fonction arbitraire du temps supposée nulle aux temps négatifs. De la sorte, la source se met à débiter à partir de $t = 0$. La solution générale de cette équation est alors la suivante :

$$I_c(t) = A \exp\left(-2 \int_0^t p_f(u) du\right) + \int_0^t \frac{dI_S(t')}{dt'} \exp\left(-2 \int_{t'}^t p_f(u) du\right) dt'$$

On reconnaît dans cette expression la fonction de répartition - dans les exponentielles. La constante A dépend bien sûr des conditions initiales. Elle s'annule si l'on suppose qu'à $t = 0$ le courant dans l'anneau est nul.

Dans la situation particulière - d'intérêt pratique - où la source débite un courant constant cette solution prend la forme simple :

$$I_c = IP_{tr}(t)|_f^2$$

Où P_{tr} est la probabilité de transmission, i.e. la probabilité qu'aucune perte de contact ne survienne entre 0 et t , définit par la relation :

$$P_{tr}(t)|_f = \exp\left(-\int_0^t p_f(t') dt'\right)$$

⁶ Nous traitons donc la zone de contact fil/anneau comme une barrière de potentiel dont la transparence est liée à cette probabilité.

Ainsi lorsque la source délivre un courant d'intensité I constante, la fonction « interrupteur » liée à une réalisation du profil f est :

$$K_f(t) = \frac{I_f(t)}{I} \equiv P_{tr}(t)|_f^2$$

Sa moyenne sur l'ensemble des profils est alors :

$$K(t) = \langle K_f(t) \rangle = \langle \exp(-2P_f([0, t])) \rangle_f H(t)$$

Où $H(t)$ est la fonction de Heaviside.

Cette relation se déduit donc simplement de la probabilité de non décrochement avant l'instant t : puisque la probabilité $P_f([0, t])$ de décrochement dans l'intervalle $[0, t]$ croît avec le temps - sa dérivée étant $p_f(t)$, positive par définition - on aboutit bien à une décroissance du courant parcourant l'anneau et donc à une perte de puissance. On notera que le spectre de cette fonction, c'est-à-dire le spectre du courant, est une grandeur importante :

$$K(\omega) = \left\langle \int_0^{+\infty} \exp(-j\omega t - 2P_f([0, t])) \right\rangle_f$$

Ce spectre s'interprète comme une fonction de transfert de l'anneau modifiée par les décrochements intempestifs du fil. La décroissance du courant indique alors une modification du spectre des signaux transmis, et donc une distorsion des signaux et une limitation de leur durée de vie, par l'anneau qu'il serait intéressant de déterminer. Une interprétation électrique simple du processus de décrochements peut en résulter : un exemple en est donné par l'approximation de la fonction « interrupteur » obtenue lorsque les décrochements sont fréquents - répartition uniforme des instants de décrochements - et décorrélés (indépendance statistique) :

$$K(t) \approx \exp(-2\langle P_f([0, t]) \rangle_f)$$

Soit

$$K(t) \approx \exp(-2\langle P_f(0) \rangle_f t + \dots)$$

Le calcul du spectre indique à cette approximation le comportement d'un passe-bas de fréquence de coupure proportionnel à $\langle P_f(0) \rangle_f$.

II.4.3 Entropie de contact

A partir de la densité de probabilité calculée précédemment, nous avons défini une grandeur permettant de caractériser le bruit de courant : la probabilité de transmission du courant par un profil déterminé f pendant la durée t :

$$P_{tr}(t) = \exp\left(-\int_0^t p(t')dt'\right)$$

Il s'agit plus précisément de la probabilité qu'aucun décrochement ne survienne avant l'instant t . On voit en particulier que lorsqu'aucun décrochement ne se produit - contact parfait - cette grandeur vaut 1. Elle est liée à la probabilité qu'un décrochement survienne dans l'intervalle $[0, t]$. Si l'on note $S(t)$ la valeur de l'intégrale, on peut alors écrire la relation :

$$S(t) = -\ln(P_{tr}(t)) = \int_0^t p(t')dt'$$

Il s'agit de façon évidente d'une fonction positive et croissante dont le maximum est égal à 1. La dépendance logarithmique de la fonction S avec la probabilité de transmission met en évidence une analogie singulière avec la définition thermodynamique de l'entropie micro-canonique. Il s'agit bien sûr d'une analogie purement formelle basée sur quelques points de ressemblance, résumés sur le tableau 3, mettant en évidence la pertinence pour notre approche de concepts élaborés en thermodynamique de l'équilibre et du non-équilibre. Cette analogie mérite donc un examen plus approfondi ne serait-ce que parce qu'elle suggère l'idée d'une thermodynamique du contact glissant, restant à construire.

Au stade actuel de notre réflexion, rien ne permet de privilégier la seule pertinence de l'entropie au sens de Boltzmann. Le concept d'entropie de contact que nous avons introduit peut aussi être rapproché de l'entropie au sens de Shannon : l'altération des signaux transitant par le contact permet de quantifier notre entropie du contact.

| Entropie du contact | Entropie de Boltzmann |
|---|--|
| $S_f(t)$ | S/k_B |
| Fonctionnelle liée à un état de surface (profil f) | Fonctionnelle liée aux états macroscopiques d'un système (dégénérescence) |
| $-Ln(P_{tr}(t) _f)$ | $-Ln(1/\Omega)$ |
| $P_{tr}(t) _f$ Probabilité de non décrochement avant t | $1/\Omega$ Probabilité de réalisation d'un micro-état. Nombre Ω de micro-états |
| $\dot{S}_f(t) = p_f(t) \geq 0$ En présence de décrochements, l'entropie croît : perte d'informations sur les signaux transitant par le contact | $\dot{S} \geq 0$ 2nd principe : pour un système isolé, l'entropie croît : perte d'informations sur le système |
| Profil minimisant les décrochements : $p_f(t)$ minimale | Etat stationnaire hors équilibre : taux de production d'entropie minimale. |
| Entropie de contact nulle en l'absence de décrochements | Entropie nulle pour un système complètement connu |

Tableau 3 : Comparaison entre notre modèle de thermodynamique du contact, et la thermodynamique micro-canonique de Boltzmann.

Au-delà de la simple ressemblance formelle avec l'entropie au sens thermodynamique, notre entropie $S(t)$ présente une propriété qui justifie pleinement notre appellation : Il s'agit d'une fonction croissante du temps. Sa dérivée est le taux de création d'entropie qui s'identifie à la densité de décrochements :

$$\dot{S}(t) = p(t) \geq 0$$

On vérifie sans peine que ce taux s'annule en l'absence de décrochements : pour un contact « parfait » l'entropie s'annule (valeur minimale).

Sur le plan strictement théorique, on peut ajuster l'entropie du contact comme une fonctionnelle de la géométrie de la surface dont l'optimisation doit être contrainte par le cahier des charges fonctionnel imposé à la surface. Notre définition de l'entropie se prête bien à un traitement variationnel de la géométrie

de la surface : rechercher le profil permettant de réaliser au mieux les contraintes de fonctionnement tout en minimisant les décrochements. Ce concept devrait permettre de quantifier la qualité du contact glissant.

II.4.4 Application de l'entropie de contact: altération d'un signal numérique

D'après la définition que nous avons donnée à l'entropie du contact, et la fonction « interrupteur », nous pouvons appliquer notre approche sur un signal numérique, i.e. une suite de bits, et en calculer les effets en terme de perte d'information. Cette caractérisation du contact à travers les paramètres ε et Δ , nous permettra d'avoir une estimation du taux d'entropie de contact, qui sera par la suite calculé à travers nos simulations en fonction des paramètres de fonctionnement W et V , respectivement la force de plaquage et la vitesse de glissement.

Considérons un signal d'entrée numérique, une suite de bits distribuée selon un ordre précis, codant pour une information précise. Passant à travers notre interface de contact, celui-ci va être modifié en relation avec la fonction « interrupteur » liée à cette interface de contact. Nous exprimons donc notre signal d'entrée comme :

$$I(t) = \sum_n b_n \Pi(t - n\xi)$$

Où les b_n prennent les valeurs 1 ou 0, et $\Pi(t-n\xi)$ une fonction « porte » où ξ est la durée du bit. On définit par la suite notre signal de sortie par la relation :

$$I'(t) = (S_f(t - \Delta) - S_f(t - \varepsilon)) \sum_n b_n \Pi(t - n\xi)$$

Soit

$$I'(t) = \sum_n b'_n \Pi(t - n\xi)$$

En calculant la relation du bruit relatif entre le signal d'entrée et le signal de sortie, nous obtenons la relation :

$$\frac{b'_n(t)|_f - b_n}{b_n} \approx \frac{\varepsilon - \Delta}{\varepsilon + \Delta} T_{ev} p_f(t) - 1$$

D'où le taux d'entropie :

$$p_f(t) \approx \frac{1}{T_{ev}} \frac{\left(1 + \frac{\Delta}{\varepsilon}\right)}{\left(1 - \frac{\Delta}{\varepsilon}\right)} = \tau$$

Avec T_{ev} la durée d'évaluation.

On remarque que pour une valeur de ε très grande devant Δ , le taux d'entropie est minimum. Quand ε se rapproche de la valeur de Δ , le taux d'entropie augmente jusqu'à exploser quand ces deux paramètres sont égaux. Nous verrons les effets de ces paramètres dans le chapitre suivant.

Conclusion du Chapitre II

L'observation de ces différentes mesures confirme l'hypothèse d'une dégradation rapide du contact électrique suivie d'une stabilisation, i.e. une évolution plus lente. Il semble raisonnable d'attribuer ces deux phases à deux processus différents : la phase de dégradation, dominée par des processus d'usure liés au glissement, qui traduit vraisemblablement une altération de la morphologie de surface, et la phase de stabilisation, qui quant à elle, où l'usure devient négligeable, traduit l'accession à un état stationnaire dans lequel la géométrie de surface n'évolue plus. La première phase, qui relève de la tribologie du contact, est difficile à modéliser du fait de son extrême complexité, entre autre, par exemple, par les phénomènes d'usures possibles. Seule la seconde phase retiendra notre attention, dont nous présentons un modèle permettant d'évaluer les observables d'un contact électrique glissant sur une surface de géométrie stationnaire en identifiant trois sources possibles du bruit de tension observé.

La tension mesurée aux bornes d'un contact glissant sur un anneau tournant à vitesse constante et le bruit afférent permettent de caractériser raisonnablement la qualité chimique et géométrique du contact et de quantifier et suivre l'effet de l'usure due au glissement. L'interprétation de ces signaux caractéristiques et de leurs propriétés statistiques au sein d'un modèle phénoménologique « minimal » du contact glissant, mêlant aspects mécaniques et électriques, nous a conduits à distinguer deux paramètres fondamentaux Ψ et τ liés respectivement au désordre chimique en surface de l'anneau ainsi qu'à la structure microscopique de l'interface fil/bague et aux pertes de contact mécaniques. Le premier paramètre décrit l'importance de la contribution au bruit de tension des fluctuations de composition chimique et/ou de la rugosité de la surface alors que l'inverse du second lié à la fréquence des décrochements mesure la contribution des fluctuations de la réaction normale au contact. Il apparaît alors que la détermination séparée de ces paramètres, possible dans certaines limites, permet de caractériser la performance fonctionnelle du contact. Mais lorsque cette séparation est impossible, seule une combinaison simple de ces paramètres présente dans les observables du contact peut être déterminée. Cette combinaison donne lieu à un critère de qualité du contact moins précis mais permettant néanmoins une interprétation géométrique des critères de qualité fonctionnelle imposés par le cahier des charges à l'aide d'un

réseau de courbes iso-qualité du plan $\Psi|\tau$. Cette tentative de « géométrisation » du concept de qualité du contact permet de suivre les effets du vieillissement ou de l'usure et de contraindre les scénarii compatibles avec les valeurs rapportées de ces indicateurs de qualité.

Ce mode d'analyse est toutefois restreint aux applications à vitesse constante. Pour les dispositifs à vitesse variable (telles les éoliennes où le régime des vents n'est pas constant), la situation est plus complexe car il faut se placer dans l'espace 3D $\Psi|\tau|\omega_r$, incorporant l'effet de la vitesse de rotation. Cette généralisation requiert l'étude complète de la dépendance des paramètres du contact (ou des indicateurs qui leur sont liés) vis-à-vis de la vitesse de rotation. Cette étude n'est d'ailleurs pas triviale puisque les observables du contact dépendent de façon complexe du régime de rotation. L'étude spécifique de cette dépendance est nécessaire pour mieux délimiter les divers états de qualité du contact.

La vision probabiliste du contact glissant nous a permis de mettre en évidence une relation entre la perte d'information d'un signal transitant à travers une interface glissante et l'état de surface de cette interface. Cette description faisant appel aux probabilités nous a conduits à la définition de ce que nous avons appelé entropie de contact, qui se justifie à travers ses propriétés et sa proximité vis-à-vis de la définition initiale de Boltzmann pour la thermodynamique. Cette entropie de contact introduit donc une caractérisation originale de l'état de surface, et donc de la qualité du contact. Ainsi, à partir de l'étude de la perte d'information entre le signal d'entrée et le signal de sortie, nous pouvons caractériser l'interface.

Chapitre III : Simulations numériques

La modélisation du contact glissant que nous avons effectuée au chapitre précédent nous a permis de définir les indices de qualité recherchés mais du point de vue théorique. Si la confrontation à la partie expérimentale nous conforte dans les calculs effectués, ceux-ci ne nous donnent qu'une partie de la réponse au sujet de la phénoménologie à l'interface de contact. Parmi les bruits mis en avant, certains répondent à une dynamique bien précise dans l'interface : le bruit de contact est géré par une fluctuation du nombre de contact dans l'interface, le bruit chimique par une variation de la composition chimique, et le bruit de décrochement par des coupures totales du signal transmis. Si les effets de ces bruits sont exprimés à travers la définition du Q.R.I. ou encore de l'entropie de contact, il nous reste à expliquer leur dynamique. Nous allons voir dans ce chapitre, consacré à la simulation numérique, comment l'interaction entre surface s'effectue à travers une étude du bruit de contact.

Afin de s'accorder avec la réalité à travers notre approche, nous avons dû utiliser des méthodes d'observations de surfaces pour valider ou invalider la direction de nos recherches. Si dans un premier temps, nous nous sommes focalisés sur l'aspect de la rugosité et des propriétés de surface dans la description du bruit de contact, nous nous sommes aussi penchés sur l'aspect homogénéité chimique de surface dans la description du bruit chimique. Si la rugosité peut être approchée par méthode A.F.M.⁷, la qualité chimique de surface peut être approchée par méthode M.E.B.⁸

D'après les observations A.F.M. nous allons pouvoir construire numériquement la représentation du profil de rugosité d'une surface, et sera la base de notre travail. Le choix d'un profil simulé pour représenter une surface réelle sera traité avec rigueur du point de vue des propriétés statistiques. Une fois le choix de profil effectué, nous pourrions simuler l'effet de l'interaction des aspérités entre les deux surfaces en glissement. Ces simulations nous conduiront à deux paramètres fondamentaux ε et Δ , qui sont les clés de définition du taux d'entropie, indicateur de la qualité de l'interface comme canal de transmission de signaux. Une étude

⁷ Atomic Force Microscope

⁸ Microscope Electronique à Balayage

statistique de ces paramètres en fonction des paramètres V - vitesse de glissement - et W - force de plaquage - nommés paramètres de fonctionnement, nous permettra de voir l'évolution de la dynamique du contact à travers l'interface.

La définition du taux d'entropie définie au chapitre précédent sera aussi étudiée, à travers la variation des paramètres ε et Δ en fonction des paramètres de fonctionnement. Cette étude nous conduira à une représentation claire des limites de fonctionnement de l'interface glissante comme canal de transfert de signal, en fonction des paramètres d'utilisation, et en fonction de la morphologie de surface.

Pour terminer, nous aborderons le contact glissant à travers la transformée de Fourier et la fonction de transfert générée par le bruit de contact, et nous verrons comment évolue la résistance due aux fluctuations de contact en fonction de la vitesse rotation de la bague.

III.1 – Choix de profil de surface

Introduction

En étudiant la littérature concernant les profils de rugosité et leur modélisation, deux types distincts de génération de profil ont retenu notre attention : le profil aléatoire simple et le profil de Weierstrass. Ces deux profils ont leurs avantages en termes de description de surface, mais aussi leurs inconvénients. Le but de cette première partie est d'étudier ces deux types de profils, afin d'en choisir un qui sera le plus adéquate pour être utilisé dans nos simulations. Ce profil devra être autant proche de la réalité que son utilisation simple et rapide dans un code de calcul. Les simulations réalisées ici seront développées sous MatLab.

III.1.1 Profil simple aléatoire

Le profil simple aléatoire est un profil généré à partir d'une fonction faisant intervenir une somme d'harmoniques ayant une amplitude aléatoire. Ces amplitudes sont générées suivant une loi de probabilité bien déterminée (dans notre étude il s'agira d'une loi normale). On définit ainsi le profil simple aléatoire comme :

$$f(x) = \sum_q (a_q \sin(qx + \varphi_q) + b_q \cos(qx + \varphi_q))$$

Avec φ_n , un nombre aléatoire tiré suivant une loi normale, et où les valeurs a_q et b_q sont des valeurs aléatoires suivant une loi normale dont la variance est un paramètre fixé et choisi :

$$\sigma = \sqrt{\overline{a_q^2} - \overline{a_q}^2}$$

On représente ainsi notre profil simple aléatoire sur la figure 1, où l'amplitude et la longueur du profil ont été sélectionnées arbitrairement.

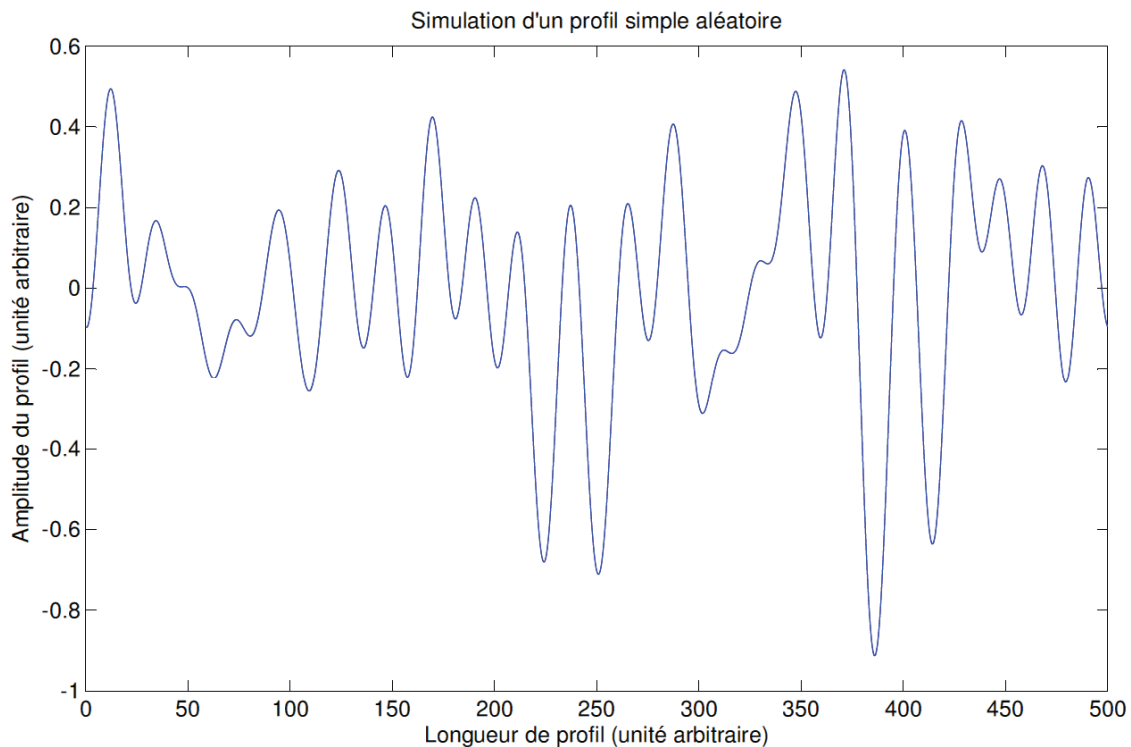


Figure 5 : Profil simple aléatoire, avec $n=25$, et $\sigma=0,075$

L'un des paramètres pouvant discriminer de prime abord le réalisme physique, est l'énergie de surface attachée au profil. Cette énergie, aisément calculable numériquement, est représentée, pour 5000 profils tirés, en fonction du R.M.S. du profil qui lui est associé sur la figure 2.

En moyennant la valeur d'énergie pour des profils de R.M.S. fixés, nous obtenons la figure 3, qui nous montre clairement une relation entre la valeur de l'énergie d'un profil et la valeur du R.M.S. de ce même profil.

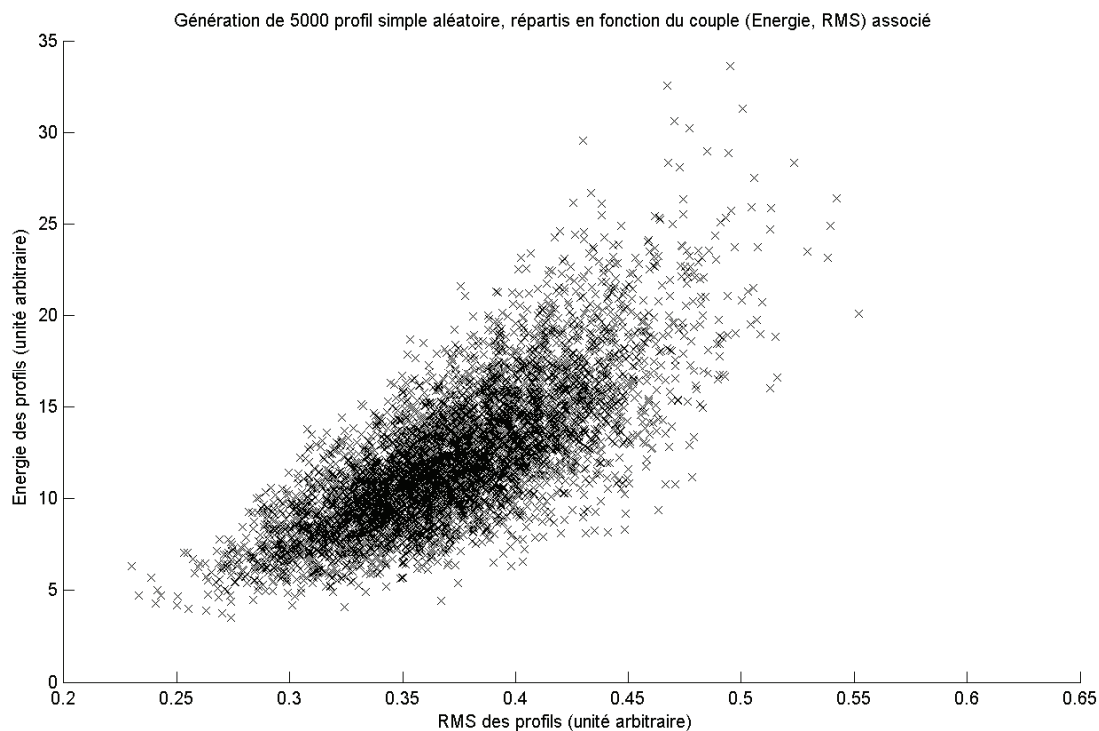


Figure 2 : Lien entre le R.M.S. de 5000 profils simples aléatoires et leur énergie de surface associée

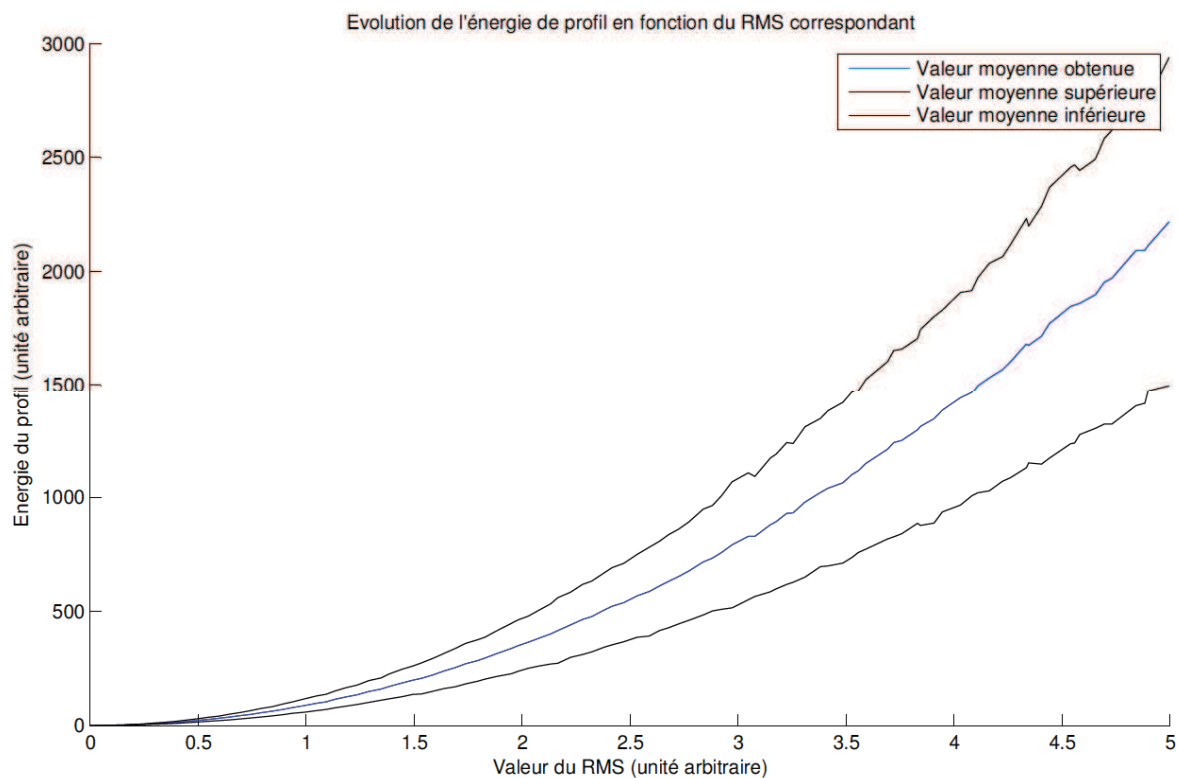


Figure 3 : Energie de surface en fonction du R.M.S.

