



HAL
open science

Caractérisation multi-physique d'une interface multi-contacts à l'arrêt et en mouvement : cas du captage de courant via l'interface caténaire-pantographe

Brice Jonckheere

► To cite this version:

Brice Jonckheere. Caractérisation multi-physique d'une interface multi-contacts à l'arrêt et en mouvement : cas du captage de courant via l'interface caténaire-pantographe. Physique [physics]. Université de Picardie Jules Verne, 2021. Français. NNT : 2021AMIE0022 . tel-03828928

HAL Id: tel-03828928

<https://theses.hal.science/tel-03828928>

Submitted on 25 Oct 2022

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

Mention Physique
Spécialité Physique de la Matière Condensée

présentée à l'Ecole Doctorale en Sciences Technologie et Santé (ED 585)

de l'Université de Picardie Jules Verne

par

Brice JONCKHEERE

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

**Caractérisation multi-physique d'une interface
multi-contacts à l'arrêt
Cas du captage de courant via l'interface
caténaire/pantographe**

Soutenue le 14 juin 2021, après avis des rapporteurs, devant le jury d'examen :

M.	PERRET-LIAUDET Joel , Pr, École Centrale de Lyon	Rapporteur
M.	BRUNETIERE Noël , DR CNRS, Université de Poitiers	Rapporteur
M.	BIGERELLE Maxence , Pr, Université Polytechnique des Hauts-de-France	Examineur
M.	EL MARSSI Mimoun , Pr, Université de Picardie Jules Verne	Examineur
Mme.	MEYER Claire , MCU, HDR Université de Picardie Jules Verne	Examineur
M.	GAGOU Yaovi , Pr, Université de Picardie Jules Verne	Examineur
M.	BOUZERAR Robert , HDR, MCU, HDR, Université de Picardie Jules Verne	Directeur
M.	BAUSSERON Thomas , Dr, SNCF Réseau	Co-Directeur



Introduction générale	8
Chapitre 1 : Contexte industriel / académique	14
1.1. Description du système électrique ferroviaire	14
1.2. Enjeux industriels	24
1.3. État de l'art. Physique des Interfaces Multi Contacts (MCI)	30
Conclusion Chapitre 1	43
Chapitre 2 : Mécanismes électriques à l'interface	44
2.1. Approches quantiques : effet de diffusion sur les spots	45
2.2. Résistance de constriction cas du spot vide.	47
2.3. Effet tunnel à travers le film d'oxyde	50
2.4. Arcs électriques à l'interface	53
2.5. Réactance d'interface.....	55
2.6. Conclusion Chapitre 2	60
Chapitre 3 : Études topographiques, états de surface et interfaces.	62
3.1. Profilométrie	62
3.2. État de surface	70
3.3. Interface mécanique	78
3.4. Application : Un nouvel outil l'imagerie numérique des surfaces	83
Conclusion Chapitre 3	92
Chapitre 4 : Simulation de la résistance électrique.	94
4.1. Simulation de la résistance électrique en compression.....	94
4.2. Simulation claquage arc électrique	101
Conclusion Chapitre 4	105
Chapitre 5 : Mesures électriques - Hystérésis et arcs électriques	108
5.1. Évolution de la résistance en fonction du temps.....	108
5.2. Caractéristiques courant/tension.....	113
5.3. Expérimentation échelle 1.....	122
5.4. Morphologie des courbes courant/tension	128
5.5. Courant/tension alternatif	133
5.6. Résistance en fonction de la force.....	136
Conclusion Chapitre 5	140
Conclusion et perspective technique	142
Annexes	148
Liste des figures	157
Bibliographie	163

Table des matières

Introduction générale	8
Chapitre 1 : Contexte industriel / académique	14
1.1. Description du système électrique ferroviaire	14
Les sous-stations	15
Les supports caténares	16
La caténaire	17
Le fil de contact	19
Le pantographe	20
La bande de captage.....	21
Les locomotives.....	22
Le contact essieux/rail	23
1.2. Enjeux industriels	24
Incidents	24
Causes.....	28
1.3. État de l'art. Physique des Interfaces Multi Contacts (MCI).....	30
Surface mathématique vs surface physique :	30
Classification des défauts topographiques d'une surface	32
Échantillonnage de la géométrie d'une surface :	34
Ensembles gaussiens de profils :	36
Mécanique des interfaces :	39
L'interface comme milieu physique	40
Le milieu physique comme interface.....	41
Interface 3D vs 2D	41
Conclusion Chapitre 1	43
Chapitre 2 : Mécanismes électriques à l'interface.....	44
2.1. Approches quantiques : effet de diffusion sur les spots	45
2.2. Résistance de constriction cas du spot vide.	47
2.3. Effet tunnel à travers le film d'oxyde	50
2.4. Arcs électriques à l'interface	53
2.5. Réactance d'interface.....	55
Capacité d'interface.....	56
Capacité liée à la couche d'oxyde	57
Capacité géométrique	58
Inductance cinétique de Drude.....	60
2.6. Conclusion Chapitre 2	60

Chapitre 3 : Études topographiques, états de surface et interfaces.	62
3.1. Profilométrie	62
Matériels et méthodes	62
Résultats	64
3.2. État de surface	70
Matériel et méthode	70
Imagerie par les électrons secondaires	71
Carte chimique EDX.....	72
Analyse Diffraction Rayons X	75
3.3. Interface mécanique	78
Mesure de la surface de contact.....	78
Résultats	80
3.4. Application : Un nouvel outil l'imagerie numérique des surfaces	83
Logiciel de simulation des interfaces.....	83
Surfaces utilisées.....	85
Simulation du contact Bille/Plan	85
Comparaison : Deux états de surfaces	89
Comparaison : Simulation vs Expérimentation	91
Conclusion Chapitre 3	92
Chapitre 4 : Simulation de la résistance électrique.	94
4.1. Simulation de la résistance électrique en compression.	94
Discretisation du modèle.....	94
Simulation de la résistance pour un contact réel.....	95
Mécanismes de contacts	98
4.2. Simulation claquage arc électrique	101
Simulation	101
Résistance d'un nouveau passage électrique	104
Conclusion Chapitre 4	105
Chapitre 5 : Mesures électriques - Hystérésis et arcs électriques.....	108
5.1. Évolution de la résistance en fonction du temps	108
Précaution de mesure	108
Matériel	109
Évolution de l'état de surface en fonction de temps	109
5.2. Caractéristiques courant/tension.....	113
Montée descente en tension	113
Interface multicontact : Un système non linéaire.....	113
Reproductibilité.....	115

Un contact ponctuel	116
Plusieurs contacts en parallèle.....	117
Plusieurs contacts en série.....	118
Un contact réel : cas de l'interface pantographe caténaire	120
5.3. Expérimentation échelle 1	122
Faiveley	122
Matériel et méthode	122
Résultats expérimentaux	124
Effet de la force	124
Bande neuve usée	125
Bande de carbone / Bande imprégné de cuivre.....	126
Effet de la résistance	127
5.4. Morphologie des courbes courant/tension.....	128
5.5. Courant/tension alternatif	133
Courant tension à 50 Hz.....	133
Impédance de l'interface	134
5.6. Résistance en fonction de la force	136
Matériel et méthode	136
Résistance d'interface en compression	137
Simulation de la résistance en fonction du déplacement	139
Conclusion Chapitre 5	140
Conclusion et perspective technique	142
Annexes	148
Géométrie des surfaces :	148
Analyse EDX.....	152
Liste des figures	157
Bibliographie	163