D'autres paramètres peuvent être déterminés à partir de ce profil, ce sont les paramètres de surface, issus de la littérature, liés à la rugosité (R_a , R_q ou

R.M.S), la dissymétrie (Rsk) et l'aplatissement (Rku). Pour chacun de ces paramètres, nous avons calculé leur valeur, et nous l'avons représentée en fonction de la variance des amplitudes aléatoires (fig. 4) et en fonction de l'énergie du profil (fig. 5).

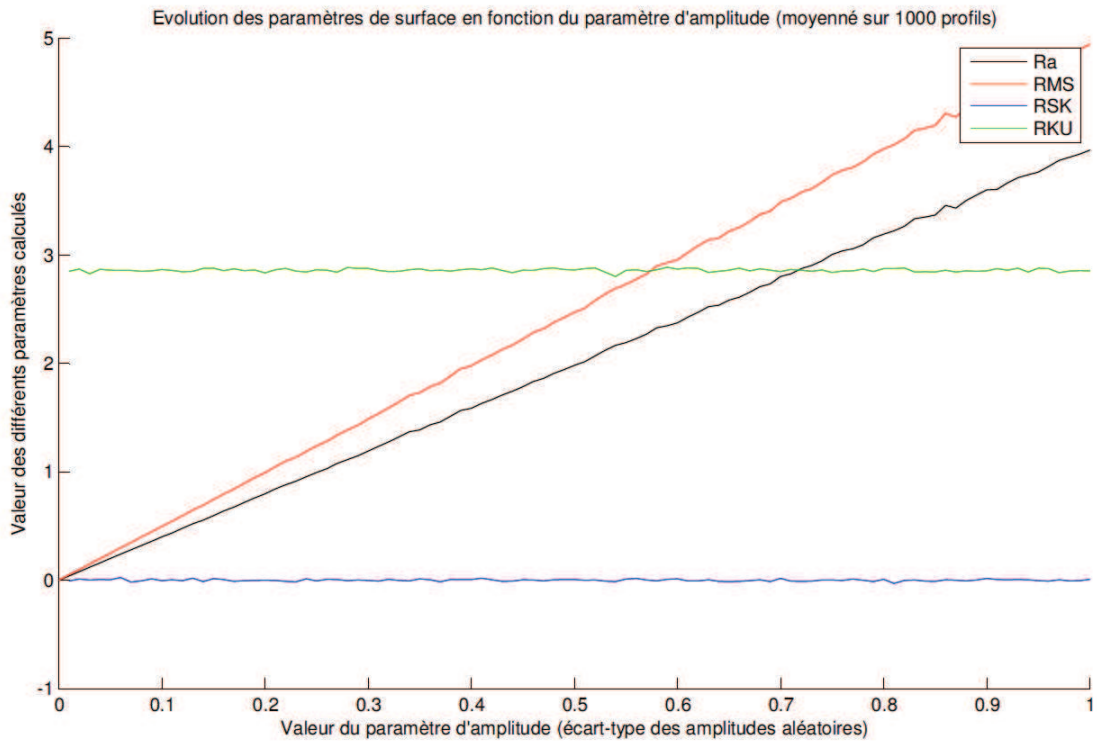


Figure 4 : Paramètres de surface en fonction de la variance des amplitudes aléatoires σ

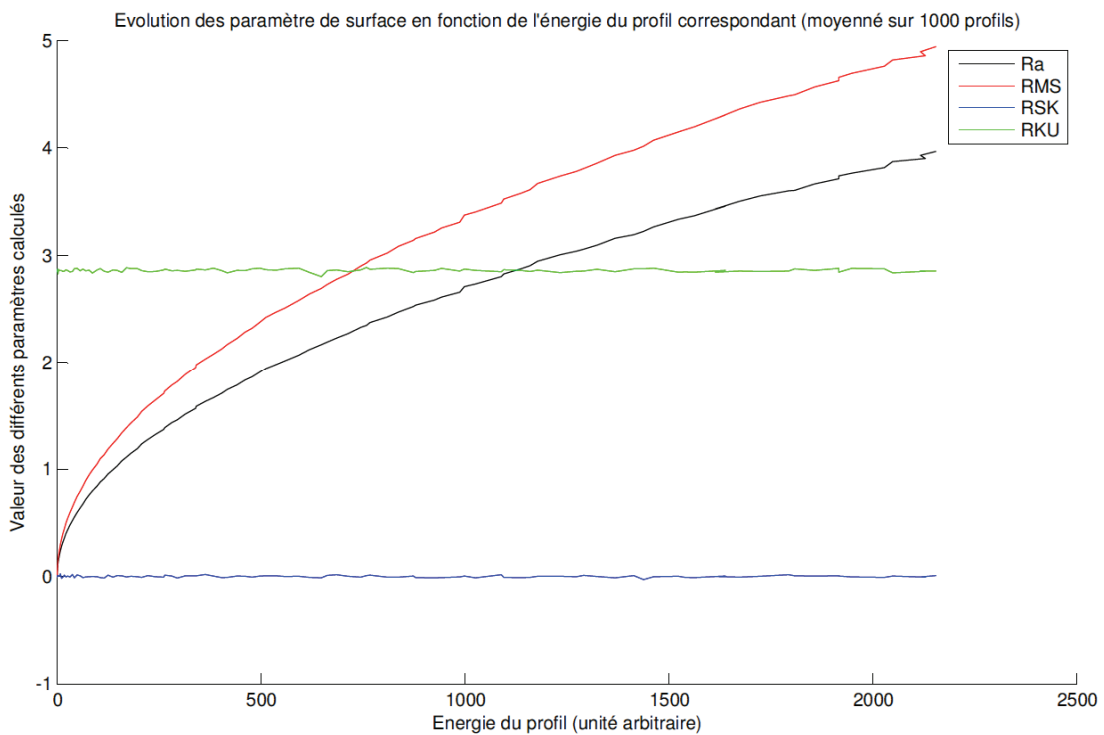


Figure 5 : Paramètres de surface en fonction de l'énergie du profil

La figure 6, nous montre l'évolution de ces mêmes paramètres en fonction du nombre d'harmoniques qui composent notre profil. Cette représentation nous montre que le nombre d'harmoniques ne jouent que faiblement, mais non négligemment, sur les paramètres de surface.

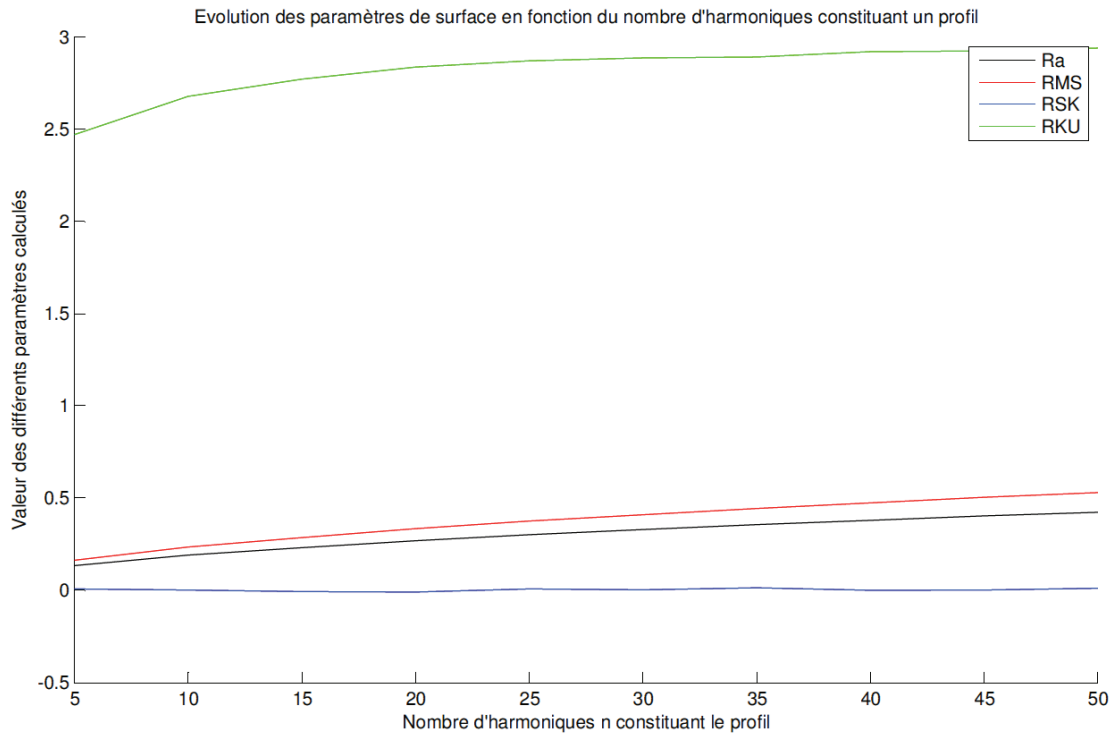


Figure 6 : Paramètres de surface en fonction du nombre d'harmoniques composant le profil

En revanche, le nombre d'harmonique va faire varier de manière significative l'énergie de surface du profil, représenté sur la figure 7.

A présent, si l'on s'intéresse à la répartition des amplitudes du profil, on peut déterminer la fonction de répartition de ces amplitudes, pour une variance des amplitudes aléatoires données (fig. 8). Depuis cette fonction de répartition, nous pouvons retrouver la densité de probabilité de ces amplitudes (fig. 9) que nous comparons avec la densité de probabilité théorique induite par le modèle du contact rugueux, définit à travers la relation :

$$\varphi(z) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(z - \bar{z})^2}{2\sigma^2}\right)$$

Où σ n'est autre que le R.M.S. du profil.

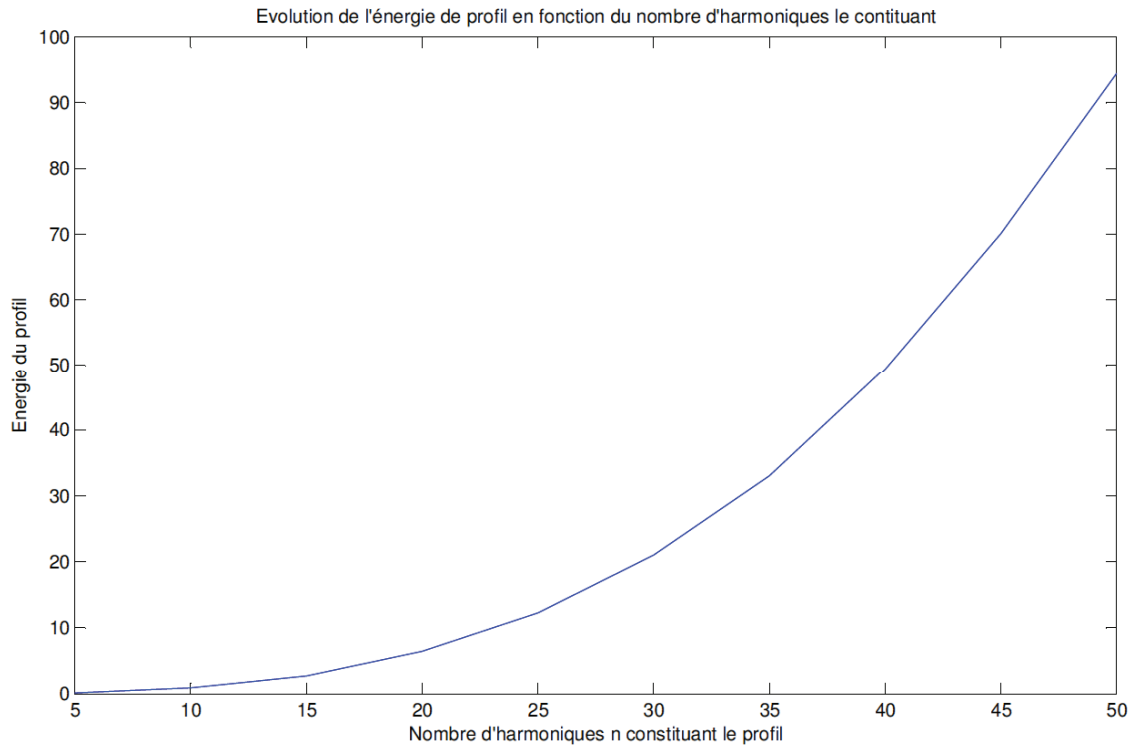


Figure 7 : Energie du profil simple aléatoire en fonction du nombre d'harmoniques n

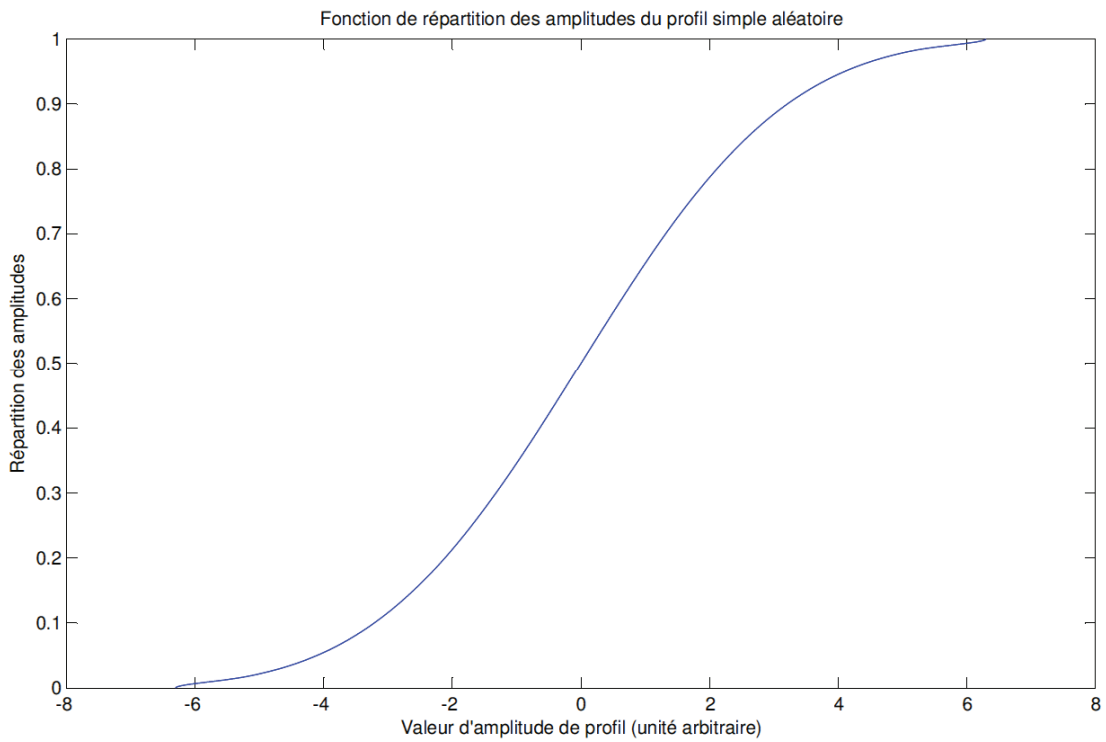


Figure 8 : Fonction de répartition des amplitudes d'un profil simple aléatoire, avec $n=25$, et $\sigma=0,075$

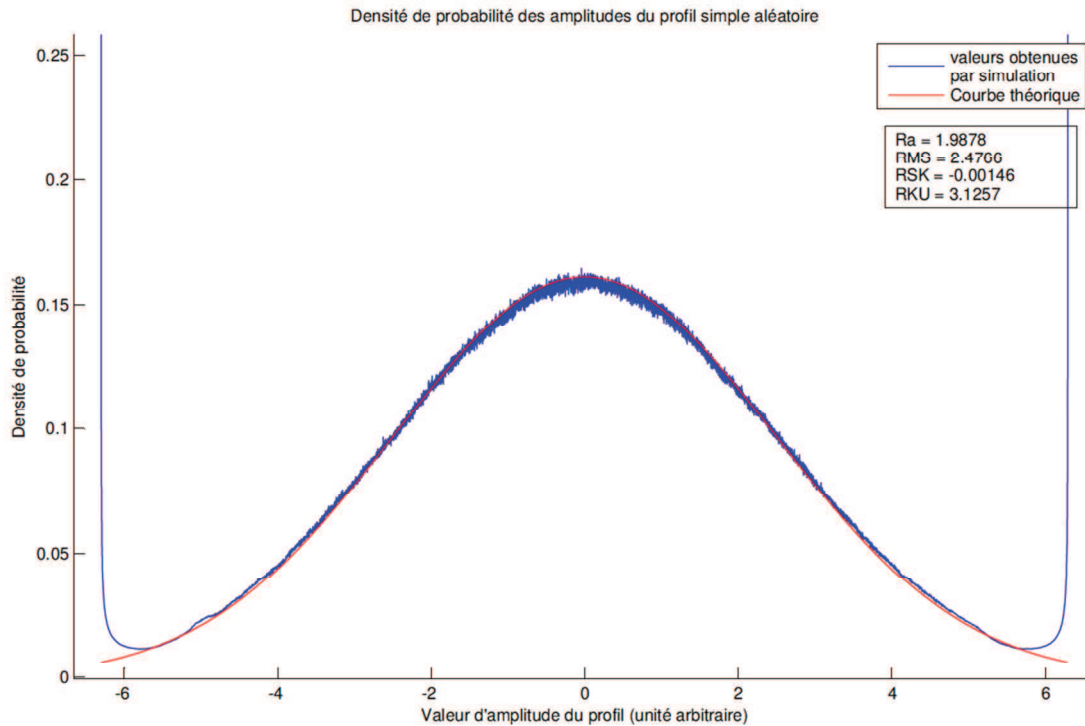


Figure 9 : Densité de probabilité des amplitudes d'un profil aléatoire, avec $n=25$, et $\sigma=0,075$

A travers l'étude des propriétés statistiques et des paramètres de surface associés au profil aléatoire simple, nous avons pu mettre en avant les avantages de ce type de profil. La génération de profil simple aléatoire est à la fois simple, rapide, et surtout souple d'utilisation : l'accès aux paramètres se fait suivant des relations simples à partir de nombres fixés ad hoc. Cependant, ces profils, bien que faciles d'utilisation, sont proches de la réalité dans une certaine limite : les profils simulés ne correspondent qu'à un seul type de surface, qui s'apparente à une surface usinée. En effet, du point de vue statistique, la répartition des hauteurs du profil se fait de façon différente selon le traitement affecté à la surface. Ici, notre surface ne donne que des répartitions liées à un processus Gaussien, ce qui est logique puisque les amplitudes aléatoires sont elles-mêmes issues d'une loi normale. On pourra retrouver un échantillon de différentes répartitions pour diverses surfaces en Annexe 3.

III.1.2 Profil de Weierstrass

La fonction de Weierstrass est un exemple de fonctions partout continues mais qui n'est dérivable nulle part. Il s'agit en fait d'une famille de fonctions qui peut être définie à l'aide de deux paramètres de la façon suivante :

$$f(x) = \sum_n \gamma^n \cos\left(\frac{x}{L} \gamma^{n/(D-2)} + \varphi_n\right)$$

Avec φ_n , un nombre aléatoire tiré suivant une loi normale, et L la longueur du profil.

Il est clair que lorsque les paramètres γ ($0 < \gamma < 1$) et D sont connus, ces profils sont déterministes. Leur principale caractéristique - et donc principal intérêt - réside dans le fait que pour certaines valeurs des paramètres γ et D, ils ont une nature fractale : ils sont invariants d'échelle. En d'autres termes un agrandissement d'un détail de la courbe ressemble à la courbe entière.

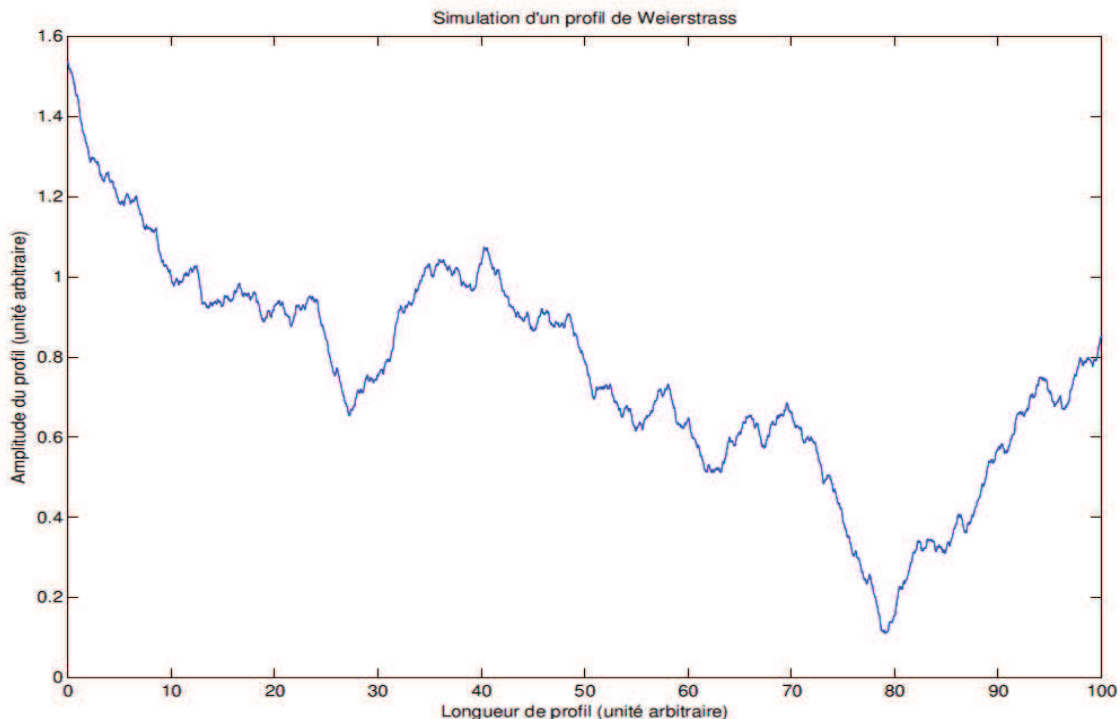


Figure 10 : Profil de Weierstrass pour $n=25$, $D=1,2$ et $\gamma=0,75$

Du fait de leur caractère fractal, ces profils présentent l'apparence du désordre : on peut ainsi générer des profils déterministes présentant un caractère « bruité » apparent ne nécessitant pas d'effectuer une moyenne sur un grand nombre de profils comme dans le cas des profils aléatoires. Un seul profil de Weierstrass peut suffire, ce qui représente un gain de temps de calcul important. Il faut toutefois pondérer cet intérêt par un argument physique relatif à la pertinence thermodynamique d'un tel profil. De plus, les profils fractals n'étant pas dérivables - par définition de la fonction de Weierstrass - ils ne sont donc pas

faciles d'utilisation : l'accès à la courbure des aspérités est rendu impossible (son calcul faisant intervenir la dérivée seconde du profil).

Si à présent on cherche à représenter ces profils suivant leur énergie de surface et leur R.M.S. comme nous l'avons fait pour le profil simple aléatoire, nous obtenons pour 5000 profils générés la figure 11. On peut conclure que la distribution dans l'espace énergie-R.M.S. des profils est beaucoup plus diffuse que dans le cas du profil simple aléatoire, et ne montre donc pas de relation évidente entre l'énergie d'un profil et son R.M.S. La figure 12 nous montre la relation entre l'énergie moyenne pour une valeur du R.M.S. donnée en fonction de celui-ci. Nous voyons clairement une évolution non triviale, et difficilement maîtrisable de l'énergie du profil. L'évolution du R.M.S. est conditionnée par la valeur des amplitudes γ , tout comme pour le profil simple aléatoire, par une relation simple comme l'indique la figure 13. Mais contrairement au profil simple aléatoire, le profil de Weierstrass fait intervenir un second paramètre, D , qui en rend l'utilisation complexe.

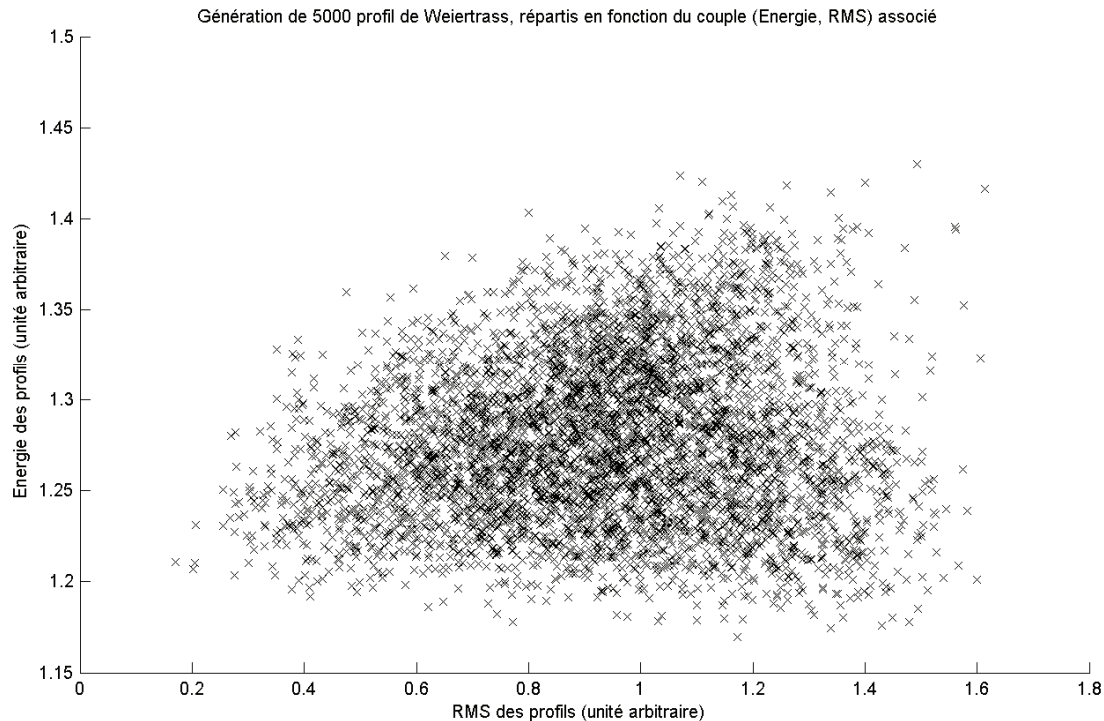


Figure 11 : lien entre le RMS d'un profil de Weierstrass et son énergie de surface

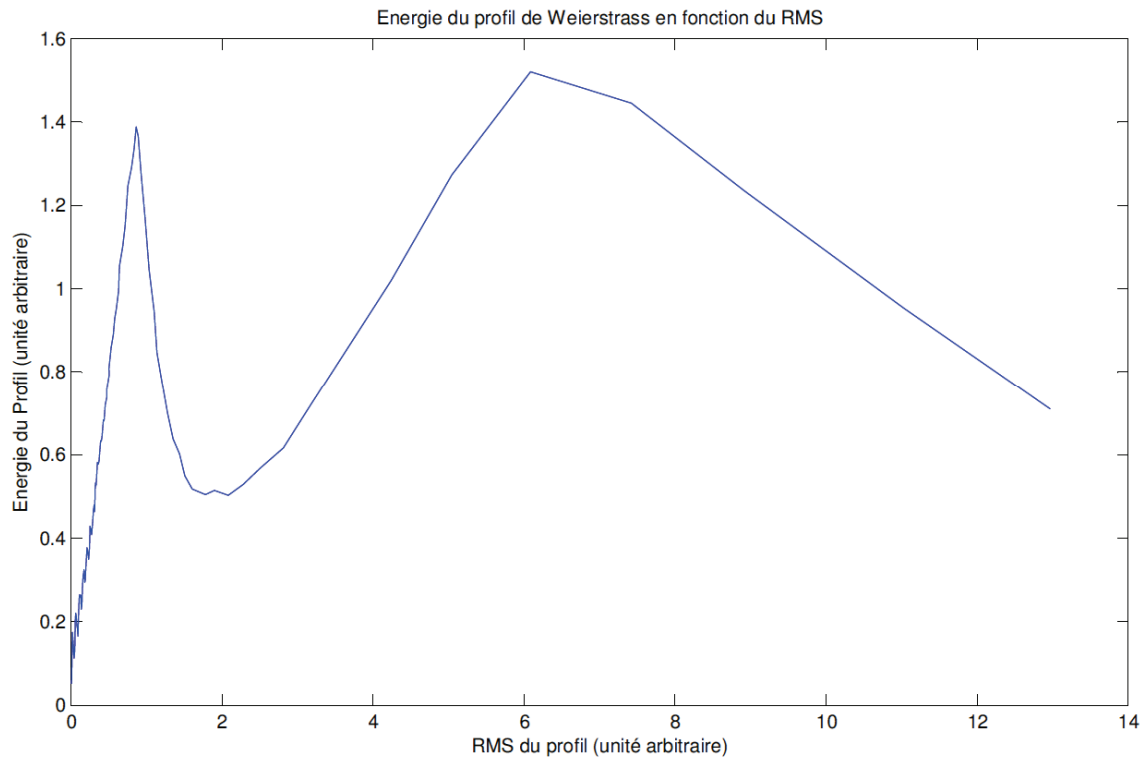


Figure 12 : Energie du profil de Weierstrass en fonction du R.M.S.

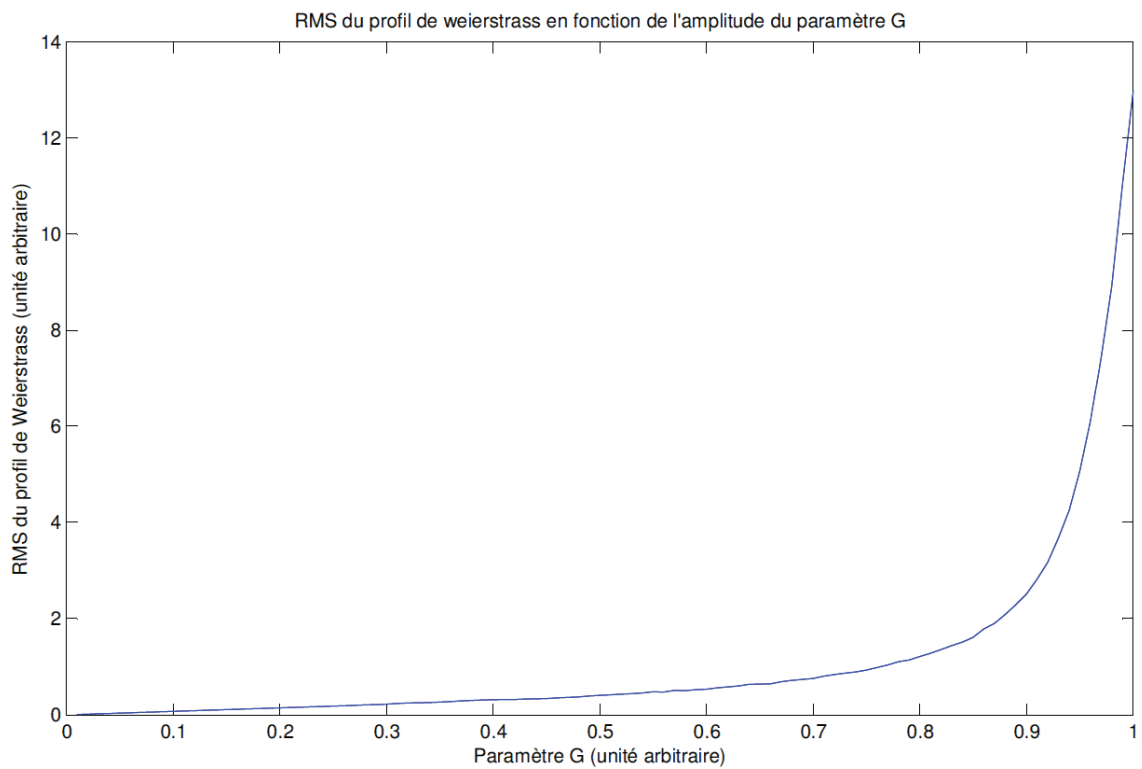


Figure 13 : Evolution du R.M.S. du profil en fonction du paramètre d'amplitude γ

La représentation des autres paramètres de surface ne présente pas de réel intérêt à ce stade de notre comparaison avec le profil simple aléatoire, vu la complexité à laquelle nous faisons face. On pourra toutefois présenter la répartition des amplitudes d'un tel profil (fig. 14), et en déterminer la densité de probabilité, toujours comparée à la densité de probabilité théorique (fig. 15).

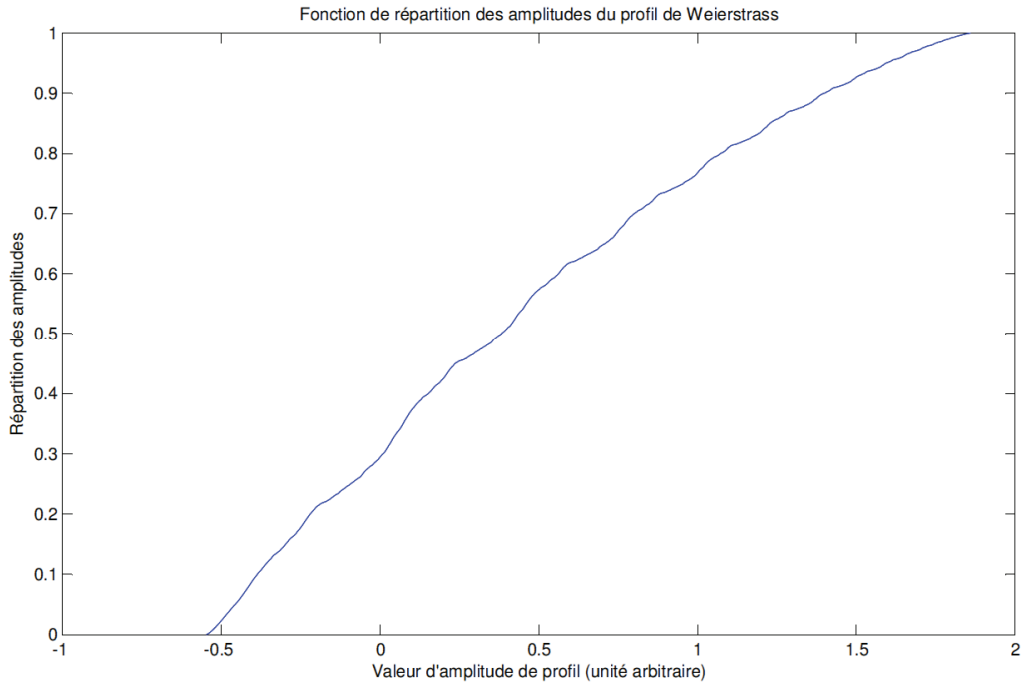


Figure 14 : Fonction de répartition des amplitudes du profil de Weierstrass, avec $n=25$, $D=1,2$ et $\gamma=0,75$

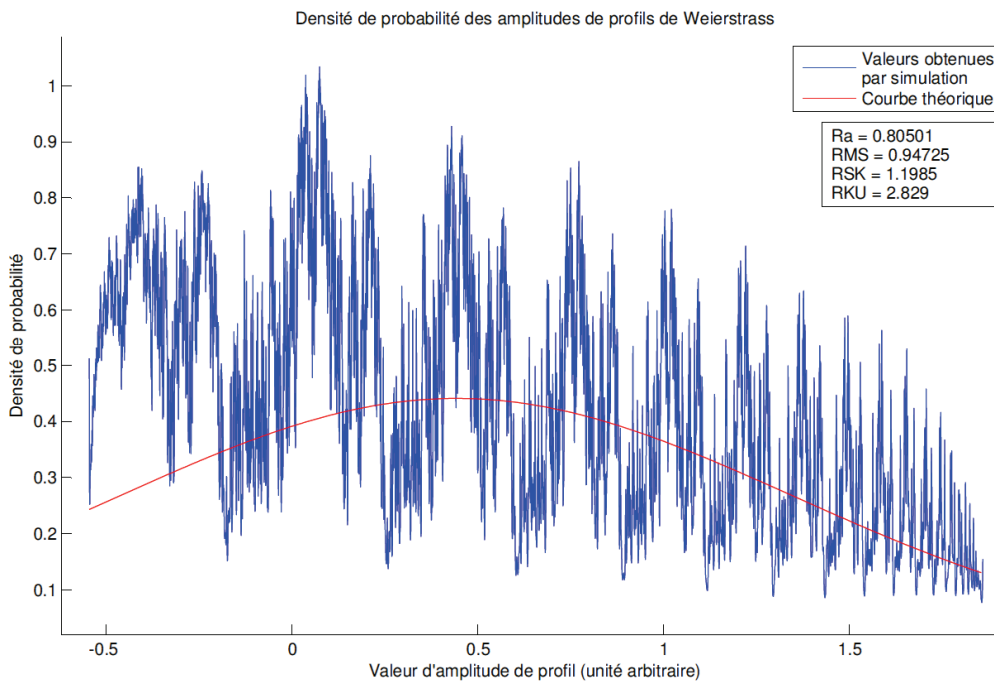


Figure 15 : Densité de probabilité des amplitudes d'un profil de Weierstrass, avec $n=25$, $D=1,2$ et $\gamma=0,75$

Notre recherche d'un profil adéquat pour nos simulations aurait pu se limiter à cette simple comparaison entre ces deux familles de profil, mais nous avons essayé une autre méthode consistant à générer une surface aléatoire à partir de la disposition aléatoire d'aspérité.

III.1.3 Profil de surface aléatoire

Toujours dans l'optique de trouver un profil réaliste pour nos simulations, nous avons généré une surface aléatoire en disposant aléatoirement des sommets de forme gaussienne sur une grille de surface. Cette disposition donne la représentation visible sur la figure 16, dont un profil est ensuite récupéré pour être représenté sur la figure 17.

Les profils issus de ses surfaces présentent les avantages des profils simples aléatoires par leur simplicité de calcul, et peuvent nous fournir un nombre de profils importants. Cependant ces profils sont gourmands en temps de calcul, pour un résultat assez similaire aux calculs effectués avec les profils simples aléatoires.

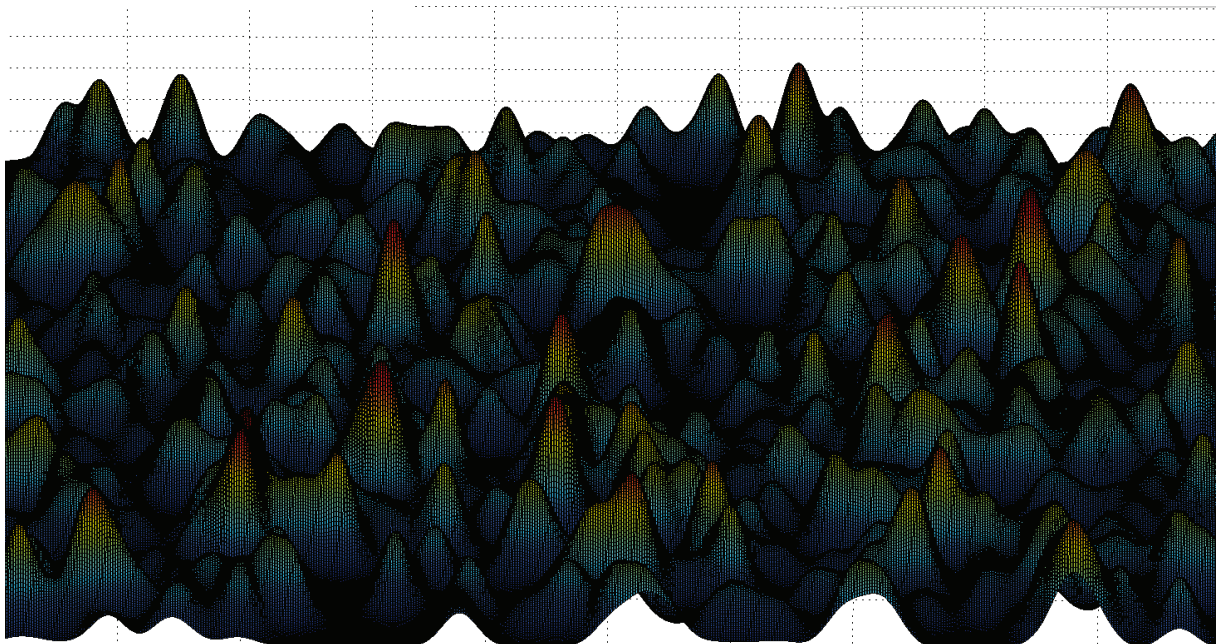


Figure 16 : Surface simulée avec répartition aléatoire des sommets

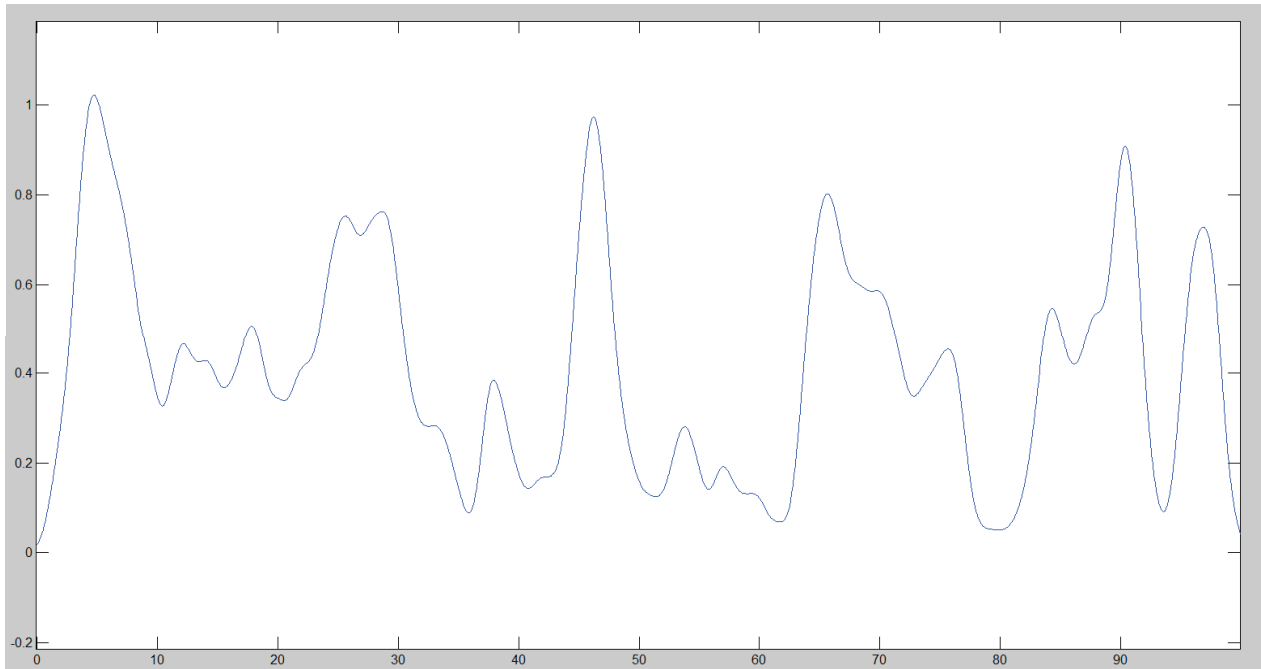


Figure 17 : Profil issue d'une surface simulée avec répartition aléatoire des sommets

III.3.4 Comparaison à une mesure A.F.M.

La discrimination de nos profils simulés par rapport à des paramètres ne se justifie qu'à travers la comparaison avec un profil de surface réaliste, issue d'une mesure A.F.M. Ainsi, nous avons considéré la surface d'un acier poli comme exemple de surface comparable.

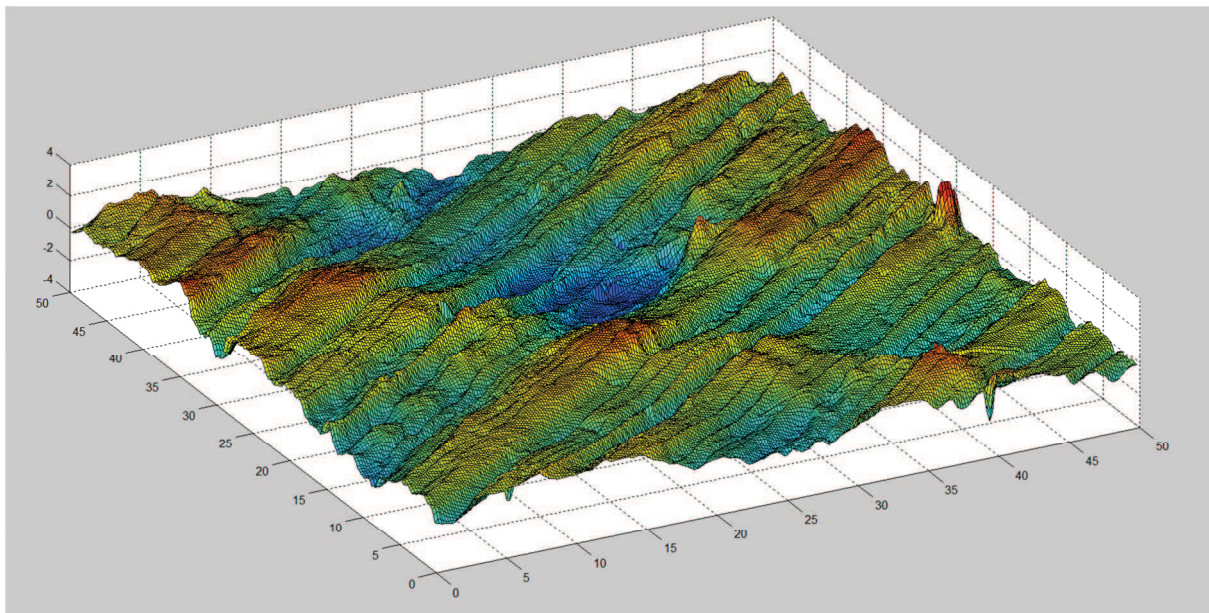


Figure 18 : représentation d'une surface d'acier poli mesurée par A.F.M.

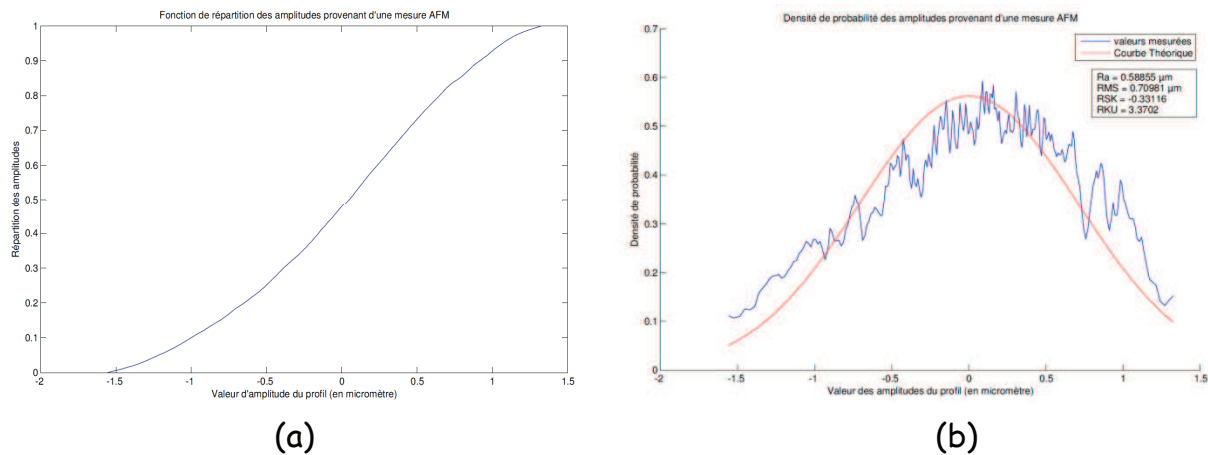


Figure 19 : (a) Fonction de répartition des amplitudes provenant d'une surface d'acier poli, (b) Densité de probabilité des amplitudes pour une surface d'acier poli

La répartition des amplitudes est proche de celle obtenue par la simulation des profils simples aléatoires, et la densité de probabilité de ces amplitudes suit d'assez près la courbe théorique fixée par le modèle du contact rugueux. Au niveau des valeurs des paramètres de surface, nous avons des valeurs mesurées du Rsk et du Rku valant respectivement 0,33 et 3,37, les valeurs « parfaites » de ces paramètres étant respectivement de 0 et 3.

Conclusion

Afin d'avoir une base de simulation la plus proche de la réalité à travers la génération de profils de surface, nous avons donc comparé avec pertinence différentes méthodes de création de profils et nous en avons sélectionné une : la génération de profil simple aléatoire. Cette méthode se justifie aussi bien dans sa proximité avec le réalisme physique des surfaces réelles, que dans sa facilité d'utilisation et de maîtrise dans un code de simulation. De plus, là où ce profil se justifie le mieux, est dans le fait qu'il simule des surfaces usinées qui sont proches de la description gaussienne définie par le modèle du contact rugueux. On trouvera en Annexe 3, une justification qui lie l'usinage d'une surface à la répartition des amplitudes du profil.

Notre choix étant à présent fixé, nous allons pouvoir, à l'aide de ces profils, modéliser les interactions entre aspérités dans l'interface du contact glissant.

III.2 Détermination des paramètres caractéristiques

Introduction

Maintenant que nous avons sélectionné le profil adéquat pour nos simulations, nous allons pouvoir commencer à calculer les différents résultats propres à

satisfaire notre approche concernant la qualité du contact glissant. Notre travail nous conduira vers la définition de deux paramètres primordiaux de notre modélisation, que sont les paramètres ε et Δ , respectivement le temps de contact et de non contact. Nous étudierons ces paramètres en fonction des paramètres de fonctionnement V , vitesse, W , force de plaquage et en fonction de la rugosité de surface, exprimée à travers le R.M.S. du profil.

Dans un premier temps, nous allons décrire la dynamique de déplacement d'un point de contact sur un profil qui nous conduira vers une première considération de la modélisation du contact glissant. Dans un second temps, nous étudierons les paramètres ε et Δ , issus de notre considération du contact glissant.

III.2.1 Déplacement d'un point de contact sur un profil - fonction « interrupteur »

Le point de contact, définit dans notre approche comme un point sans dimension, correspond à la position sur le profil sur lequel se déplace le point. Au cours de son déplacement, la géométrie du profil, la vitesse de glissement ou encore la force de plaquage vont, chacun à leur façon définir la trajectoire du point de contact. Notre approche considère donc un point de contact unique, ayant une vitesse horizontale fixée et une « masse effective » fixée elle aussi. Le terme « masse effective » symbolise la masse du fil associée à la force de plaquage ajoutée pour le maintien du fil. Lors du déplacement du point de contact, selon les paramètres de fonctionnement V et W , nous calculons les conditions de « décrochement » de ce point (fig. 20) Ainsi, on définit les instants de décrochement comme les solutions de l'équation :

$$\vec{R}_N = -(\vec{W}_R + \vec{F}_i) = 0$$

Soit

$$\frac{V^2}{R_\gamma(\vec{x}(t))} = \frac{W_R(\vec{x}(t))}{m}$$

Où V est la vitesse de glissement, m la masse du contact, W_R la projection de W sur l'axe \vec{R} , et R_γ le rayon de courbure à la position $x(t)$. On définit la valeur de W comme la somme du poids du contact P et de la force de plaquage supplémentaire appliquée F . F_i symbolise la force d'inertie engendrée par la courbure du profil.

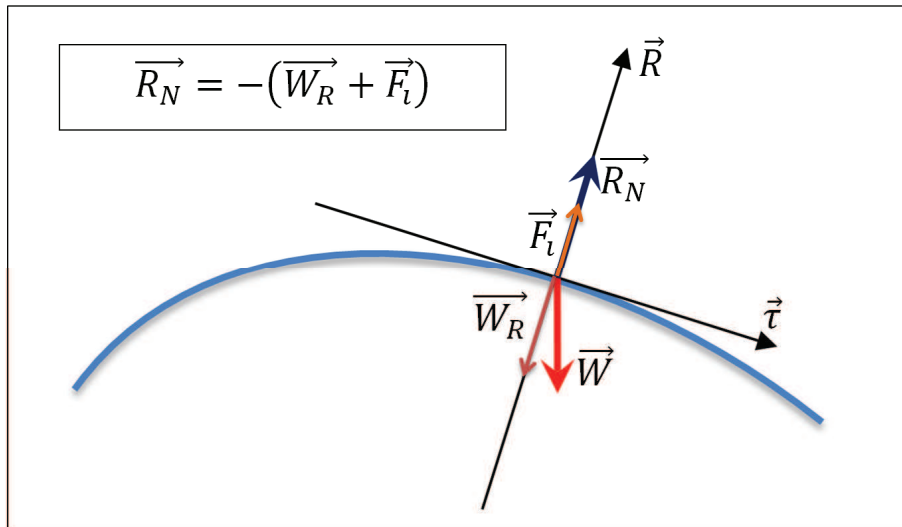


Figure 20 : schéma de force au point de contact

Les instants de décrochements sont donc les valeurs des t_i qui vérifient cette équation durant le déplacement du point de contact. Ainsi, nous obtenons l'expression de la fonction $p_f(t)$, peigne de Dirac, distribution des instants de décrochement :

$$p_f(t) = \sum_i \delta(t - t_i)$$

Une fois décroché, le contact doit obligatoirement se raccrocher sur le profil après un certain temps. La trajectoire du point de contact à ce moment peut être imaginée comme l'évolution d'une aspérité, déformée par le passage d'une autre aspérité venue de la surface en vis-à-vis. Dans notre cas, nous avons simplifié l'approche en laissant tomber le point de contact comme dans une chute libre. Nous aurions pu donner une dynamique plus complexe à la « chute » du point de contact, visant à reproduire la relaxation d'une déformation élastique par exemple.