Nomenclature

Symbole	Nom	Unité
\bar{A}_s	Surface moyenne des spots	m ²
A_g	Aire géométrique de contact	m ²
A_Σ, A, A_s	Aire réelle de contact	m ²
a_n, b_n	Composantes de Fourier	m
α_n, β_n	Variables gaussiennes naturelles	
B	Coefficient de relaxation	
β	Température inverse $\frac{1}{k_b t}$	J ⁻¹
$c_i c_j^+$	Opérateur saut de i vers j	
$c_i^+ c_i$	Opérateur nombre d'électron sur le site i	
D_{12}	Terme homogène à un moment dipolaire électrique	C.m
d	Épaisseur d'une barrière diélectrique	m
Δ	Nombre de périodes par mètre	m ⁻¹
δ_{ij}	Kronecker	
δ	Déplacement	m
$\Delta\sigma$	Nombre d'onde	m ⁻¹
E	Champ électrique externe	V.m ⁻¹
E_0	Énergie	J
E_1, E_2	Module d'Young	Pa
E'	Module d'Young de l'interface	Pa
$E_{c_{air}}$	Champ de claquage de l'air	V.m ⁻¹
$E_{c_{ourb}}$	Énergie de courbure	J
$\varepsilon, \varepsilon_{\vec{k}}, \varepsilon_F$	Énergie des électrons	J
ε_0	Permittivité diélectrique du vide	F.m ⁻¹
ε_r	Constante diélectrique relative	
F_c	Force de contact	N
f	Fréquence électrique	Hz
Φ_N	Distribution statistique	m ⁻³
$\varphi(x)$	Orbitale électronique	
G_Σ	Conductance du système	S
γ	Conductivité d'un métal	S.m ⁻¹
\hat{H}	Opérateur Hamiltonien	
h	Distance entre deux surfaces	m
\hbar	Constante de Planck réduite	J.s
$H(x)$	Courbure moyenne	m ⁻¹
I	Intensité du courant	A
Ic	Courant de claquage	A
j	Nombre imaginaire	
\vec{k}	Vecteur d'onde	m ⁻¹
k_B	Constante de Boltzmann	J.K ⁻¹
k_b	Module d'élasticité de flexion (bending)	MPa
L	Longueur d'évaluation	m
L_M	Inductance du système	H
L_d	Inductance de Drude	H
l	Largeur d'évaluation	m
l_Σ	Hauteur équivalente de l'interface	m

M_i	Matrice de point	
$m_{c\ i,j}$	Composante de la matrice de contact	
m	Masse d'un électron	kg
μ	Variable de changement d'échelle	
μ_1, μ_2	Niveau de Fermi	
N	Nombre de contact	
N_p	Nombre de pixels en contact	
$P(r)$	Distribution de la pression	Pa.m ⁻¹
P_e	Pression au centre du contact	N.m ⁻²
p	Taille de la pointe	μm
ψ	Fonction d'onde	
q	Charge électrique	C
R_M	Résistance externe à l'interface	Ω
R_c	Résistance de contact	Ω
R_{eq}	Résistance de constriction totale de l'interface discrétisée	Ω
R_n	Résistance de constriction discrétisée pour un spot	Ω
R_Σ	Résistance de constriction	Ω
r	Rayon de la sphère	m
r, r_1, r_3	Rayon de la sphère	m
σ_n	Variance	
T	Température	K
t_{ij}	Temps de transfert de i vers j	s
τ	Temps caractéristique du système	s
Θ	Angle d'incidence	deg
U	Barrière de potentiel	V
V	Tension appliquée au système	V
v	Vitesse de déplacement	m.s ⁻¹
ν_i	Module de poisson	
ω	Pulsation électrique	rad.s ⁻¹
Z	Hauteur	m
Z_N	Facteur de normalisation	