Le raccrochement du point nous indique une première donnée qui est le temps de non-contact Δ , définit entre le décrochement et le raccrochement du contact. Par la suite, nous définissons le temps de contact ε , temps séparant un raccrochement du prochain décrochement. La dynamique du point de contact se constitue donc d'une succession de contact et de non contact, de durée respective ε et Δ dont les valeurs dépendent des conditions de fonctionnement, et de la morphologie du profil. Nous avons retracé la trajectoire d'un point de contact sur un profil de rugosité fixé, pour des paramètres de vitesse (V) et de plaquage (W) fixés sur la figure 21.

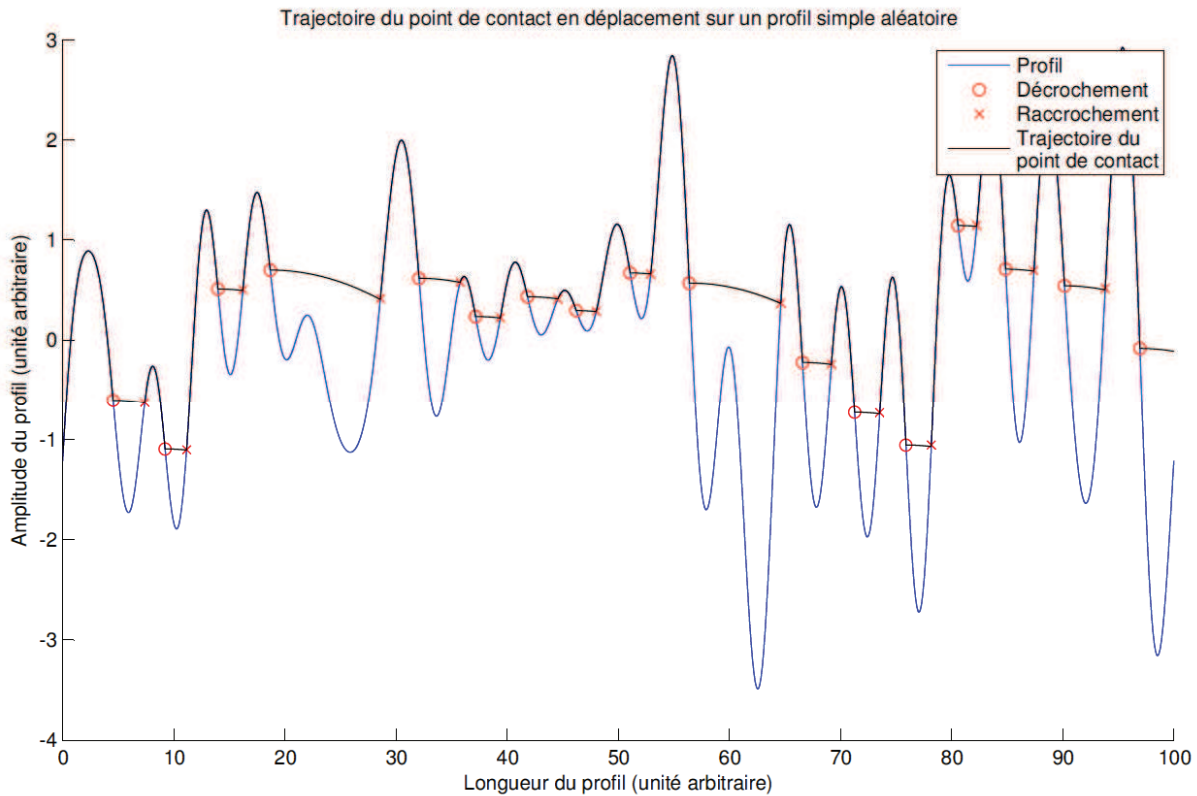


Figure 21 : trajectoire du point de contact

La succession des décrochements et raccrochements, séparés par des durées de contact et de non contact, peut se résumer dans la relation qui lie les instants de décrochement t_i , et les valeurs ε_i et Δ_i , prises successivement au cours du déplacement dans la fonction $K_a(t)$. Cette fonction que nous nommerons fonction « interrupteur » d'une aspérité, est représentée dans la figure 22, et est définie par la relation :

$$K_a(t) = \sum_i \theta(t - t_i - \Delta_i)(1 - \theta(t - t_i - \Delta_i - \varepsilon_i))$$

L'indice « a » de notre fonction « interrupteur » signifie que notre fonction est ici définie pour un point de contact unique. En effet, si à présent on associe notre point de contact à une aspérité, notre fonction « interrupteur » décrit la dynamique d'une aspérité sur la surface sur laquelle elle se déplace. Ainsi, si l'on moyenne les fonctions « interrupteur » sur l'ensemble des contacts compris dans l'interface de contact, nous obtenons ce que nous pouvons appeler le bruit de contact.

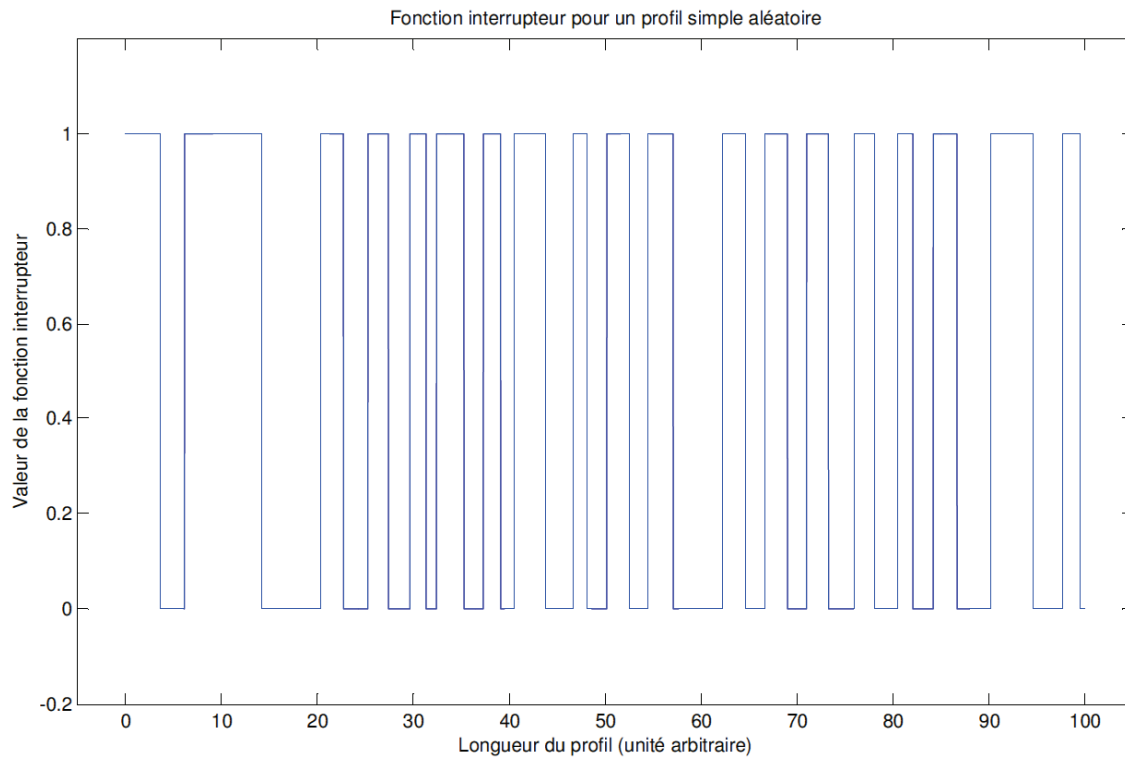


Figure 22 : représentation de la fonction « interrupteur » pour une aspérité

Dans notre raisonnement, il faut considérer que dans une interface de contact, il y a un nombre maximum N de contacts possibles, qui se font initialement, avant tout début de glissement. Quand les surfaces se mettent à glisser, les aspérités d'une de ces surfaces se déplacent et entrent en contact successif avec d'autres aspérités de la surface faisant face. Cet ensemble d'interaction est modélisée par l'ouverture et la fermeture successive des fonctions « interrupteur » associées à chaque aspérité. Le bruit de contact obtenu est représenté sur la figure 23, pour un ensemble arbitraire de $N = 200$ contacts.

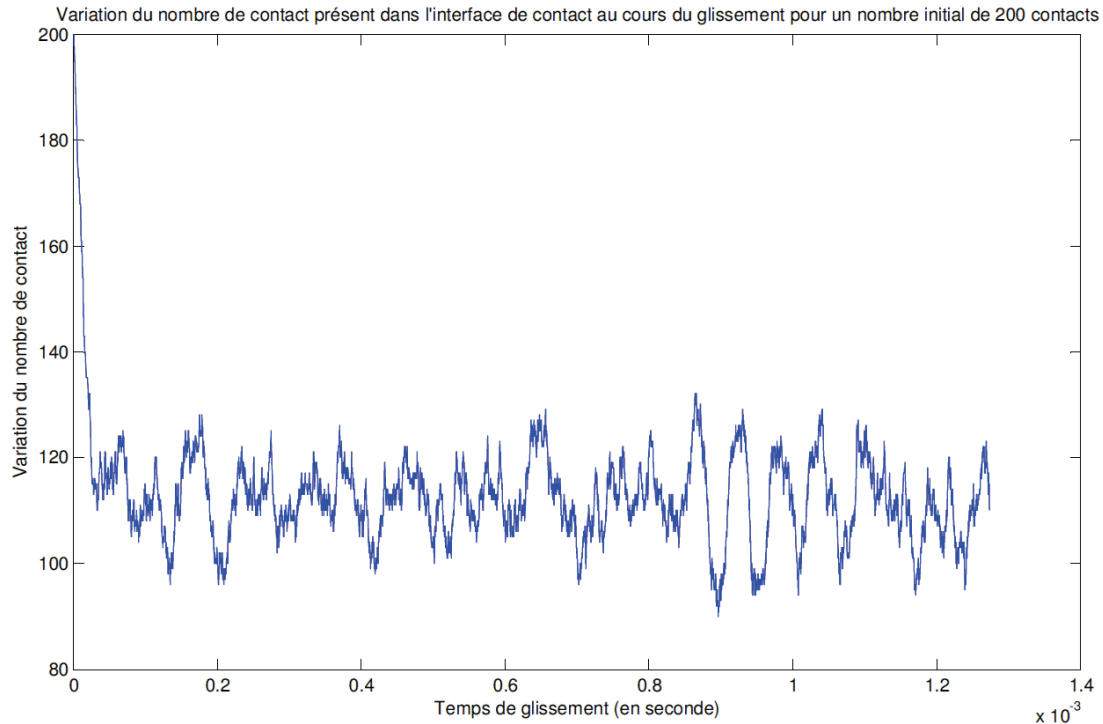


Figure 23 : Représentation du bruit de contact au cours du glissement

Nous voyons sur cette figure 23 que le nombre de contact moyen au cours du glissement est beaucoup plus faible que le nombre initial de contact N fixé. Le rapport entre le nombre moyen de contact présent dans l'interface au cours du glissement et le nombre total initial de contact N , reste globalement constant quelque soit la valeur initiale de N .

Avant d'étudier plus en détail les propriétés de notre fonction « interrupteur » que nous verrons dans la partie III.3, intéressons-nous aux paramètres ε et Δ vis-à-vis de leurs propriétés statistiques en fonction des paramètres de fonctionnement V et W .

III.2.2 Statistiques des temps caractéristiques

Selon la morphologie de la surface à un instant donné, notre point de contact va pouvoir se décrocher pour ensuite se raccrocher suivant les valeurs particulières de ε et Δ . Les temps de contact et de non contact ainsi générés ont des valeurs différentes les unes des autres, ce qui demande de déterminer si une relation lie ces nombres aux propriétés de fonctionnement. Ainsi nous allons étudier la répartition des valeurs ε et Δ , pour des paramètres de fonctionnement déterminés. La figure 25 illustre cette étude.

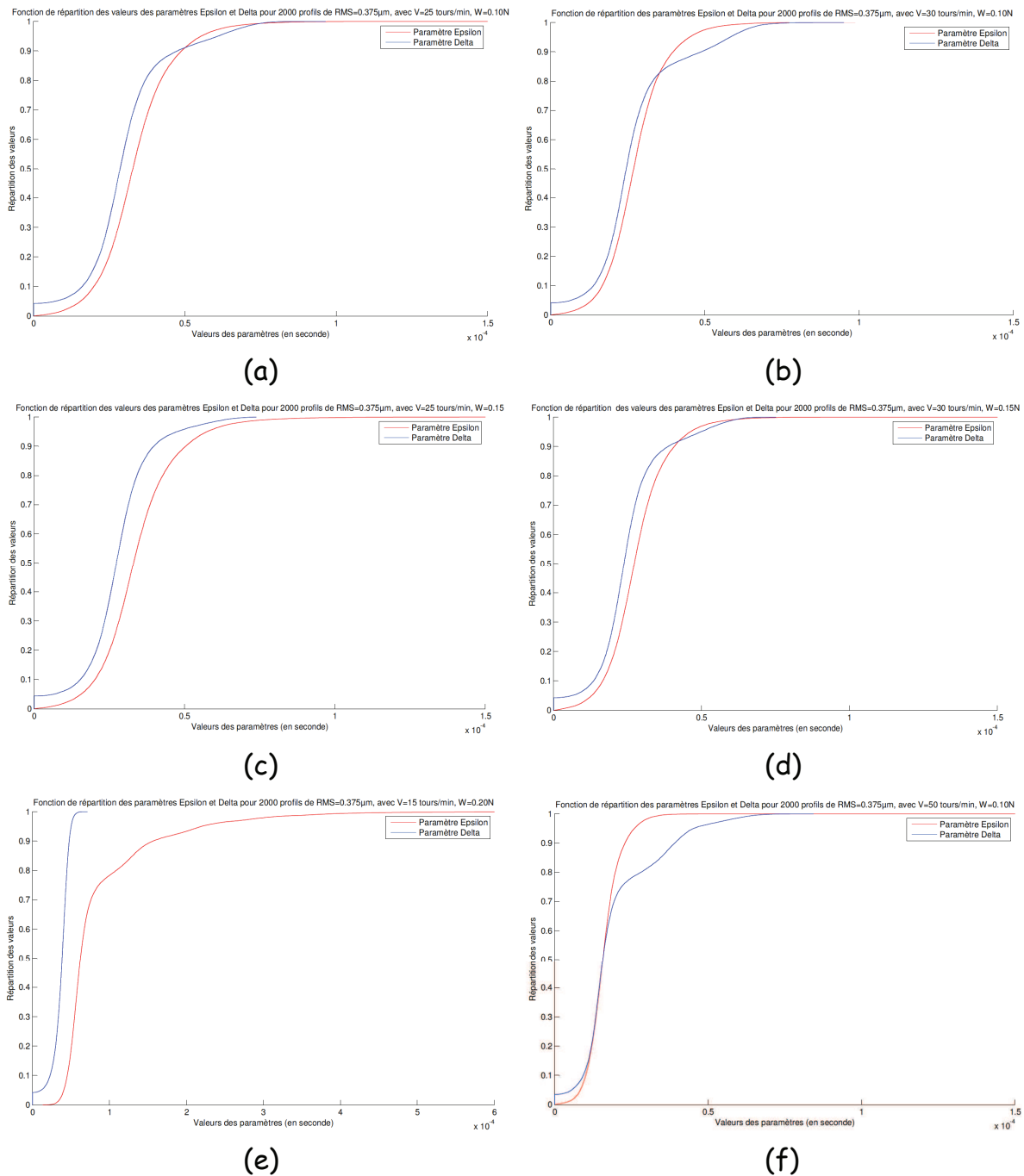


Figure 25 : (a) $V = 25$ tours/min, $W = 0,10$ N, (b) $V = 30$ tours/min, $W = 0,10$ N, (c) $V = 25$ tours/min, $W = 0,15$ N, (d) $V = 30$ tours/min, $W = 0,15$ N, (e) $V = 15$ tours/min, $W = 0,20$ N, (f) $V = 50$ tours/min, $W = 0,10$ N.

Les valeurs obtenues ici ont été calculées pour une longueur de profil de $100\mu\text{m}$, de rugosité R.M.S. de $0,375\mu\text{m}$ et un diamètre de bague de 6 cm (terme important ici puisque les vitesses sont exprimées en tours par minute) et resteront identiques dans la suite de nos simulations.

Nous pouvons déduire de la répartition des paramètres ϵ et Δ , pour de couples (V,W) donnés, que ces paramètres sont directement induits par les

conditions de fonctionnement. Une comparaison entre le panneau (a) et le panneau (d) nous indique que la répartition des paramètres est quasi-identique : un lien antagoniste existe entre le paramètre V et le paramètre W , l'augmentation de la force de plaquage a le rôle inverse de l'augmentation de la vitesse. Le paramètre V semble donner plus d'ampleur à la répartition du paramètre Δ , et diminuer celle du paramètre ε , et le paramètre W respectivement l'inverse.

La comparaison entre le panneau (e) et (f) nous indique clairement la différence entre deux régimes de fonctionnement bien distincts. Dans le cas du panneau (e) les conditions de bonne qualité de contact sont réunies (W élevé, V faible) : les temps de non contact sont confinés dans un intervalle étroit de valeur. Dans le panneau (f), l'intervalle des temps de non contact est beaucoup plus grand et dépasse même l'intervalle des valeurs des temps de contact, en relation direct avec des conditions de fonctionnement de mauvaise qualité de contact (W faible, V élevé). Si intuitivement des temps de contact long sont synonymes de bonne qualité et des temps de non contact long synonymes de mauvaise qualité, alors il est clair que le lien entre vitesse et force de plaquage est établi, puisque du point de vue applicatif la force de plaquage est là pour assurer le maintien du contact, déstabilisé par la rotation de la bague sur le fil.

Notons qu'un traitement des fonctions de répartition des paramètres ε et Δ , pourrait nous conduire à leur densité de probabilité respective, mais intéressons-nous plutôt à l'évolution de la valeur moyenne de ces paramètres en fonction des paramètres V et W . La figure 26 indique l'évolution des paramètres ε et Δ en fonction de la vitesse de glissement, et la figure 27 en fonction de la force de plaquage.

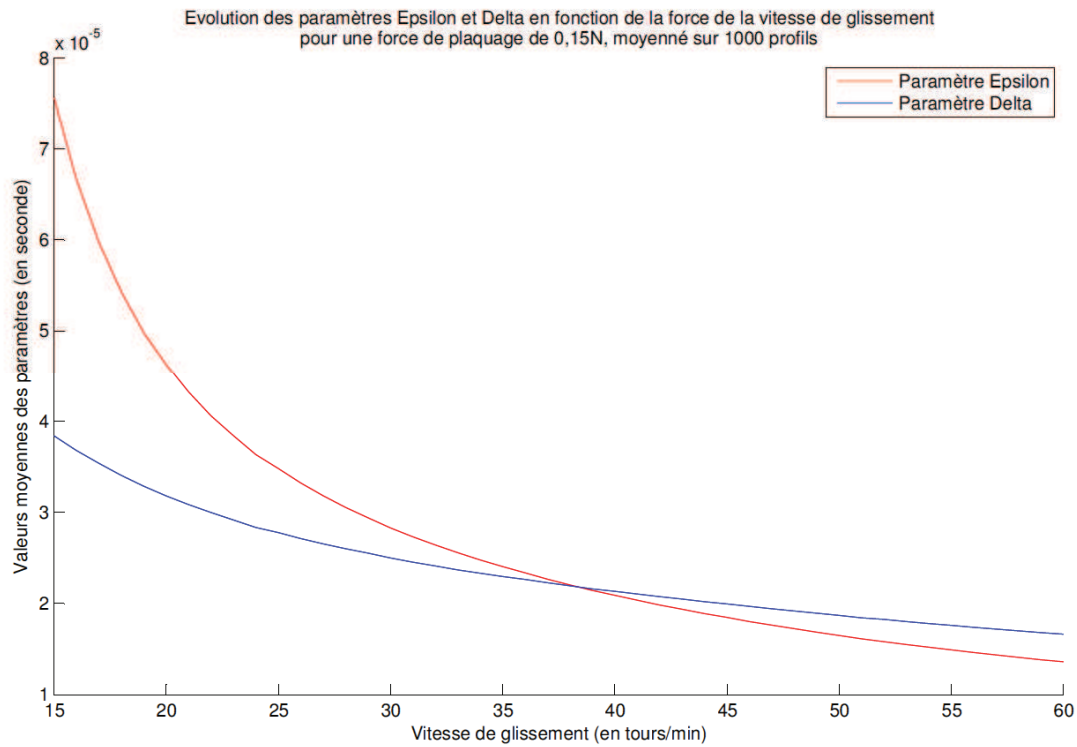


Figure 26 : Evolution des paramètres ϵ et Δ en fonction de la vitesse, $w=0,15$ N

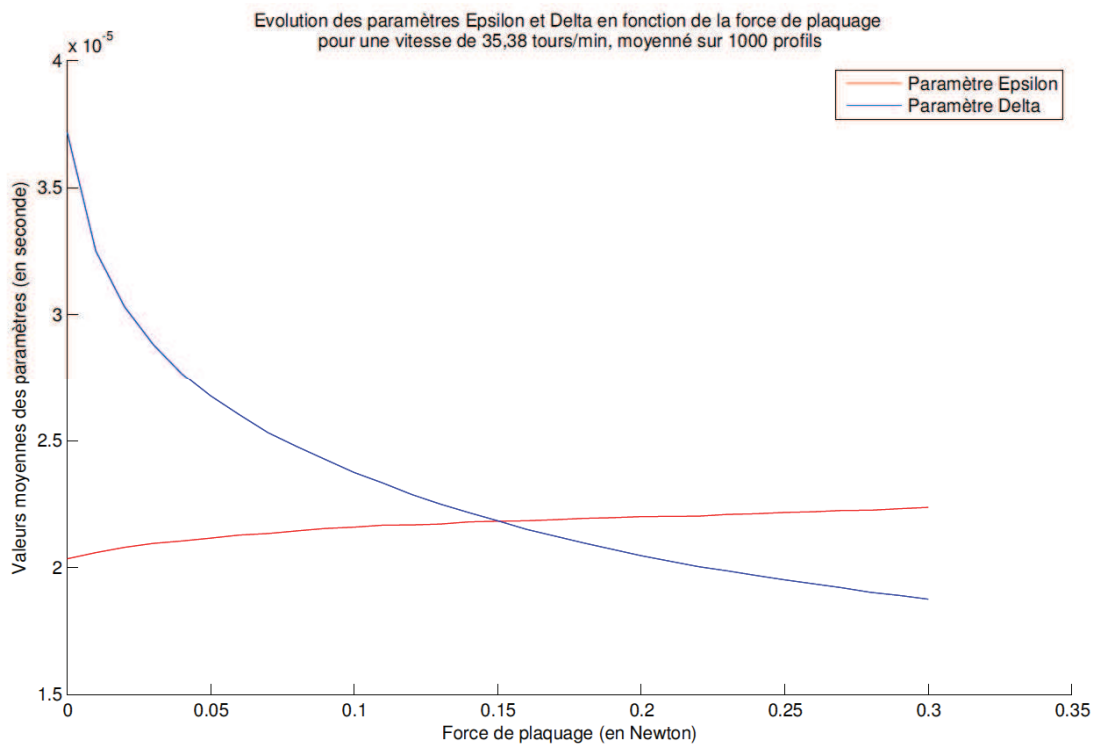


Figure 27 : Evolution des paramètres ϵ et Δ en fonction de la force de plaquage, $V=35,38$ tr/min

Outre l'évidente confirmation concernant l'évolution de la qualité du contact en fonction des paramètres de fonctionnement, les figures 26 et 27 nous indique un point de croisement des valeurs des paramètres ϵ et Δ . Ce point de croisement va

être significatif dans notre définition de la qualité de contact : en effet, toujours en gardant à l'esprit qu'un ε grand et un Δ petit garantissent une meilleure qualité qu'un ε petit et un Δ grand, nous pouvons considérer la limite de qualité acceptable pour toutes conditions de fonctionnement où ε restera plus grand que Δ . Dans la définition du taux d'entropie définie au chapitre précédent, nous avons vu que des valeurs de ε inférieur à des valeurs de Δ , conduisaient à une définition non physique du taux d'entropie, fixant comme limite absolue le cas où ε et Δ sont égaux.

III.2.3 Taux d'entropie de contact

La définition du taux d'entropie à travers la modélisation de l'entropie de contact comme indicateur de qualité, a été réalisée à partir du calcul de l'altération d'un signal numérique (bits de donnée) transitant à travers l'interface glissante. D'après cette définition nous avons donc :

$$\tau = \frac{1 \left(1 + \frac{\Delta}{\varepsilon}\right)}{T_{ev} \left(1 - \frac{\Delta}{\varepsilon}\right)}$$

A présent que nous connaissons l'évolution des paramètres ε et Δ en fonction des paramètres V et W , nous allons pouvoir calculer l'évolution du taux d'entropie en fonction de ces mêmes paramètres. Afin de définir la « limite de fonctionnement » déduite du taux d'entropie, nous allons déterminer les couples (V,W) pour lesquels le paramètre ε égale le paramètre Δ , et les reporter dans un graphe (fig. 28). La figure 28 nous aussi montre l'effet de la rugosité sur la courbe de limite de fonctionnement définie par le taux d'entropie. La rugosité va donc impliquer une contrainte au niveau des paramètres de fonctionnement : pour une même vitesse de glissement, la force de plaquage doit être beaucoup importante pour garder la même qualité de contact qu'une surface qui serait moins rugueuse.

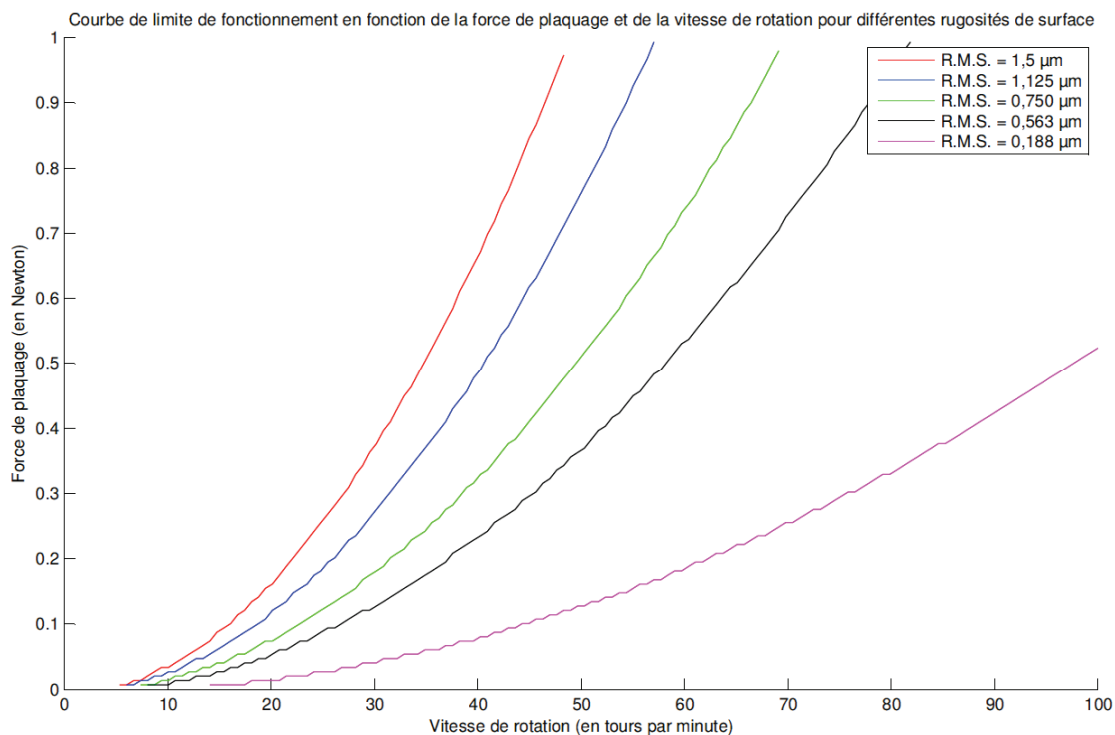


Figure 28 : Représentation de la limite de fonctionnement pour diverses valeurs de rugosité de surface

III.2.4 Evolution du nombre de décrochement

Bien que l'étude des paramètres ε et Δ nous ait apporté un grand nombre d'information, nous n'avons pas considéré un autre point intervenant dans la fonction « interrupteur » : le nombre de décrochement. Nous avons donc déterminé le nombre de décrochements en fonction encore une fois des paramètres V et W , et nous les avons reportés respectivement dans les figures 30 et 31.

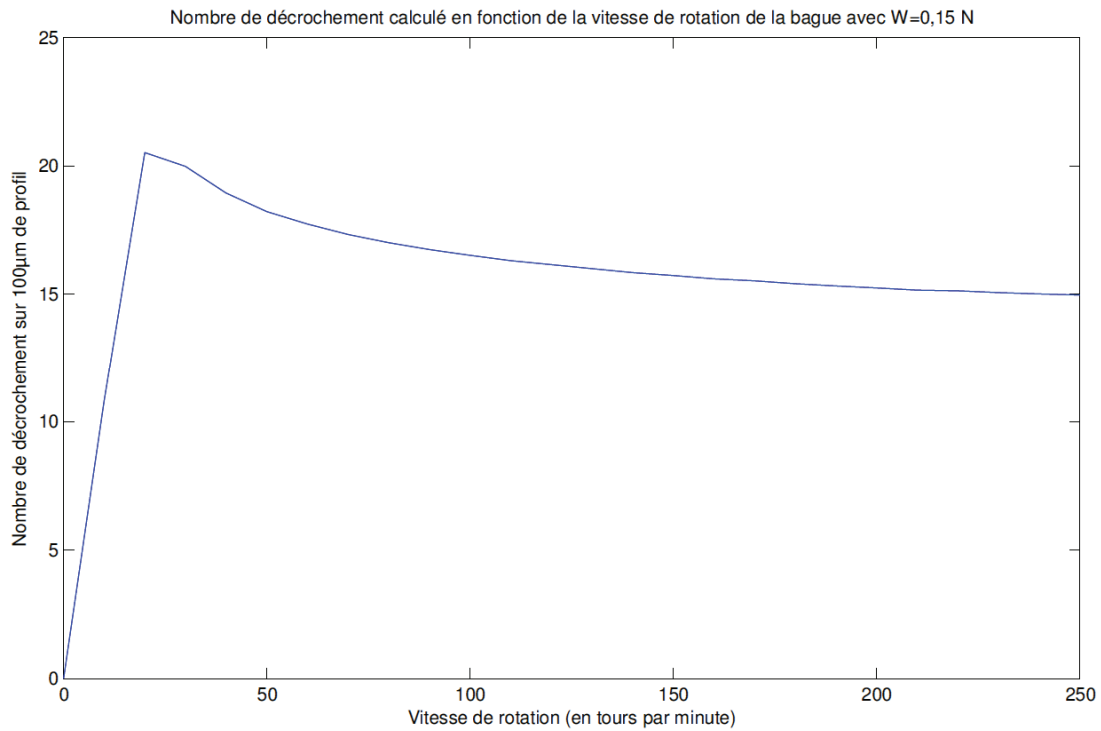


Figure 30 : Evolution du nombre de décrochements en fonction de la vitesse de glissement, $W=0,15\text{N}$

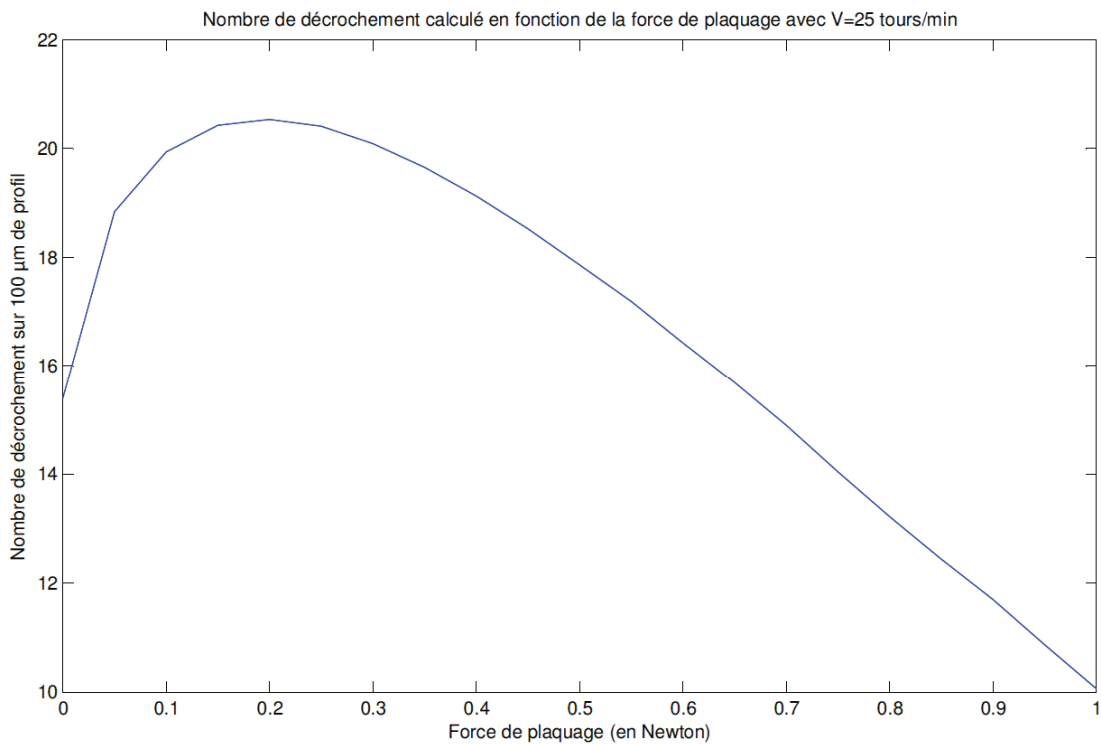


Figure 31 : Evolution du nombre de décrochements en fonction de la force de plaquage, $V=25\text{ tr/min}$

L'évolution du nombre de décrochements en fonction de la vitesse de glissement présente une information originale qui est sa diminution après une certaine valeur de la vitesse. Ceci s'interprète à travers le fait que la valeur du

paramètre Δ devenant très grande, notre point de contact va retomber moins de fois dans le temps d'évaluation donné.

III.2.5 Interprétation des résultats

Une mesure de la D.S.P. du bruit de tension mesuré aux bornes de l'interface glissante nous indique une hausse par palier de celle-ci en fonction de la vitesse de glissement. Cette mesure est reportée sur la figure 32.

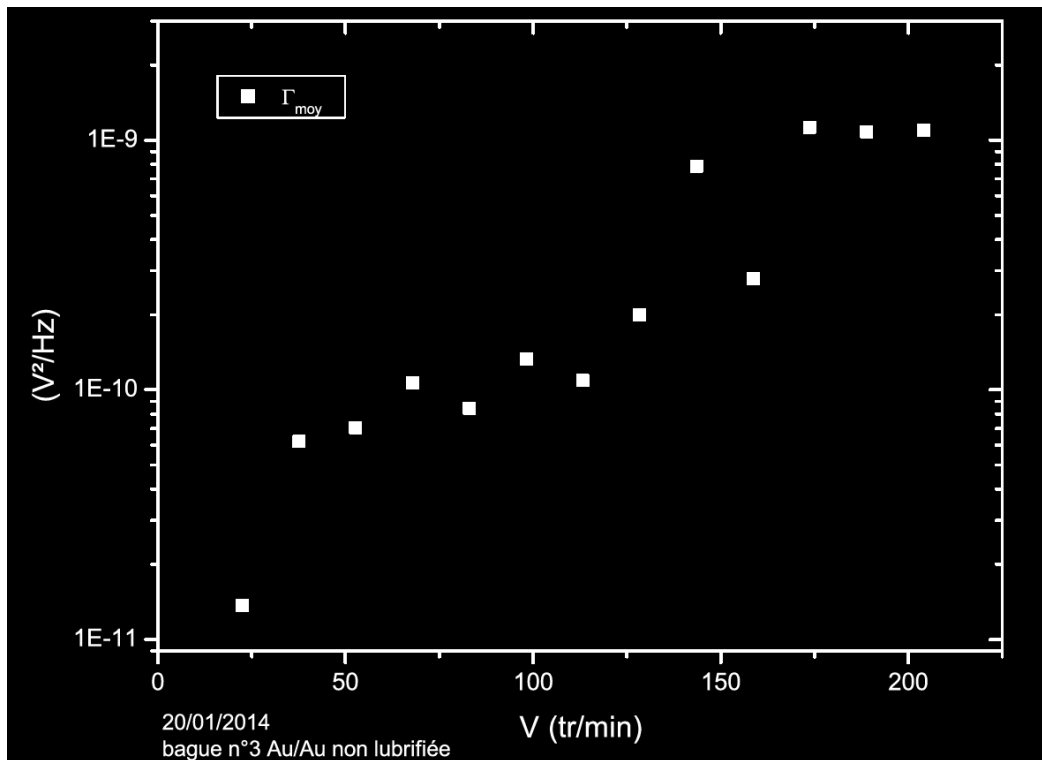


Figure 32 : Représentation de la mesure expérimentale de $\log_{10}(\text{D.S.P.})$ en fonction de la vitesse de glissement

La D.S.P. du bruit de tension effectue un premier saut de palier de valeur entre 25 et 50 tr/min, ce qui, du point de vue de notre définition du taux d'entropie de contact, correspond à la valeur attendue. En effet, pour une force de plaquage de 0,15 N, la vitesse limite de fonctionnement se trouve approximativement autour de 40 tr/min d'après la figure 28.

Ce résultat se retrouve dans la représentation du bruit de tension mesurée où chaque mesure est associée à sa fluctuation quadratique moyenne (fig. 33). Cette fluctuation passe un palier de valeur entre 25 et 50 tr/min, en accord avec la mesure de la D.S.P. Une comparaison de la même mesure mais dans le cas d'un contact lubrifié (fig. 34), nous indique que ce saut de palier se produit pour des vitesses supérieures à 50 tr/min, ce qui laisse penser que ce saut de palier est significatif de la qualité de l'interface glissante, le lubrifiant ne jouant un rôle que

de ralentisseur virtuel, ou de force de plaquage supplémentaire virtuel du point de vue de la définition de la qualité du contact imposé par le taux d'entropie.

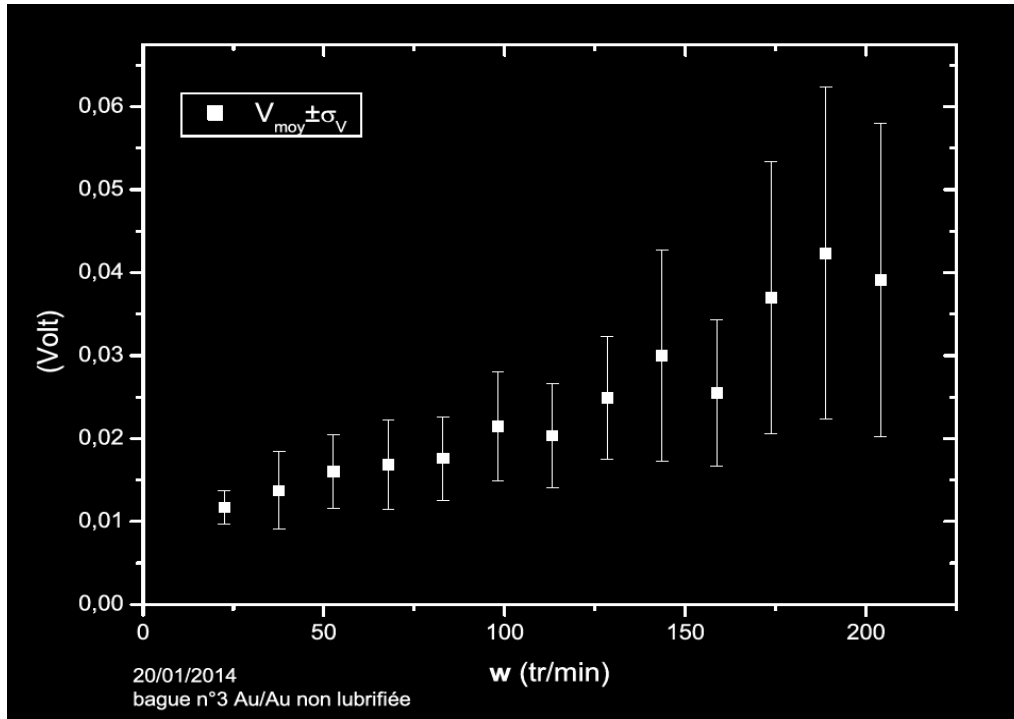


Figure 33 : Valeurs des fluctuations de tension en fonction de la vitesse de glissement pour un contact sec

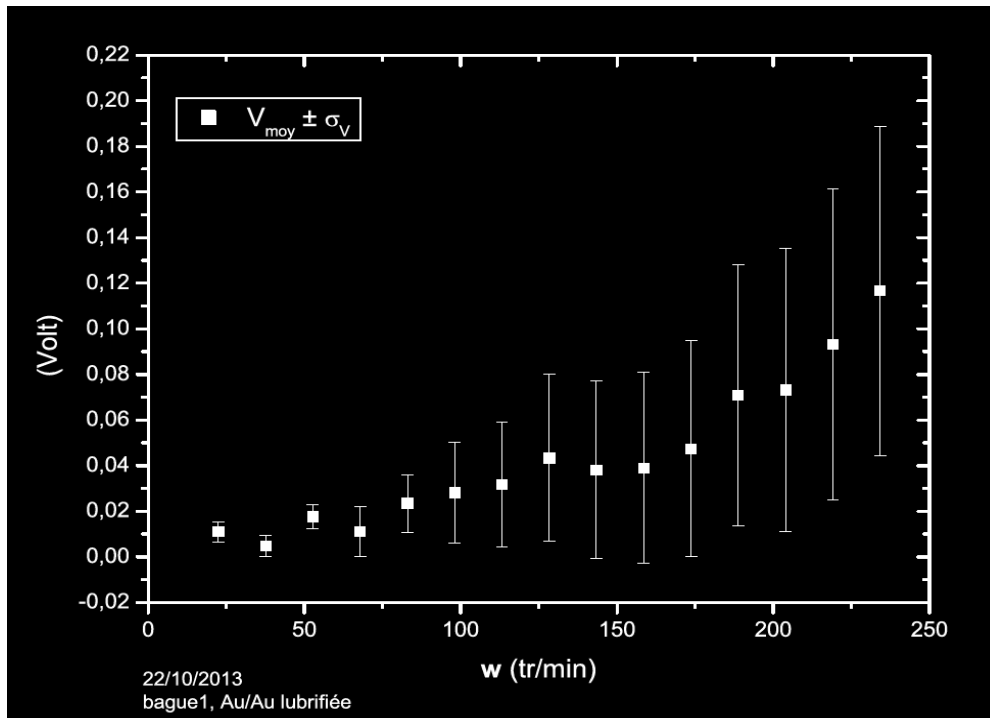


Figure 34 : Valeur des fluctuations de tension en fonction de la vitesse de glissement pour un contact lubrifié

Conclusion

A partir des profils que nous avons simulés, nous avons déterminé des valeurs statistiques nécessaires pour satisfaire notre description du contact glissant. L'estimation numérique peut se faire selon cette procédure :

- Génération aléatoire des profils : tirage aléatoire selon une distribution choisie de coefficient de Fourier (a_n , b_n), puis discrimination selon la rugosité et l'énergie surfacique du profil. Ceci correspondant à un tronçon de matériau soumis à des conditions aux limites périodiques.
- Calcul pour une force de plaquage, et une vitesse de translation fixée, de la fonction « interrupteur » correspondante, i.e. les instants de décrochements, de raccrochements, ainsi que les durée ε_i et Δ_i .
- Estimation du bruit de contact en sommant sur le nombre de contact entre les deux surfaces en vis-à-vis.
- Détermination du taux d'entropie et conclusion sur la qualité du contact.

Ainsi grâce à la génération réaliste de nos profils, et notre interprétation de la phénoménologie du contact à travers notre modélisation des interactions entre surfaces, nous avons réussi à retrouver une partie des résultats expérimentaux.

III.3 – Fonction de transfert de l'interface

A partir de la fonction « interrupteur » que nous avons définie dans la partie précédente, nous avons établi le bruit de contact, correspondant à l'ouverture et la fermeture des contacts entre aspérités lors du glissement. Si à présent nous considérons ces contacts comme des résistances électriques, nous pouvons déterminer un bruit de résistance directement induit par les fluctuations du nombre de contacts présents dans l'interface. L'interface se schématise, à travers cette proposition, par la figure 35 :

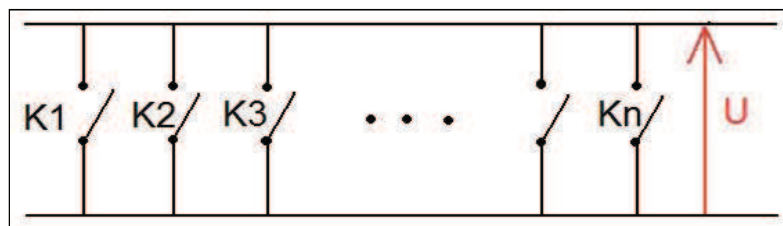


Figure 35 : représentation schématique de l'interface de contact

Considérant notre interface glissante au repos, nous estimons sur notre banc de mesure une résistance R_0 de $7,3.10^{-2} \Omega$. Si l'on considère dans notre interface à ce moment un nombre N de contact, on peut déterminer la résistance moyenne affectée à chaque contact. On exprime donc la relation suivante :

$$\frac{1}{R} = \sum_i \frac{1}{R_i} \leftrightarrow G = \sum_i G_i$$

Où G n'est autre que la conductance, et G_i la conductance associée au contact i .

Si nous faisons l'hypothèse que la conductance totale est le produit du nombre de contact par la valeur moyenne de la conductance de chaque contact, nous avons la relation :

$$G = N\bar{G}_i$$

Prenons arbitrairement un nombre de contact initial N_0 égal à 100. Le bruit de résistance obtenu, représenté sur la figure 36, s'exprime comme :

$$R(t) = \frac{N_0}{N(t)} R_0$$

On rappelle bien sûr que le calcul est effectué pour les paramètres suivants : $W = 0,15 \text{ N}$, $V = 25 \text{ tr/min}$, $R.M.S. = 0,375 \mu\text{m}$, pour une longueur de profil de $100 \mu\text{m}$, et un diamètre de bague de 6 cm .

A partir de notre raisonnement, nous pouvons considérer que notre approche peut être utilisée de sorte à mesurer le nombre $N(t)$ de contacts présents en fonction du temps, en comparant des valeurs de résistance mesurées expérimentalement avant et pendant le glissement. Cette méthode pourrait être une indication sur la qualité de l'interface du contact glissant.

Les différents modèles du contact rugueux dans la littérature peuvent nous guider dans le choix du nombre de contacts possibles dans l'interface, en fonction de l'aire réelle de contact, des conditions de fonctionnement, et de la nature des matériaux mis en jeu. Le choix d'une valeur arbitraire du nombre de contact dans l'interface a été fait ici dans le but de montrer qualitativement la relation qui lie le bruit de contact au bruit de résistance. En effet, il est important de voir ici que lorsque la vitesse de glissement augmente, il se produit le même effet que lorsque

la force de plaquage diminue. De là, nous pouvons établir que lorsque la vitesse augmente, le nombre moyen de contacts dans l'interface diminue, augmentant la résistance électrique de celle-ci.

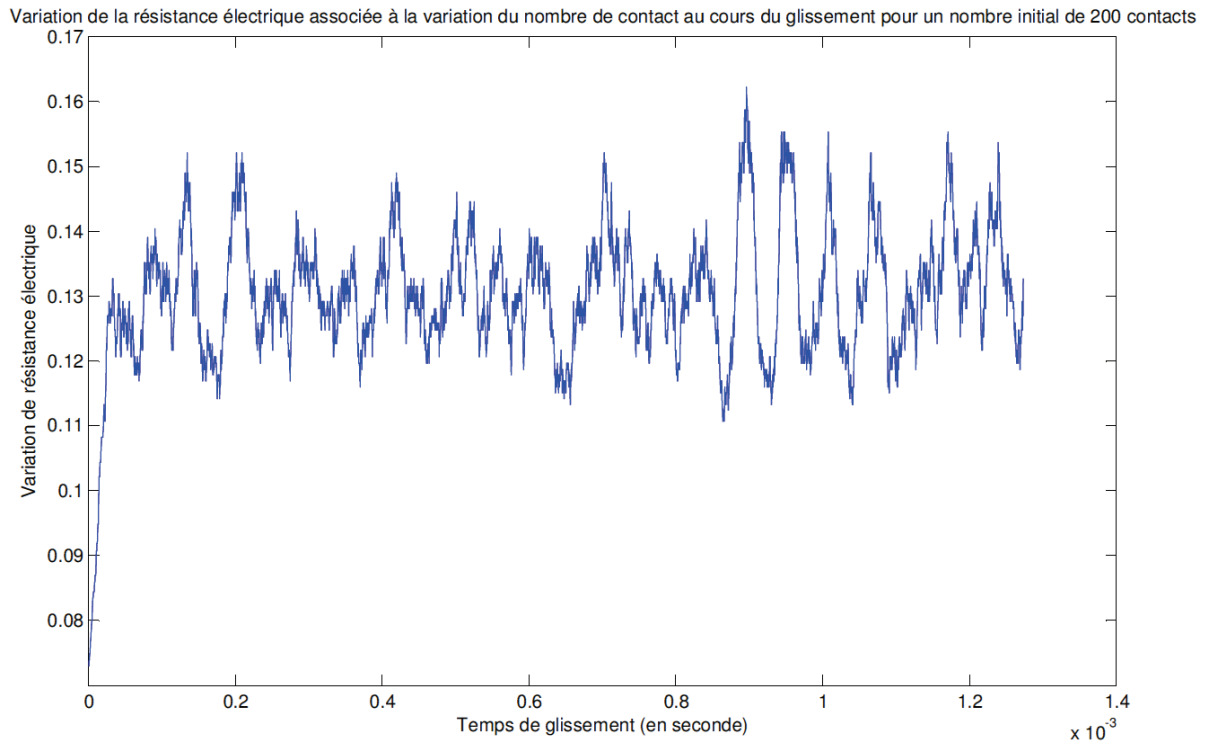


Figure 36 : Représentation du bruit de résistance au cours du glissement

Notons que si le choix d'un nombre arbitraire du nombre de contacts initial est parfaitement critiquable, l'hypothèse d'une conductance totale comme simple produit du nombre de contact par la valeur moyenne de la conductance des contacts l'est tout autant. Nous avons opté ici pour une simplification du problème afin de mettre en avant la phénoménologie du contact glissant, mais une étude plus complexe pourra être réalisée ultérieurement.

Puisque nous avons affaire ici à un bruit, nous pouvons en calculer sa transformée de Fourier. Dans notre cas, nous considérons une source de courant délivrant un courant continu. La mesure de la tension revient à une mesure de la résistance. A partir de la transformée de Fourier du bruit de résistance, nous représentons sur la figure 37 l'évolution de la composante continue de la TF de ce bruit, en fonction de la vitesse de glissement.

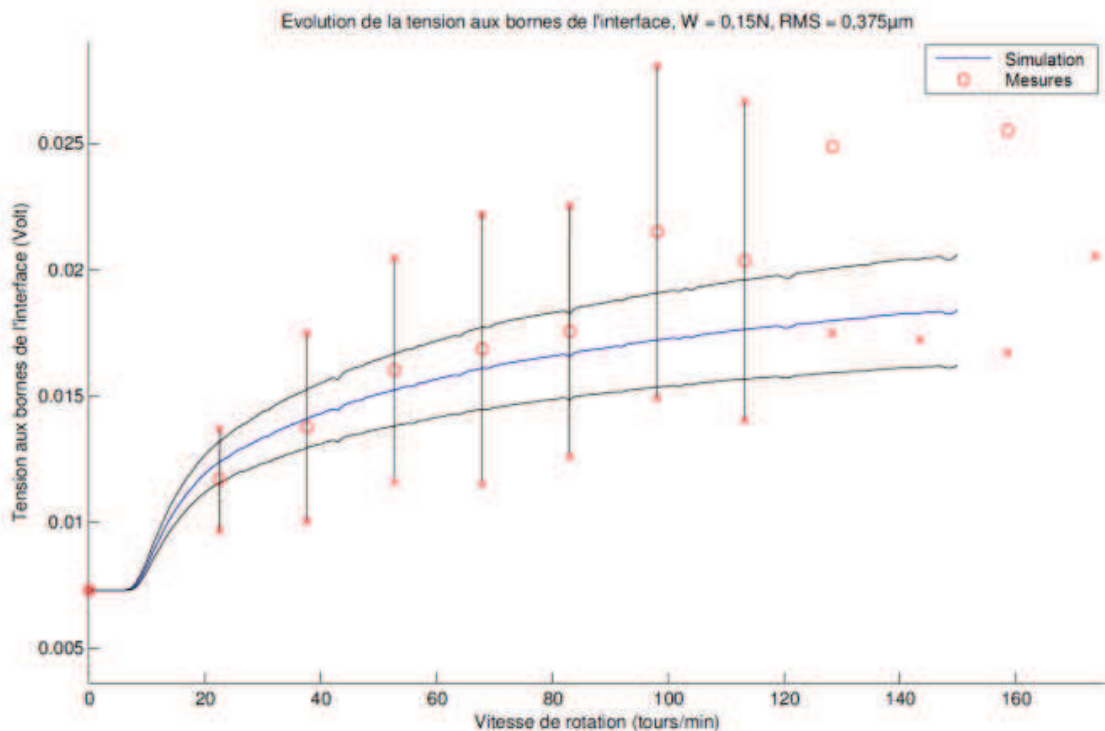


Figure 37 : Représentation de l'évolution de la composante continue de la TF du bruit de résistance

Le résultat important obtenu à travers la figure 37, est que notre simulation de l'interface glissante nous donne des résultats proches des mesures expérimentales. En effet, on peut considérer qu'entre 20 et 80 tr/min, les résultats numériques suivent de près les résultats expérimentaux. De plus, nous pouvons noter que les résultats de simulation sont totalement contenus dans les marges d'erreur des mesures expérimentales. Cependant il faut remarquer que même si les résultats semblent diverger dans les zones de très fortes vitesses de glissement, il est nécessaire d'effectuer une étude plus précise des mesures avant de se prononcé.

Dans le point précédent nous avons vu que au cours du glissement, la résistance de l'interface était bruitée. Par conséquent, il parait évident d'en étudier les propriétés spectrales. Si nous confrontons les résultats expérimentaux (fig. 32) aux résultats de nos simulations, nous pouvons voir sur la figure 38 une similitude certaine du comportement de la D.S.P. en fonction de la vitesse de glissement. Cependant on notera une différence d'au moins un facteur 10 dans les ordres de grandeur des valeurs prises entre la D.S.P mesurée et la D.S.P. simulée.

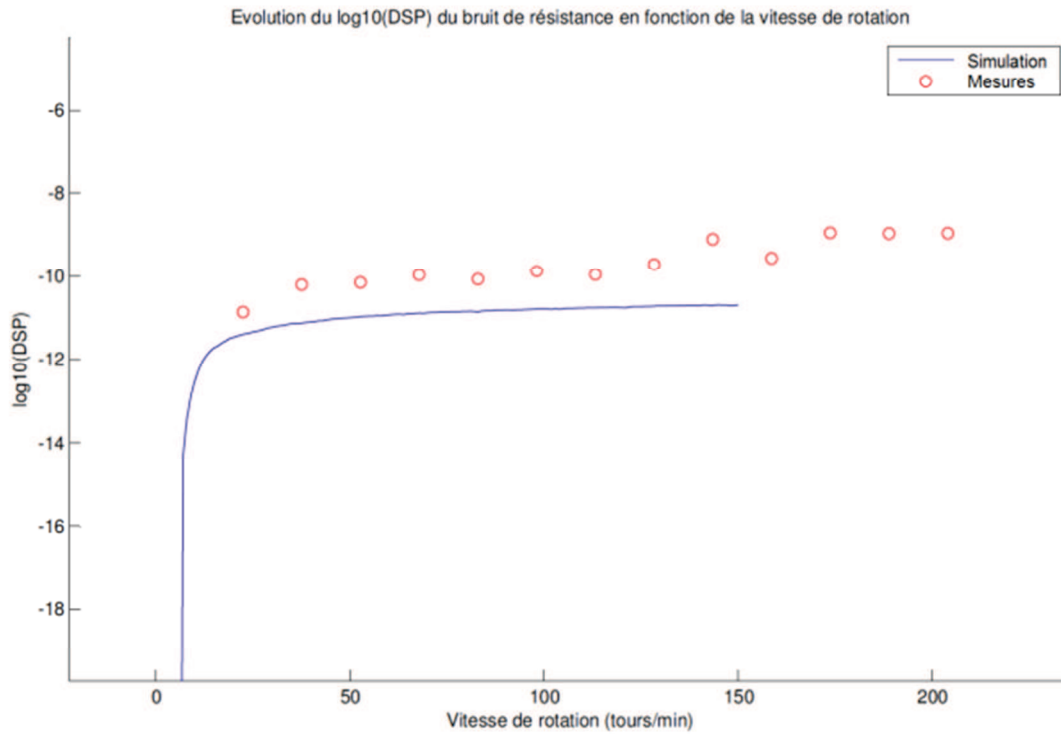


Figure 38 : Représentation de l'évolution de la composante continue de la TF du bruit de résistance

Si la différence d'ordre de grandeur nous indique un complément nécessaire à apporter à notre modélisation, la similitude de l'évolution de la D.S.P. avec la vitesse de glissement nous conforte dans notre approche et notre traitement de l'interface métallique glissante.

Conclusion du chapitre III

L'étude statistique des paramètres de surface comme le Ra, le R.M.S., le R.S.K. ou le R.K.U., nous a permis d'établir un guide concernant la simulation des profils, ceci pour être au plus près de la réalité. Cette étude basée sur des observations A.F.M. montre bien l'importance des méthodes d'observations et de caractérisations des surfaces dans la simulation de profils réalistes.

Nous faisons remarquer que notre étude s'est majoritairement portée sur la morphologie de surface, et non pas sur l'aspect chimique. En effet une étude par M.E.B a montré que les bagues étaient revêtues de façon correcte, de sorte que les différentes espèces chimiques étaient réparties de manière très homogène. Cette étude reléguée en Annexe 4, nous montre les résultats de cette étude.

A partir de nos profils simulés nous avons réussi à faire émerger deux paramètres clés de notre description du contact glissant, les paramètres ε et Δ . Ces paramètres sont les liants entre une approche probabiliste de contact glissant et la caractérisation de la qualité de l'interface. Ces deux paramètres, servant à définir le taux d'entropie de contact, sont aussi les liants entre qualité de surface et qualité de canal de transmission de signaux. La génération de ces paramètres dans nos simulations, et leurs études statistiques en fonction des paramètres de fonctionnement met clairement en évidence une description proche de la réalité.

Nos simulations mettant en avant trois critères de fonctionnement, vitesse de glissement, force de plaquage et rugosité, utilisent ainsi des paramètres qui peuvent être modifiés afin d'optimiser la qualité du contact glissant. La comparaison aux mesures expérimentales tend à confirmer nos résultats de simulation.

Conclusion et Perspectives

A partir d'une caractérisation complète de la qualité du contact glissant, nous avons dégagé des indicateurs spécifiques permettant la compréhension, mais surtout la mesure de la qualité de l'interface de contact. Ces indicateurs captent différentes caractéristiques du fonctionnement des systèmes étudiés à travers la signature des phénomènes physiques d'interface.

Le premier indicateur, le Q.R.I. (Qualitative Resistive Index), directement lié aux bruit mécanique et chimique, nous donne une indication directe de la qualité de surface. Le Q.R.I. reflète donc un état donné de la surface, aussi bien dans sa morphologie liée à la rugosité, que dans sa composition chimique liée à l'homogénéité chimique de surface. Le second indicateur, l'entropie de contact, liée particulièrement au bruit de contact et donc à la rugosité, est un indicateur de la qualité de l'interface pour le transfert de signaux. Elle possède un lien direct avec l'entropie de l'information défini par Shannon. Ainsi, à eux deux, ces indicateurs apportent des informations importantes, claires et directes sur la qualité de l'interface pour les systèmes électromécaniques de transfert de signal.

Nos simulations numériques ont permis, dans un premier temps, une caractérisation des profils à travers l'exploitation de profils A.F.M., fournissant des profils de surface réalistes. Une fois choisi le profil le plus adéquat, nous avons pu appliquer notre approche du contact glissant traité comme une interface multi-contacts, d'où a émergé la notion importante d'entropie de contact, et représentée par la fonction « interrupteur ». Cette fonction permet de simuler l'effet des contacts entre aspérités des surfaces lors du glissement, et nous permet de faire ressortir les deux paramètres importants, caractéristiques de la morphologie de surface, que sont les paramètres ε - durée de contact - et Δ - durée de non contact - . Ces paramètres sont ensuite introduits dans la définition du taux d'entropie de contact, élément déterminant de la définition de la qualité du contact.

L'étude de ces deux paramètres à travers leurs valeurs moyennes, et autres propriétés statistiques, en fonction des paramètres de fonctionnement - i.e. la vitesse de glissement V , et la force de plaquage W - rejoint l'observation expérimentale et l'idée intuitive du comportement du contact glissant pour des

variations de ces paramètres de fonctionnement. Ainsi en découle une relation directe entre le taux de production d'entropie de contact et les paramètres de fonctionnement. Cette relation met aussi en évidence le rôle de la rugosité comme un troisième paramètre de fonctionnement qui va conditionner les deux autres paramètres de fonctionnement.

L'étude du taux de création d'entropie, qui a mis en évidence une relation entre vitesse de glissement, force de plaquage, et rugosité, a été réalisé à partir d'une limite de fonctionnement correspondant au couple (V,W) pour lequel les paramètres ε et Δ sont égaux. Dans la définition du taux d'entropie, cette égalité correspond à une « explosion » de la valeur de ce taux, et correspond à une « limite » de fonctionnement. Ainsi, pour chaque point limite d'égalité de ces deux paramètres, nous avons déterminé le couple (V,W) correspondant, et avons obtenu une courbe de limite de fonctionnement pour le transfert de signal à travers l'interface de contact.

Une autre approche de nos simulations concernant la résistance de contact, et la fonction de transfert du système bague/fil a été entreprise dans le but de caractériser le filtre correspondant aux effets de l'interface de contact. La fluctuation du nombre de microcontacts induit nécessairement une fluctuation de la résistance de contact. A l'aide d'une mesure expérimentale nous avons pu étudier, simuler et comparer l'effet de la fluctuation de résistance de contact, dans le cadre du modèle de Holm, nous donnant ainsi des informations supplémentaires sur les caractéristiques du contact glissant.

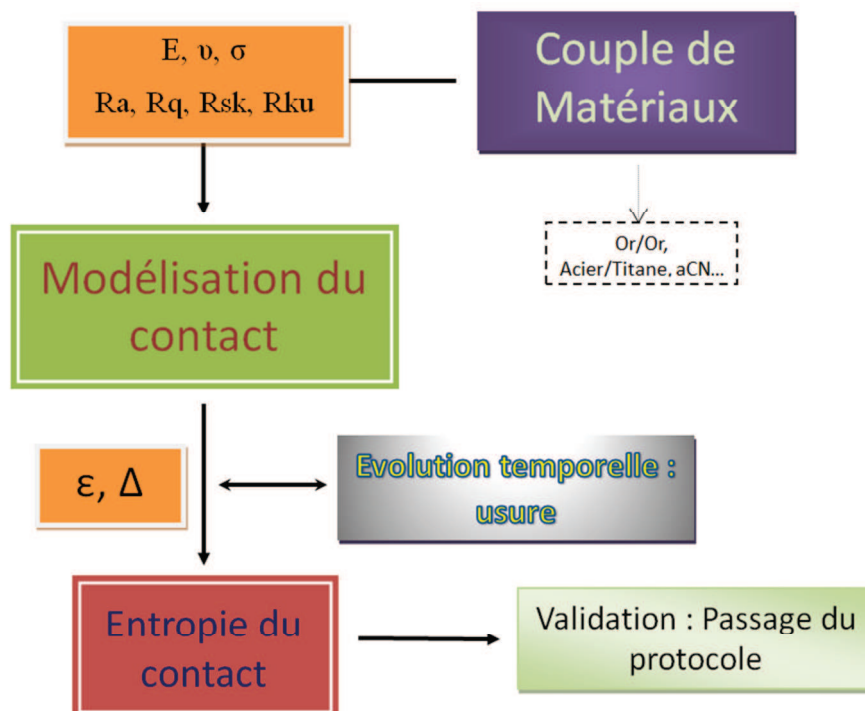
L'ensemble de notre travail nous a permis de comprendre et de caractériser les propriétés électriques du contact glissant, à travers la modélisation étayée par la mesure expérimentale d'indicateurs de qualité. Le point fort de notre travail est d'avoir pu mettre en évidence un critère de qualité de contact, dans le but du transfert de signal à travers une interface glissante. Ces indicateurs prennent en compte les paramètres de fonctionnement mais aussi les paramètres directement liés à la morphologie de la surface comme la rugosité. Ces indicateurs fiables sont donc une référence certaine pour la caractérisation de la qualité du contact des systèmes électromécaniques de transfert de signaux.

Cependant nos indicateurs présentent certaines faiblesses. En effet, nous n'avons pas considéré l'effet thermique dû au frottement, qui peut influencer la résistance de contact d'une part, et n'avons pas considéré la part du bruit

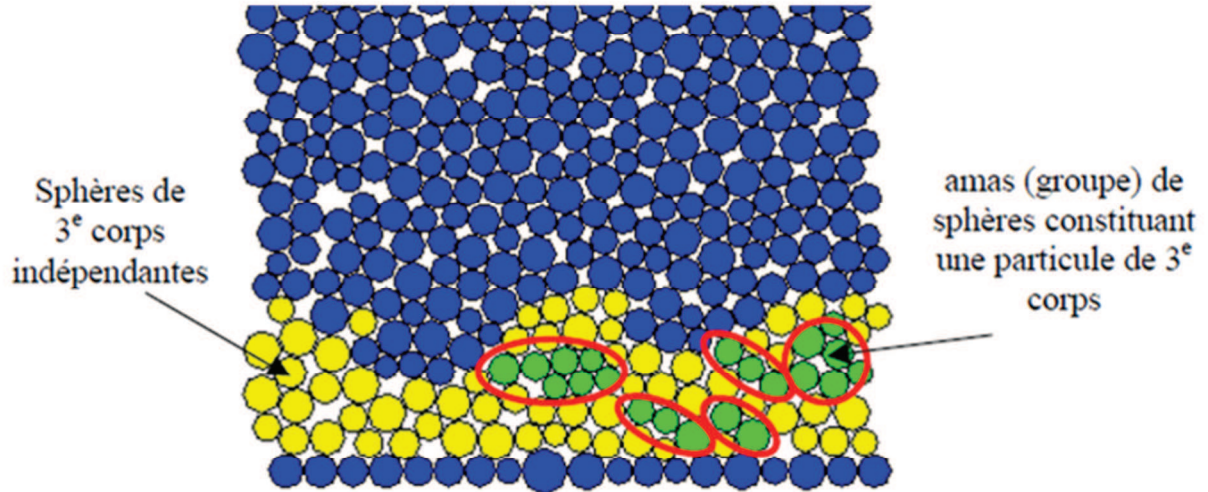
thermique défini par Nyquist. Ceci tiens principalement au régime typique du fonctionnement du contact étudié expérimentalement dans lequel les corrections liées à l'échauffement sont constamment négligées. De plus, nos indicateurs ne tiennent pas compte non plus de l'usure des surfaces. Cette faiblesse plus problématique ouvre donc des perspectives de recherche autour des phénomènes mécaniques et thermiques de l'interface, qui pourront compléter la définition de nos indicateurs de qualité. Les aspects mécaniques pourront être traités en couplage avec les effets électriques et thermiques à travers un code élément discret qui viendra apporter de nouvelles informations qui compléteront la phénoménologie du contact glissant, et la modélisation de l'interface multi-contact.

Du point de vue industriel...

La définition d'indice de qualité comme nous l'avons fait, permettra de pouvoir suivre l'évolution de l'usure des contacts glissant qui font transiter des signaux. Les périodes de maintenance pourront ainsi être maîtrisées, et déterminées à partir des valeurs de nos indices. L'usinage des bagues et des fils de contact pourront eux aussi être soumis à la discrimination de nos indicateurs, qui pourront vérifier la qualité des surfaces de ces pièces à leur sortie d'usine. La mise en place d'une « boîte noire », dans lequel s'effectuera automatiquement la détermination de la qualité de contact, utilisera la méthode de cheminement établie dans l'introduction qui suit un protocole bien précis :



Du point de vue des perspectives, nous pourrions à partir d'un code élément discret tel que Multicor estimer l'usure de l'interface, venant modifier les paramètres ϵ et Δ significatif de l'état de surface. Ce développement peut se faire suivant une création de troisième corps à partir de détachement de matière à l'intérieur de l'interface comme le montre le schéma ci-dessous.



Annexe 1

On veut estimer la probabilité $p(N,t)$ de trouver N électrons dans l'anneau à l'instant t , à partir de l'équation suivante :

$$p(N, t + \delta t) = \underbrace{p(N-1, t)(1 - p(t; f)\delta t)\varpi\delta t}_{(a)} + \underbrace{p(N, t)p(t; f)\delta t}_{(b)} \\ + \underbrace{p(N, t)(1 - p(t; f)\delta t)(1 - \varpi\delta t)}_{(c)} + \underbrace{p(N-1, t)S\delta t\varpi\delta t}_{(d)}$$

décrivant les possibilités de transfert ou non d'électrons selon trois modalités :

- l'anneau contient $N-1$ électrons à l'instant t (probabilité $p(N-1,t)$), aucune perte de contact ne se produit pendant la durée δt et 1 électron est transmis pendant cette durée.
- l'anneau contient N électrons à l'instant t et une coupure se produit pendant la durée δt .
- l'anneau contient N électrons, aucune perte de contact ne se produit pendant la durée δt et aucun électron n'est transmis pendant la même durée.
- le terme S décrit l'effet de la source imposant un courant donné $I_S(t)$ en l'absence de décrochements: ce terme crée des électrons dans l'anneau.

Cette relation fondamentale prend en compte la géométrie aléatoire de la surface de l'anneau et donc les pertes de contact électriques. On en déduit (développement de Taylor au second ordre) :

$$\begin{cases} \dot{p}(N, t) = \varpi(p(N-1, t) - p(N, t)) \\ \frac{1}{2} \ddot{p}(N, t) = \varpi p(t; f)(p(N, t) - p(N-1, t)) + Sp(N-1, t)\varpi \end{cases}$$

On en déduit l'équation d'évolution des probabilités cherchées :

$$\ddot{p}(N, t) = -2p(t; f)\dot{p}(N, t) + S\varpi p(N-1, t)$$

Le nombre moyen d'électrons dans le compartiment 2 s'en déduit ainsi que le courant :

$$\langle N \rangle(t) = \sum_{N=0}^{+\infty} N p(N, t; f) \rightarrow I_f(t) = -q \frac{d\langle N \rangle}{dt}$$

De cette relation résulte l'équation régissant l'évolution de l'intensité du courant correspondant à un profil de surface donné :

$$\frac{dI_f}{dt}(t) = -2p(t; f)I_f(t) - S\bar{\omega}q\langle N \rangle(t)$$

On doit donc identifier le dernier terme

$$-S\bar{\omega}q\langle N \rangle(t) = dI_s / dt .$$

Annexe 2

Dans cette annexe, nous allons modéliser le contact fil/bague, comme l'analogie d'un composant électronique complexe. En effet, nous considérerons l'interface comme un élément dont on cherche à déterminer les propriétés de résistance, conductance et/ou inductance.

Les variations aléatoires de l'intensité du courant injecté modélisées par la fonction « interrupteur » sont reliées au courant imposé par la relation :

$$I(t) = IK(t)$$

Le courant est relié à la tension par le produit de convolution usuel :

$$V(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} Z(t-t')I(t')dt' = I \int_{-\infty}^{+\infty} Z(t-t')K(t')dt'$$

Le cas du contact parfait correspondant à la situation :

$$Z(t-t') = R_{AB}\delta(t-t')$$

La fonction Z caractérise la réponse électrique de l'anneau (réponse en tension à une variation de courant) intimement liée à la fonction de Green de l'équation régissant la dynamique électrique du système. Sa transformée de Fourier $Z(w)$ n'est autre que l'impédance équivalente du système fil/anneau et dont la valeur statique dans la situation de contact parfait est $Z(w=0) = R_{AB}$. La seule connaissance de la fonction de réponse devrait permettre la construction d'analogues électriques de notre système.

L'interprétation électrique de notre modèle n'est pas chose aisée. Une méthode simple d'obtention d'un analogue électrique de l'ensemble fil/anneau est abordée ici. Un développement approprié de la fonction « interrupteur » :

$$Z(t')K(t-t') \approx Z(t') \left[K(t) - \frac{dK(t)}{dt}t' + \dots \right]$$

conduit à l'expression :

$$V(t) = I \int_{-\infty}^{+\infty} Z(t') \left[K(t) - \frac{dK(t)}{dt} t' + \dots \right] dt'$$

soit

$$V(t) = I(t) \int_{-\infty}^{+\infty} Z(t') dt' + \frac{dI(t)}{dt} \int_{-\infty}^{+\infty} Z(t') t' dt'$$

La troncation du développement à l'ordre le plus bas possible autorisé par la nature du système détermine l'approximation pertinente de la dynamique électrique et son interprétation en termes de circuit équivalent. Ici nous avons tronqué le développement à l'ordre 1 conduisant à un circuit RL (filtre linéaire du premier ordre) dont les composants - résistance et inductance - sont donnés par :

$$R = \int_{-\infty}^{+\infty} Z(t') dt'$$

$$L = \int_{-\infty}^{+\infty} Z(t') t' dt'$$

On peut donc écrire :

$$\frac{V(t)}{I} = L \frac{dK(t)}{dt} + RK(t)$$

C'est le modèle le plus simple de la dynamique électrique étudiée. Toutefois, le modèle n'est admissible qu'à condition que les intégrales définissant les composants électriques convergent et soient affectées du signe approprié (inductance positive par exemple). Ce modèle suppose que l'inductance ne disperse pas, i.e. indépendante de la fréquence, dans le cas contraire une forme plus générale est exprimée :

$$\frac{V(t)}{I} = \int_{-\infty}^{+\infty} L(t-t') \frac{dK(t')}{dt} dt' + RK(t)$$

Dans ce cas l'inductance n'est autre que la transformée de Fourier de la fonction $L(t)$. Cette fonction peut être aléatoire et dépendre par exemple du désordre chimique en surface de l'anneau.

Pour aller plus loin, nous allons déterminer la relation entre les fluctuations de tension dans le cadre de notre analogie électrique, qui d'après notre dernière expression est directement liée à l'inductance du contact. On notera que l'on ne parle ici que de la contribution aléatoire du contact à l'inductance de l'anneau : on doit lui ajouter l'inductance effective de l'anneau⁹. Celle-ci a été retranchée de sorte qu'il ne persiste que les fluctuations de l'impédance. Ainsi, on écrit l'expression des fluctuations sous la forme :

$$\frac{\delta V(t)}{I} = \int_{-\infty}^{+\infty} L(t-t') \frac{dK(t')}{dt'} dt'$$

qui peut être modifiée après passage à sa transformée de Fourier et quelques manipulations élémentaires et devenir :

$$\frac{\delta V(\omega)}{I} = j\omega L(\omega)K(\omega)$$

Cette équation décrit donc le système comme un circuit RL série dont l'inductance aléatoire est une fonction liée à la fonction « interrupteur » telle que :

$$L_a(\omega) = L(\omega)K(\omega)$$

et de spectre moyen et variance :

$$\overline{L_a(\omega)} = 0$$

$$|\overline{L_a(\omega)}|^2 = \frac{|\overline{\delta V(\omega)}|^2}{\omega^2 I^2}$$

Dans la situation la plus simple où le bruit de tension est assimilé à un bruit blanc de densité spectrale de puissance Γ , nous avons :

⁹ $L' = L_0 + L(\omega)$ ou encore $L'(t) = L_0\delta(t) + L(t)$.

$$\overline{|L_a(\omega)|^2} = \frac{\Gamma}{\omega^2 I^2}$$

On remarquera que la limite statique de l'inductance n'est pas définie.

Ainsi dans ce modèle, la fonction $L_a(t)$ - i.e. $\text{TF}^{-1}\{L_a(\omega)\}$ - décrit un processus brownien : le circuit équivalent est donc constitué d'un assemblage série d'une résistance et d'une inductance aléatoire nulle en moyenne et diffusant au cours du temps :

$$\overline{|L_a(t)|^2} = \frac{\Gamma}{I^2} t \equiv D_L t$$

En termes probabilistes, ce résultat peut être présenté comme doté d'une inductance variant aléatoirement au cours du temps de sorte que la probabilité d'observer une valeur L à l'instant t est :

$$P_L(t) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi D_L t}} \exp\left(\frac{-L^2}{2D_L t}\right)$$

L'élargissement de la distribution au cours du temps (i.e. le processus de diffusion brownienne) indique que l'inductance de l'anneau est de moins en moins bien définie aux temps longs.

Annexe 3

Grace aux outils nécessaires à l'observation de surface à l'échelle micrométrique comme l'A.F.M., nous avons pu faire une série de mesures de profils de surface et en étudier les propriétés à travers le calcul des paramètres de surface tel que le Ra, le Rq (ou R.M.S.), le Rsk.¹⁰ ou encore le Rku.¹¹ Le tout étant confronté à chaque fois à la courbe théorique, directement calculée comme étant :

$$\varphi(z) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(z - \bar{z})^2}{2\sigma^2}\right)$$

Où σ n'est autre que le R.M.S. On rappellera aussi le calcul des différents paramètres de surface :

$$Ra = \frac{1}{l} \int_0^l |Z(x)| dx$$

$$RMS = \sqrt{\frac{1}{l} \int_0^l Z^2(x) dx}$$

$$RSK = \frac{1}{(RMS)^2} \left(\frac{1}{l} \int_0^l Z^3(x) dx \right)$$

$$RSK = \frac{1}{(RMS)^4} \left(\frac{1}{l} \int_0^l Z^4(x) dx \right)$$

Nous allons donc effectuer ces mesures et ces calculs pour quatre type de surfaces différentes, ceci afin de déterminer dans quelle proportion et pour quel type de surface les paramètres calculés sont proches de ceux mesurés. Ces surfaces ont été obtenues par mesure au sein de la Plateforme de Microscopie Électronique d'Amiens, sous la direction de Olivier Durand-Drouhin du laboratoire L.P.M.C.

¹⁰ Skewness : coefficient de dissymétrie

¹¹ Kurtosis : coefficient d'aplatissement

1. Acier Poli

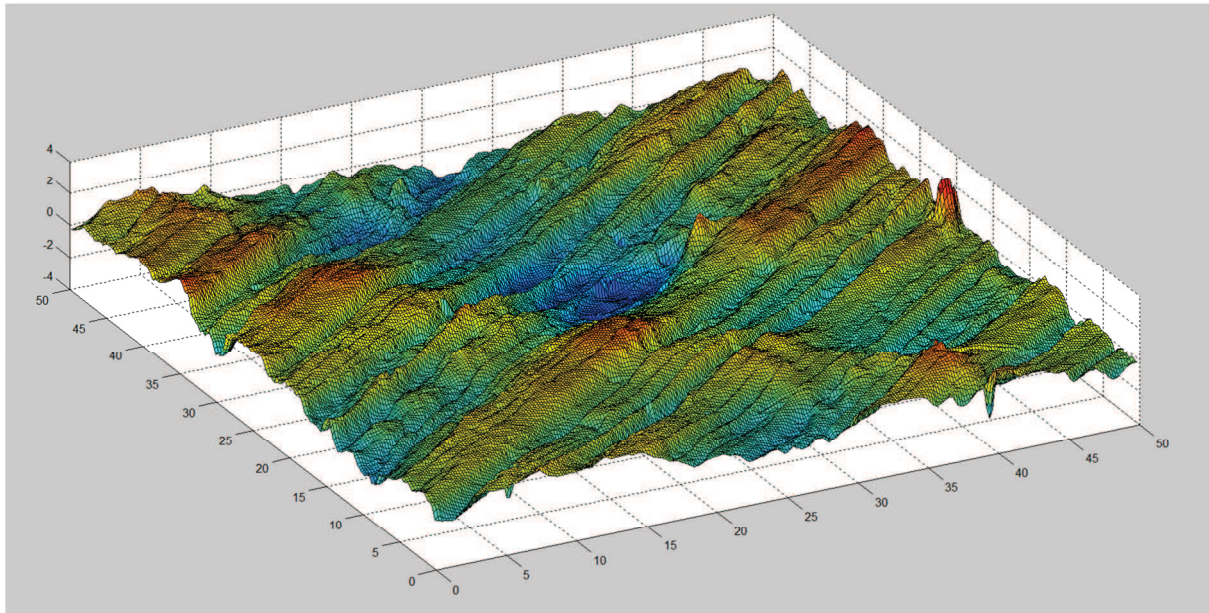
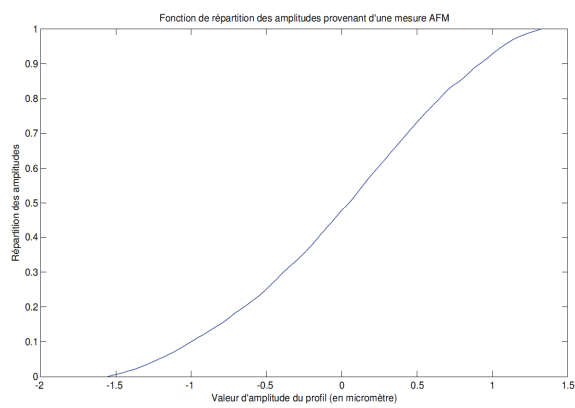
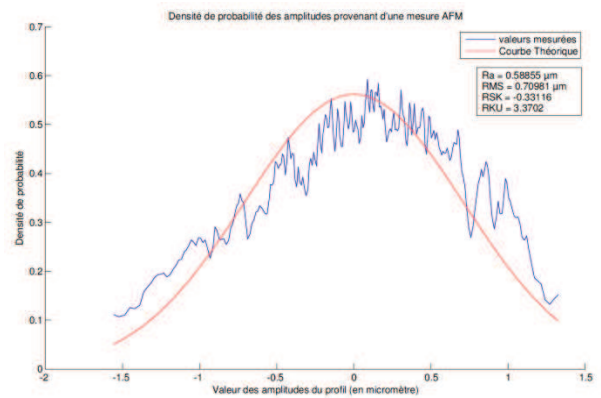


Figure 1 : représentation d'une surface d'acier poli mesurée par A.F.M.



(a)



(b)

Figure 2 : (a) Fonction de répartition des amplitudes provenant d'une surface d'acier poli, (b) Densité de probabilité des amplitudes pour une surface d'acier poli

2. Nitinol¹² poli

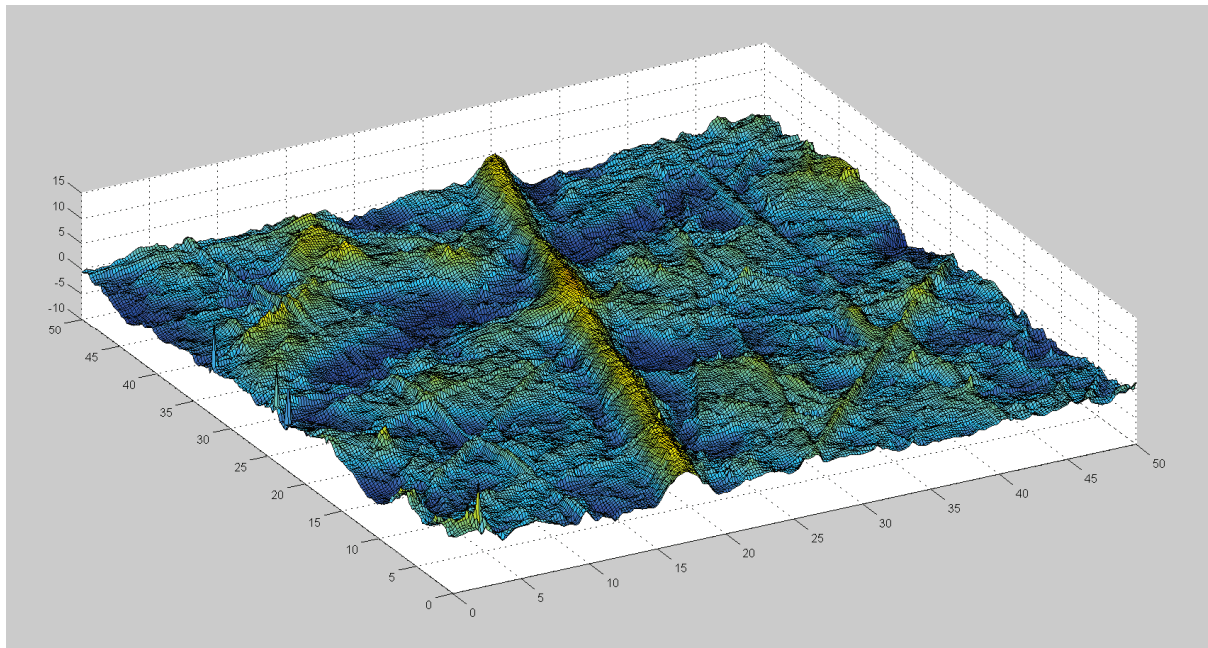


Figure 3 : représentation d'une surface de Nitinol poli mesurée par A.F.M.

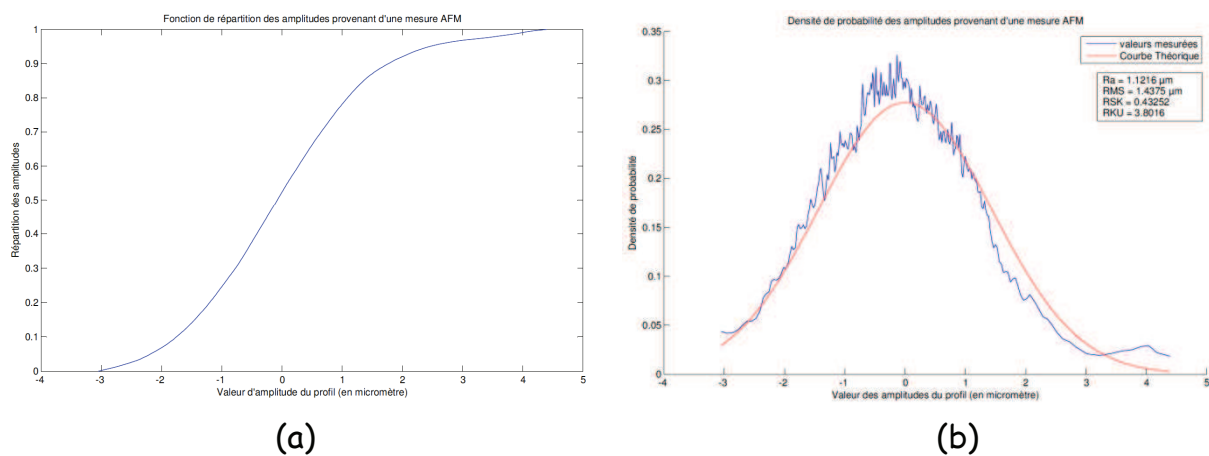


Figure 4 : (a) Fonction de répartition des amplitudes provenant d'une surface de Nitinol poli, (b) Densité de probabilité des amplitudes pour une surface de Nitinol poli

¹² Le nickel titane, connu aussi sous le nom de Nitinol est un alliage de Nickel et de Titane, dans lequel ces deux éléments sont approximativement présents dans les mêmes pourcentages. Cet alliage possède deux propriétés bien spécifiques : la mémoire de forme et une super-élasticité. [Wiki3]

3. Structure en nid d'abeille

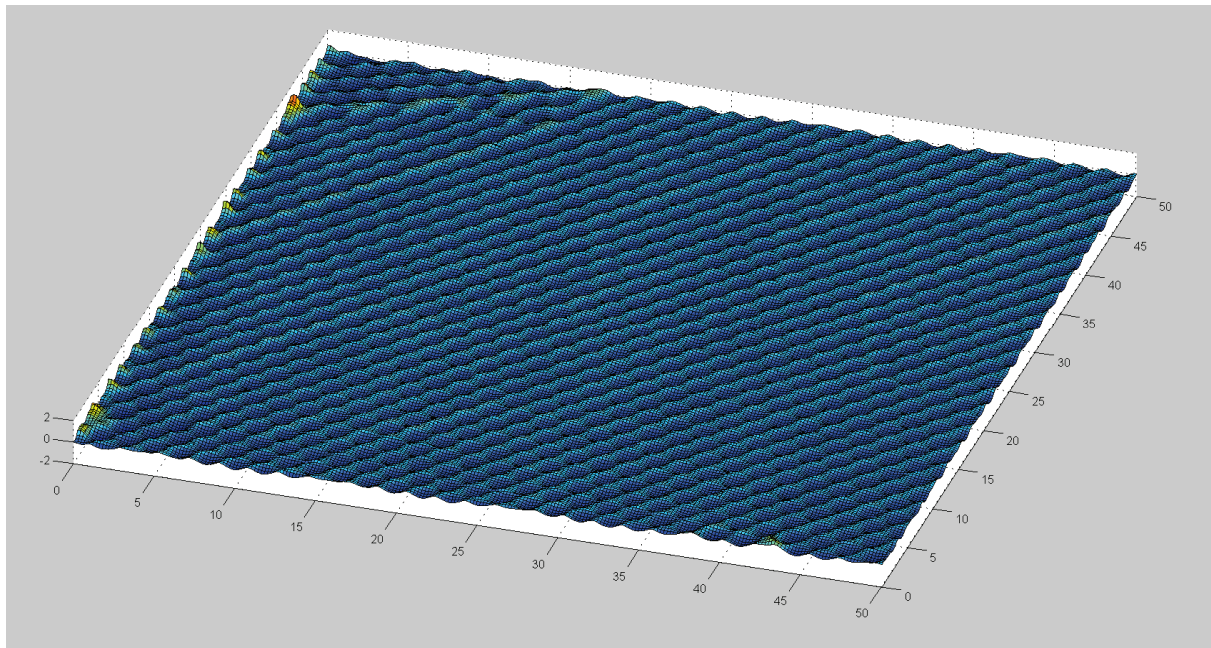


Figure 5 : représentation d'une surface en structure nid d'abeille mesurée par A.F.M.

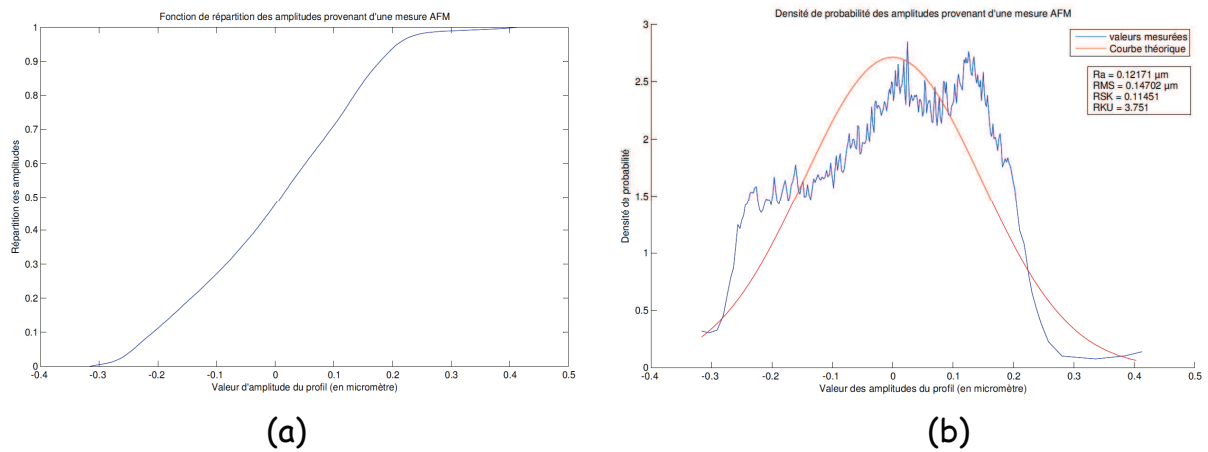


Figure 6 : (a) Fonction de répartition des amplitudes provenant d'une surface en structure nid d'abeille, (b) Densité de probabilité des amplitudes pour une surface en structure nid d'abeille

4. Structure accidentée

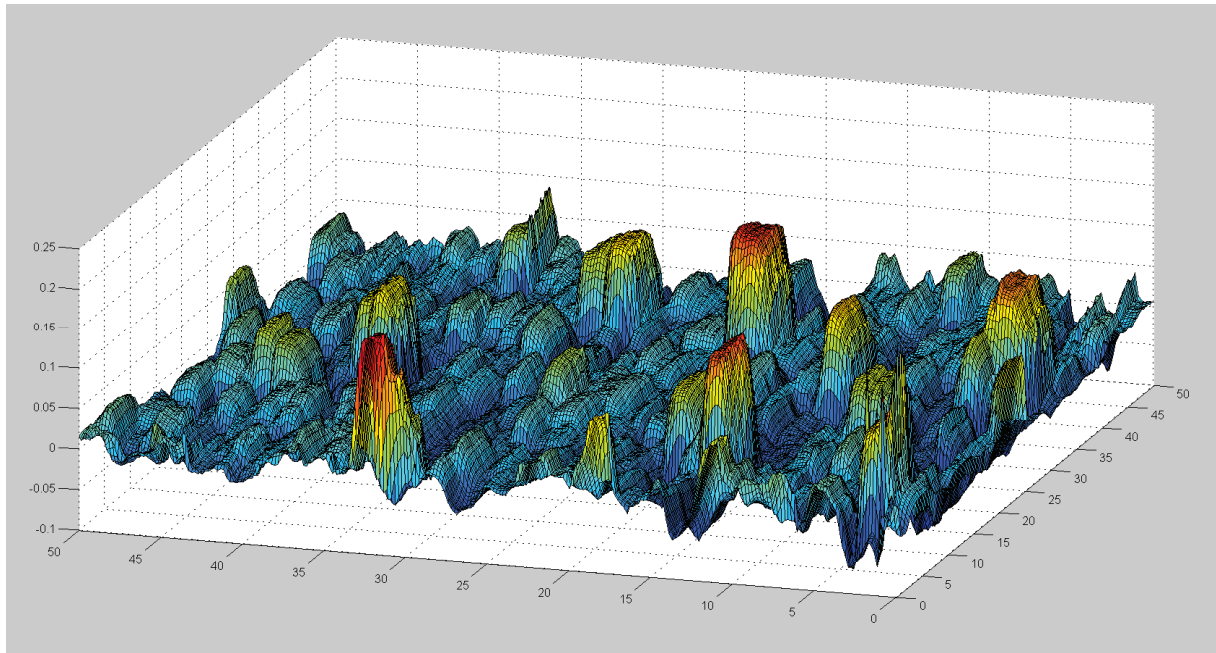


Figure 7 : représentation d'une surface à structure accidentée

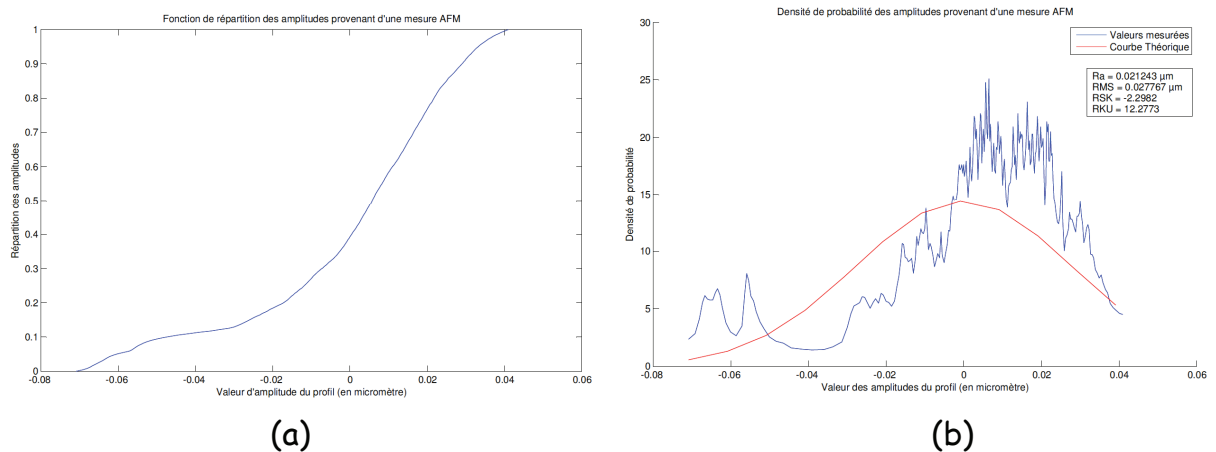


Figure 8 : (a) Fonction de répartition des amplitudes provenant d'une surface à structure accidentée, (b) Densité de probabilité des amplitudes pour une surface à structure accidentée

D'après [Chateauinois 2008], on peut faire correspondre une fonction de répartition des amplitudes de surface à une technique d'usinage de surface. Ainsi par correspondance, nous pouvons situer dans quelle catégorie doit se trouver la fonction de répartition des amplitudes surfaces lors de leur simulation, ou de leur mesure A.F.M. pour une optimum de fonctionnement.

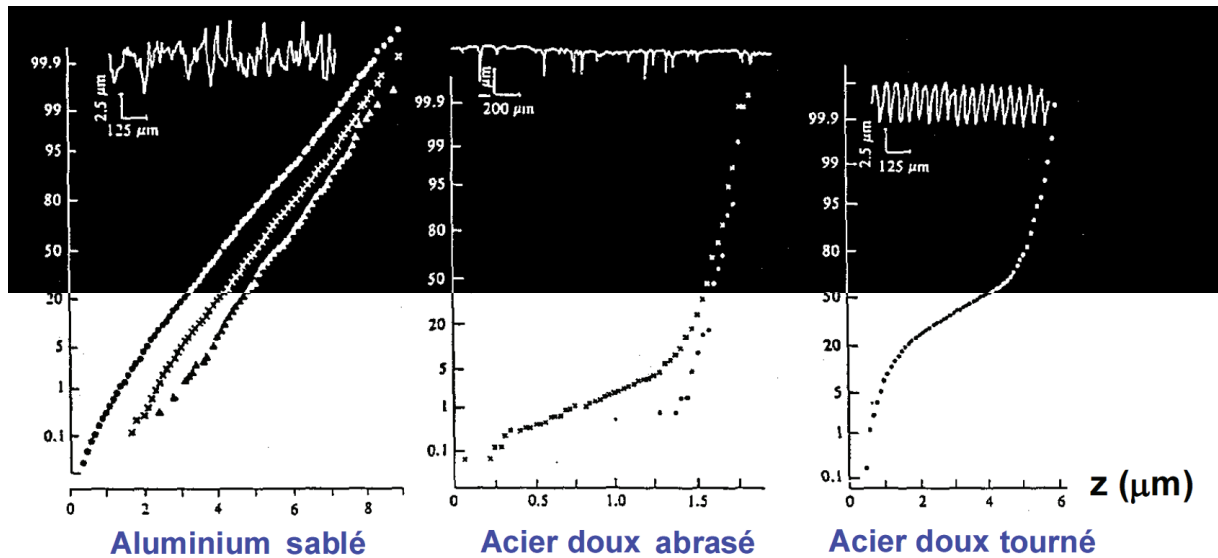


Figure 9 : représentation de diverse forme d'usinage de surface à travers la fonction de répartition des amplitudes de surface

Nous avons vu que pour des surfaces différentes nous obtenons des résultats assez spécifiques de l'état de surface à travers l'étude des paramètres de surface. Nous savons que théoriquement, on caractérise une surface « gaussienne » quand le R.S.K. vaut 0 et quand le R.K.U. vaut 3. De cela nous pouvons conclure qu'une surface bien préparée se rapproche de près d'une surface « parfaite » dont la statistique des amplitudes, ainsi que les paramètres de surface correspondant sont proches d'une surface dite « gaussienne ». La figure 9 nous indique de plus comment doivent se répartir les amplitudes de profils suivant la volonté que l'on a de les faire correspondre à des états précis de surface.

Annexe 4

L'observation de surface au M.E.B. a permis particulièrement de faire l'étude de la répartition des éléments chimiques en surface. Cette répartition chimique, soupçonnée d'être responsable du bruit chimique décrit dans notre approche, est ici visualisée directement sur des échantillons fournis par l'industriel. Si notre approche A.F.M. n'a pas pu s'opérer sur ces mêmes échantillons à cause d'une difficulté géométrique de mise en œuvre, nous avons pu néanmoins étudier par M.E.B. ces échantillons (mesures réalisés par Karim Djellab de la Plateforme de Microscopie Électronique d'Amiens).

Les bagues, qui servent au contact glissant, sont recouvertes d'un dépôt fait à partir d'un alliage d'or (70%), de cuivre (25%) et de cadmium (5%). Une première étude permet de voir que nous retrouvons en surface la même proportion qu'annoncée par l'industriel.

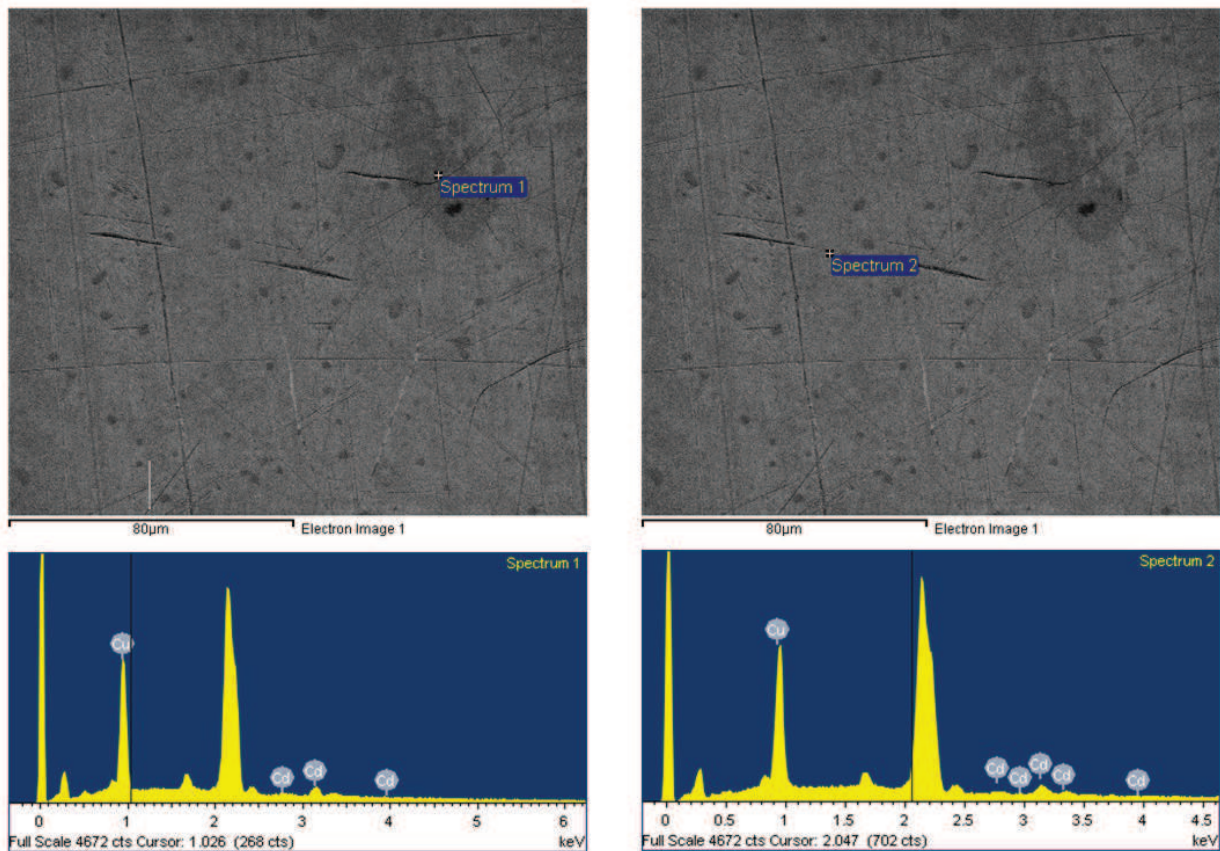


Figure 6 : Représentation du spectre de composition chimique de surface de la bague

Bien que la proportion de composition chimique soit respectée, il nous faut étudier la répartition de celle-ci sur la surface. Les 4 figures qui suivent représentent les répartitions de ces différents éléments sur notre surface.

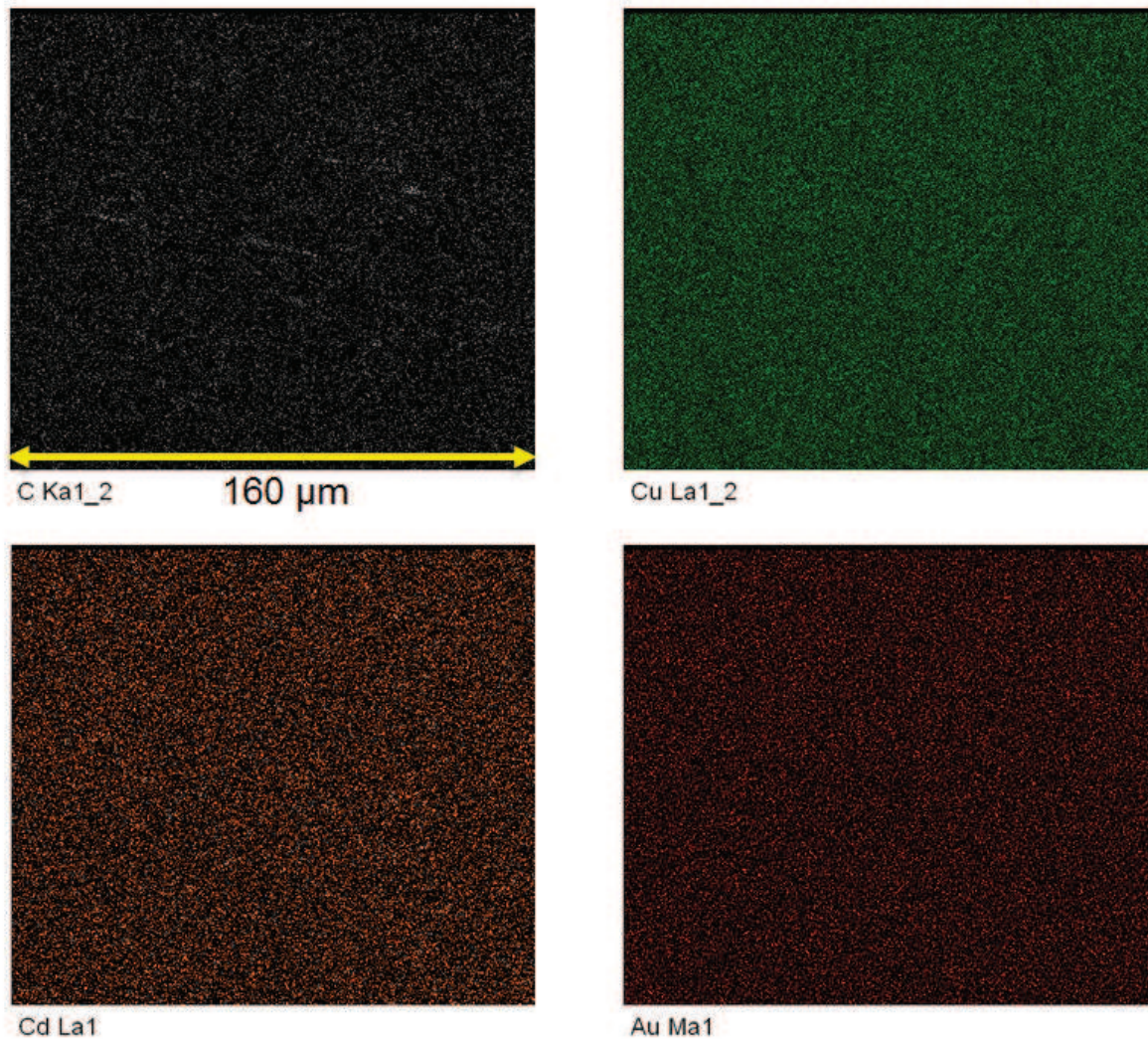


Figure 7 : Répartition des différents éléments en surface, en vert le cuivre, en orange le cadmium, en rouge l'or, et en blanc les traces de carbone

Ces différentes représentations nous indiquent que la surface est globalement très homogène. La surface observée étant de l'ordre de la centaine de micromètre, soit du même ordre voire plus petite que la taille du contact bague/fil, nous laisse à penser que le bruit chimique aura une faible contribution dans l'ensemble total du bruit mesuré à la sortie du contact.

Notons que nous avons représenté la composition en carbone en surface, car celle-ci apparaissait lors des observations du spectre. L'origine de ce carbone peut avoir plusieurs origines, la plus commune étant une contamination extérieure par

l'utilisateur, mais peut aussi provenir d'un procédé de fabrication laissant des traces de carbone. Cette contamination peut avoir des effets néfastes sur le contact, et peut intervenir de façon non négligeable dans le bruit chimique de surface.

Références

[Abdo 2005] J. Abdo, K. Farhang, *Elastic-plastic contact model for rough surfaces based on plastic asperity concept*, **International Journal of Non-Linear Mechanics**, 40, 495-506 (2005).

[Abdo 2006] J. Abdo, *Modeling of frictional contact parameters of mechanical systems*, **Int. J. of Applied Mechanics and Engineering**, 11, 17.

[Allen 1991] L.H. Allen, M.Y. Zhang, J.W. Mayer, E.G. Colgan, R. Young, *Solutions to current crowding in circular vias for contact resistance measurements*, **Journal of Applied Physics**, 70, 253-258 (1991).

[Archard 1957] J.F. Archard, *Elastic Deformation and the Laws of Friction*, **Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences**, 243, 190-205.

[Bettge 2003] D. Bettge, J. Starcevic., *Topographic properties of the contact zones of wear surfaces in disc brakes*, **Wear**, 254 (3-4), 195-202 (2003).

[Berthier 1990] Y. Berthier., *Experimental evidence for friction and wear modelling*, **Wear**, 139 (1), 607-614 (1990).

[Binnig 1986] G. Binnig, C.F. Quate, Ch. Gerber, *Atomic Force Microscope*, **Physical Review Letters**, Vol. 56, N°9, Mars 1986.

[Bittel 1959] H. Bittel, *Schwankungerscheinungen bei des Elektrizitätsleitung in Festkörpern*, **Ergbn. D. Exact. Natuwiss**, 31, 84 (1959).

[Brandmüller 1949] J. Brandmüller, H. Heumann, *Unterruchungen über des Kontaktrauchen und das Kontakbeben*, **Z. angew. Phys.**, 1 (1949).

[Brillouin 1959] L. Brillouin, *La science et la théorie de l'information*, éditions Jacques Gabay, 1988.

[Brot 2008] C.C. Brot, I. Etsion, Y. Kligerman, *A contact model for a creeping sphere and a rigid flat*, **Wear**, 265, 598-605 (2008).

[Brown 2008] C.J. Brown, *Impact of Environmental Conditions on the Contact Physics of Gold Contact RF Microelectromechanical Systems (MEMS) Switches*, PhD 2008, North Carolina State University.

[Buczowski] R. Buczowski, M. Kleiber, *Statistical Models of Rough Surfaces for Finite Element 3D-Contact Analysis*, **Archives of Computational Methods in Engineering**, 16, 399-424.

[Carpick 2013] T.D.B. Jacobs, R.W. Carpick, *Nanoscale wear as a stress-assisted chemical reaction*, **nature nanotechnology**, 2013.

- [Cartigny 2000] F. Cartigny, R. Copin, M. Siroux, S. Harmand, Y. Desplanques, G. Degallaix, B. Desmet, *Cartographies d'émissivité de la surface d'un disque de frein*, Congrès SFT Lyon, 351-356 (2000).
- [Castiglione 2008] P. Castiglione, M. Falcioni, A. Lesne, A. Vulpiani, *Physique statistique : chaos et approches multi-échelles*, Belin, Paris, 2008.
- [Chang 1987] W.R. Chang, I. Etsion, D.B. Bogy, *An elastic-plastic model for the contact of rough surfaces*, **ASME Journal of tribology**, 109, 257-263.
- [Chateauminois 2008] A. Chateauminois, cours *Introduction à la tribologie : Surfaces rugueuses - Aspect macroscopique du frottement*, Décembre 2008.
- [Ciavarella 2006] M. Ciavarella, F. Leoci, *An Assessment of the Greenwood- Williamson and Other Asperities Models, With Special Reference to Electrical Conductance*, **Journal of Tribology**, 128, 10-17 (2006).
- [Cooper 1969] M.G. Cooper, B.B. Mikic, M.M. Yovanovich, *Thermal contact conductance*, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, 12, 279-300 (1969).
- [Cornet 2008] A. Cornet, F. Hlawka, *Cycle de vie des surfaces industrielles : mode de dégradation et traitements écorespectueux*, **technosup ellipses**, 2008.
- [Desplanques 2008] Y. Desplanques, G. Degallaix, *Tribological mechanisms activated during localised thermal phenomena induced in railway braking*, ITMMEC IIT Delhi (India), 65-78 (2008).
- [Dickrell 2005] D.J. Dickrell, M.T. Dugger, *The effects of surface contamination on resistance degradation of hot-switched low-force MEMS electrical contacts*, **Electrical Contacts**, 2005.
- [Duvivier 2012] P.Y. Duvivier, *Etude expérimentale et modélisation du contact électrique et mécanique quasi-statique entre surfaces rugueuses d'or : application aux micros relais MEMS*, PhD 2012.
- [Eriksson 2000] M. Eriksson, S. Jacobson, *Tribological surfaces of organic brake pads*, **Tribology International**, 33 (12), 817-827 (2000).
- [Eriksson 2001] M. Eriksson, J. Lord, S. Jacobson, *Wear and contact conditions of brake pads : dynamical in situ studies of pad on glass*, **Wear**, 249 (3-4) 272-278 (2001).
- [Etsion 2005] I. Etsion, Y. Kligerman, Y. Kadin, *Unloading of an elastic-plastic loaded spherical contact*, **International Journal of Solids and Structures**, 42, 3716-3729.

- [Féchant 2003] L. Féchant, P. Tixador, *Matériaux conducteurs et de contact électrique*, Paris, Hermès science publications, 2003.
- [Filip 2002] P. Filip, Z. Weiss, D. Rafaja, *On friction layer formation in polymer matrix composite materials for brake applications*, **Wear**, 252 (3-4), 189-198 (2002).
- [Fillot 2004] N. Fillot, *Etude mécanique de l'usure : Modélisation par Eléments Discrets des débits de troisième corps solide*, PhD 2004.
- [Finetti 1984] M. Finetti, A. Scorzoni, G. Soncini, *Lateral current crowding effects on contact resistance measurements in four terminal resistor test patterns*, **IEEE electron device letters**, 5, 524-526 (1984).
- [Fortini 2008] A. Fortini, M.I. Mendeleev, S. Buldyrev, D. Srolovitz, *Asperity contacts at the nanoscale: Comparison of Ru and Au*, **Journal of Applied Physics**, 104, 074320-9 (2008).
- [François 2006] M. François, A.L. Bulthé, Y. Desplanques, G. Degallaix, *Experimental device for the observation of rubbing surfaces during braking tests*, **Tribotest**, 12 (1), 67-81 (2006).
- [G&T 1967] J.A. Greenwood, J.H. Tripp, *Elastic contact of rough spheres*, **Journal of Applied Mechanics**, 34, 153 (1957).
- [G&T 1971] J.A. Greenwood, J.H. Tripp, *The contact of two nominally flat rough surfaces*, **Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers**, 625-633 (1971).
- [G&W 1958] J.A. Greenwood, J.B.P. Williamson, *Electrical Conduction in Solids II, Theory of Temperature-Dependent Conductors*, **Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences** (1934-1990), 246, 13-31 (1958).
- [G&W 1966] J.A. Greenwood, J.B.P. Williamson, *Contact of Nominally Flat Surfaces*, **Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences**, 295, 20 (1966).
- [G&Wu 2001] J.A. Greenwood, J.J. Wu, *Surface roughness and contact : Anapology*, **Meccanica**, 36, 617-630 (2001).
- [Greenwood 1966] J.A. Greenwood, *Constriction resistance and the real area of contact*, **British Journal of Applied Physics**, 17, 1621-1632 (1966).
- [Greenwood 1984] J.A. Greenwood, K.L. Johnson, E. Matsubara, *A surface roughness parameter in Hertz contact*, **Wear**, 100, 47-57 (1984).
- [Groschwitz 1955] E. Groschwitz, *Über die physikalischen Ursachen des Rauchens in Halbleitern*, **Phys. Blätter**, 11, 121 (1955).

- [Haddad 2013] H. Haddad, *Couplage MED-MEF : modélisation numérique du transfert thermique dans les interfaces de contact*, PhD UPJV 2013.
- [Haddad 2014] H. Haddad, M. Guessasma, J. Fortin, *Heat transfer by conduction using DEM-FEM coupling method*, **Computational Materials Science**, 81, 339-347 (2014).
- [Hisakado 1974] T. Hisakado, *Effect of surface roughness on contact between solid surfaces*, **Wear**, 28, 217-234 (1974).
- [Holm 1958] R. Holm, *Electric contacts handbook*, Berlin, **Springer**, 1958.
- [Holm 1967] R. Holm, *Electric contacts : Theory and Application*, Berlin, **Springer** 2000.
- [Hyman 1999] D. Hyman, M. Mehregany, *Contact physics of gold microcontacts for MEMS switches*, **Components and Packaging Technologies, IEEE Transactions on**, 22, 357-364 (1999).
- [Iordanoff 2002] I. Iordanoff, B. Seve, Y. Berthier, *Solid Third Body Analysis Using a Discrete Approach : Influence of Adhesion and Particle Size on Macroscopic Properties*, **Journal of Tribology**, 124, 530-538 (2002).
- [Jackson 2006] R.L. Jackson, I. Green, *A statistical model of elasto-plastic asperity contact between rough surfaces*, **Tribology International**, 39, 906-914 (2006).
- [Jensen 2005a] B.D. Jensen, L.L. Chow, H. Kuangwei, K. Saitou, J.L. Volakis, K. Kurabayashi, *Effect of nanoscale heating on electrical transport in RF MEMS switch contacts*, **Journal of Microelectromechanical Systems**, 14, 935-946 (2005).
- [Jensen 2005b] B.D. Jensen, K. Huang, L.L. Chow, K. Kurabayashi, *Adhesion effects on contact opening dynamics in micromachined switches*, **Journal of Applied Physics**, 97, 103535-9 (2005).
- [Jensen 2005c] B.D. Jensen, K. Huang, L.L. Chow, K. Kurabayashi, *Low-force contact heating and softening using micromechanical switches in diffusive-ballistic electron-transport transition*, **Applied Physics Letters**, 86, 023507-3 (2005).
- [Johnson 1928] J.B. Johnson, *Thermal agitation of electricity in conductors*, **Phys. Review**, 32, 97 (1928).
- [Johnson 1989] K.L. Johnson, *Contact mechanics*, Cambridge, **Cambridge University Press**.
- [Ke 2009] F. Ke, J. Miao, J. Oberhammer, *Ruthenium/Gold Hard-Surface/Low-Resistivity Contact Metallization for Polymer-Encapsulated Microswitch with Stress-Reduced Corrugated SiN/SiO₂ Diaphragm*, **Micro Electro Mechanical Systems**, 2009.

- [Kogut 2003] L. Kogut, I. Etsion, *Adhesion in elastic-plastic spherical microcontact*, **Journal of Colloid and Interface Science**, 261, 372-378 (2003).
- [Kogut 2006] L. Kogut, R.L. Jackson, *A Comparison of Contact Modeling Utilizing Statistical and Fractal Approaches*, **Journal of Tribology**, 128, 213-217 (2006).
- [Kwon 2008] H. Kwon, S.S. Jang, Y.H. Park, T.S. Kim, Y.D. Kim, H.J. Nam, Y.C. Joo, *Investigation of the electrical contact behaviors in Au-to- Au thin-film contacts for RF MEMS switches*, **Journal of Micromechanics and Microengineering**, 18, 105010 (2008).
- [Kolmogorov 1956] A.N. Kolmogorov, *on the Shannon theory of information transmission in the case of continuous signals*, **IRE trans. Theory**, 1, 102 (1956).
- [Laver 2002] J.D. Lavers, R.S. Timsit, *Constriction resistance at high signal frequencies*, **Components and Packaging Technologies, IEEE Transactions on**, 25, 446-452 (2002).
- [Ma 2007] Q. Ma, Q. Tran, T.K.A. Chou, J. Heck, H. Bar, R. Kant, V. Rao, *Metal contact reliability of RF MEMS switches*, Reliability, Packaging, Testing, and Characterization of MEMS/MOEMS VI, 2007 San Jose, CA, USA. SPIE, 646305-13.
- [Majcherczak 2006a] Majcherczak D., Dufrénoy P., *Dynamic analysis of a disc brake under frictional and thermomechanical internal loading*, **Arch. of Applied Mechanics**, 75, 497-512 (2006).
- [Majcherczak 2006b] Majcherczak D., Dufrénoy P., Berthier Y., Nait M., *Experimental thermal study of contact with third body*, **Wear**, 261, 467-476 (2006).
- [Majcherczak 2007] D. Majcherczak, P. Dufrenoy, Y. Berthier, *Tribological, Thermal and mechanical coupling aspects of the dry sliding contact*, **Tribology International**, 40 (5), 834-843 (2007).
- [Majumder 1998] S. Majumder, N.E. McGruer, G.G. Adams, A. Zavracky, P.M. Zavracky, R.H. Morrison, J. Krim, *Study of contacts in an electrostatically actuated microswitch*, **Electrical Contacts**, 1998.
- [Maxwell 1873] J.C. Maxwell, *A treatise on electricity and magnetism*, Oxford, **Clarendon Press**.
- [McCool 1986] J.I. McCool, *Comparison of models for the contact of rough surfaces*, **Wear**, 107, 37-60 (1986).
- [Mikic 1974] B.B. Mikic, *Thermal contact conductance : theoretical considerations*, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, 17, 205-214 (1974).

[Myshkin 2009] N. Myshkin, A. Kovalev, W.Scharff, M. Ignatiev, *The Effect of Adhesion on Sliding Friction at Nanoscale*, 3rd Vienna International Conference "Nano Technology VIENNANO'09". Vienna, Austria.

[Nikolic 1999] B. Nikolic, P.B. ALLEN, *Electron transport through a circular constriction*. **Physical Review B**, 60, 3963 (1999).

[Nosonovsky 2010] M. Nosonovsky, *Entropy in Tribology: in the Search for Applications*, **Entropy**, 12, 1345-1390 (2010).

[Nyquist 1928] H. Nyquist, *Thermal agitation of electric charge in conductors*, **Phys. Review**, 32, 110 (1928).

[Ostermeyer 2005] G.P. Ostermeyer, M. Müller, *Dynamic interaction of friction and surface topography in brake systems*, **Tribology International**, 39 (5), 370-380 (2006).

[Patton 2005] S.T. Patton, J.S. Zabinski, *Fundamental studies of Au contacts in MEMS RF switches*, **Tribology Letters**, 18, 215-230 (2005).

[Pennec 2009] F. Pennec, *Modélisation du contact métal-métal : application aux microcommutateurs MEMS RF*, PhD 2009, LAAS-CNRS.

[Poulain 1996] C. Poulain, *Etude et modélisation des contacts électriques bas niveau des contacteurs électromagnétiques en régime statique et dynamique*, PhD physique-génie électrique 1996, Université Paris VI.

[Pullen 1972] J. Pullen, J. Williamson, *Plastic contact of rough surfaces*, **Proceedings of the Royal Society of London Series a-Mathematical and Physical Sciences**, 327, 159-&.

[Rezvanian 2006] O. Rezvanian, M.A. Zikry, C. Brown, J. Krim, *Surface roughness, asperity contact and gold RF MEMS switch behavior*, **Journal of Micromechanics and Microengineering**, 2006.

[Rice&Ruina 1983] J.R. Rice, A.L. Ruina, *Stability of steady frictional slipping*, **Journal of Applied Physics**, 50, 342-349 (1983).

[Robbins 1999] G. He, M. Müser, M. Robbins, *Adsorbed Layer and the origin of static friction*, **Science**, 284, 1650-1652 (1999).

[Sahoo 2005a] P. Sahoo, A. Banerjee, *Asperity interaction in adhesive contact of metallic rough surfaces*, **Journal of Physics D : Applied Physics**, 38, 4096 (2005).

[Sahoo 2005b] P. Sahoo, A. Banerjee, *Asperity interaction in elastic-plastic contact of rough surfaces in presence of adhesion*, **Journal of Physics D : Applied Physics**, 38, 2841 (2005).

[Schimkat 1998] J. Schimkat, *Contact materials for microrelays*, **Micro Electro Mechanical Systems**, 190-194 (1998).

[Seo 2008] Y. Seo, W. Jhe, *Atomic Force Microscopy and Spectroscopy*, **Rep. Prog. Phys.**, 71, 2008.

[Shannon 1948] C.E. Shannon, *A mathematical theory of communication*, **Bell Syst. Tech. Journal**, 27, 379-623 (1948).

[Sharvin 1965] Y.V. Sharvin, *Zh. Exp. Teor. Fiz.*, 48.

[Slade 1999] P.G. Slade, *Electrical contacts : principles and applications*, New York, **Edition Marcel Dekker**.

[Timsit 1983] R. Timsit, *On the Evaluation of Contact Temperature from Potential-Drop Measurements*, **Components, Hybrids, and Manufacturing Technology**, **IEEE Transactions on**, 6, 115-121 (1983).

[Tringe 2003] J.W. Tringe, T.A. Uhlman, A.C. Olivier, J.E. Houston, *A single asperity study of Au/Au electrical contacts*. **Journal of Applied Physics**, 93, 4661-4669 (2003).

[Vincent 2008] M. Vincent, L. Chiesi, J.C. Fournier, A. Garnier, B. Grappe, C. Lapierre, C. Coutier, A. Samperio, S. Paineau, F. Houze, S. Noel., *Electrical Contact Reliability in a Magnetic MEMS Switch*, **Electrical Contacts**, 2008.

[Vliet 1954] K.M. Van Vliet, C.J. Van Leeuwen, J. Blok, C. Ris, *Measurement on current noise in carbon resistors and in thermistors*, **Physica**, 20, 481 (1954).

[Volkman 1965] W. Volkman, *Über Kohlebürsten-Schwingungen mit kleiner Amplitude*, **ETZ A 86**, 151 (1965).

[Wexler 1966] G. Wexler, *The size effect and the non-local Boltzmann transport equation in orifice and disk geometry*. **Proceedings of the Physical Society**, 89, 927- 941 (1966).

[Wiki1] http://fr.wikipedia.org/wiki/Duret%C3%A9_%28mat%C3%A9riau%29

[Wiki2] http://fr.wikipedia.org/wiki/Nombre_de_Knudsen

[Wiki3] <http://fr.wikipedia.org/wiki/Nitinol>

[Wilson 2008] W.E. Wilson, S.V. Angadi, R.L. Jackson, *Electrical Contact Resistance Considering Multi-Scale Roughness*, **Electrical Contacts**, 2008.

[Wilson 2010] W.E. Wilson, S.V. Angadi, R.L. Jackson, *Surface separation and contact resistance considering sinusoidal elastic-plastic multi-scale rough surface contact*, **Wear**, 268, 190-201 (2010).

[Yang 2008] Z. Yang, *Contact Material Optimization and Contact Physics in Metalcontact Microelectromechanical Systems (MEMS) Switches*. PhD Material Science and Engineering 2008, North Carolina State University.

[Zhao 2000] Y. Zhao, D.M. Maietta, L. Chang, *An Asperity Microcontact Model Incorporating the Transition From Elastic Deformation to Fully Plastic Flow*, **Journal of Tribology**, 122, 86-93.

Remerciements

J'aimerais en premier lieu remercier mes directeurs de thèse, Jérôme Fortin, Valéry Bourny et particulièrement Robert Bouzerar qui m'a encadré tout au long de ces trois ans. Je remercie aussi Olivier Durand-Drouhin, directeur de thèse temporaire avec qui j'ai aussi beaucoup appris.

Je remercie les membres du jury pour leur travail et leur considération, particulièrement Maxence Bigerelle et Alain Le Bot, pour leur travail de rapporteur et leur intérêt particulier pour mon travail.

Je remercie mes collègues de bureau Aymen et Issyan Tekaya, Charles Machado, et Nicolas Foy pour leur sympathie et leur soutien, et avec qui j'ai pu échanger et travailler (et aussi bien rigoler). Je remercie également les stagiaires qui ont participé de près ou de loin à ce travail de recherche, Housseem, Daniel...

Je remercie le L.T.I., le laboratoire P.S.C. pour son accueil, le L.P.M.C. avec qui j'ai collaboré, et le personnel du département de physique. Je remercie l'école doctorale, notamment ses secrétaires avec qui les échanges ont été rapides, efficaces et agréables : Virginie P., Virginie L., et Audrey.

Je remercie la région Picardie et IndustriLab pour le financement de cette thèse, qui m'a permis d'effectuer un travail de recherche formateur.

Pour finir, je remercie toute ma famille, notamment mes parents sans qui je ne serais sans doute jamais arrivé jusque-là... pensant avoir fait leur fierté à travers cette réussite et cet accomplissement.

« Avec un talent ordinaire et une persévérance extraordinaire, on peut tout obtenir. »
- **Thomas Fowell Buxton** -

« La difficulté attire l'homme de caractère, car c'est en l'étreignant qu'il se réalise lui-même. » - **Charles de Gaulle** -

« L'homme n'est rien d'autre que son projet, il n'existe que dans la mesure où il se réalise, il n'est donc rien d'autre que l'ensemble de ses actes, rien d'autre que sa vie. »
- **Jean-Paul Sartre** -