Introduction générale

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre du projet multiPAC porté par SNCF et débuté en 2016. Côté université, le travail s'inscrit dans l'axe 'Physique Industrielle' du LPMC. Le contexte et les objectifs précis de ce projet sont détaillés dans le chapitre d'ouverture de ce mémoire, mais nous pouvons citer son principal objectif : améliorer les caractéristiques du contact pantographe/caténaire aussi bien sur le plan mécanique que sur le plan électrique, afin notamment de limiter les pertes intempestives d'alimentation électrique des trains. Le contact pantographe/caténaire, principale source d'alimentation électrique des trains en France et à l'étranger, permet de collecter le courant nécessaire à l'alimentation des moteurs de propulsion du train. Les pertes de temps occasionnées par les pertes de contact évoquées sont toujours importantes pour le gestionnaire d'infrastructure, les opérateurs ferroviaires et les clients du ferroviaire. Le captage du courant électrique est l'un des obstacles techniques majeurs à l'augmentation de vitesse des trains au-delà des vitesses actuellement admises en exploitation, ce qui fait l'objet de nombreuses études [1-2-3]. Les défauts de captage électrique et les incidents afférents engendrent des retards cumulés considérables (plus d'un million de minutes sur toute l'Europe) associés à des coûts considérables atteignant plusieurs centaines d'Euros par minute. Ces incidents et le défaut de maîtrise de ces dysfonctionnements reflètent une réalité plus profondément physique, la complexité des processus régissant le contact pantographe-caténaire.

Ce projet est en fait l'un des maillons d'une longue succession de projets applicatifs aux objectifs et approches variés, néanmoins marqués par une forte unité thématique : ces projets s'agrègent en effet tous autour de la Physique des interfaces multicontacts que nous dénommerons, pour abrégé, interfaces MCI (Multi Contact Interface). Ce domaine concerne la caractérisation structurale et fonctionnelle de l'interface de contact se développant entre deux solides comprimés l'un contre l'autre compte tenu de leurs topographies de surface respectives afin de mieux cerner leur complexité multiphysique. Cette complexité affecte profondément les applications mettant en œuvre ces interfaces. La complexité de telles interfaces, qui se manifeste par les couplages plus ou moins forts entre leurs propriétés de transport électrique et thermique modulées par les conditions de sollicitation mécanique, ne constitue pas une simple difficulté académique : les solutions technologiques 'innovantes' susceptibles d'être proposées sur le versant applicatif sont conditionnées à la compréhension physique plus profonde des processus fondamentaux en jeu. Obtenir une description fiable de ces couplages multiphysiques est un défi posé aux chercheurs du domaine : ses solutions recèlent un énorme potentiel d'applications et d'optimisations de ces interfaces MCI. Bien que leurs manifestations soient connues et étudiées depuis longtemps (citons par exemple le fameux effet Branly découvert à la fin du XIXème siècle), la compréhension fondamentale de leurs propriétés physiques et mécaniques demeure un problème ouvert : à l'heure actuelle, il n'existe pas de description unifiée et fiable de ces interfaces multicontacts. La complexité multiphysique des interfaces MCI se manifeste dans le domaine ferroviaire au niveau de plusieurs applications puisqu'elle imprègne les interfaces physiques entre le train et son environnement matériel. Ces interfaces sont présentes aussi bien au niveau du contact roue/rail qu'entre le pantographe et la caténaire ou encore entre les griffes de jonctions et les portions de câbles qu'elles raccordent.

Du point de vue physique, une interface désigne simplement l'espace séparant les surfaces physiques délimitant deux domaines matériels (le plus souvent solides) en contact mécanique. Cet espace est le siège de processus complexes, agissant souvent de concert et dont la nature dépend de la fonction spécifique assignée à l'interface : sollicitations mécaniques complexes, transfert électrique, transfert thermique. Les propriétés physiques manifestées par les interfaces MCI leur sont octroyées par les multiples processus, souvent intriqués, qu'elles abritent. L'universalité des comportements

observés d'interfaces a priori différentes reflète l'existence de lois spécifiques les gouvernant et que les approches usuelles de la Physique permettent d'appréhender. Pour cette raison, on peut traiter l'interface MCI comme un milieu physique spécifique comme en témoigne, par exemple, la similitude des lois régissant le transfert électrique dans des assemblages granulaires ou dans les contacts électriques glissants ou roulants [4-5-6]. L'identification et la description physique de ce milieu se heurtent à vrai dire à un obstacle de taille : les propriétés multiéchelles des interfaces MCI. Plus modestement, ce problème peut être formulé comme suit : comment la structure de l'interface MCI à l'échelle mésoscopique, voire nanométrique, influence-t-elle des comportements et des réponses observés à plus grande échelle ? Comment des classes de propriétés gouvernées par des échelles caractéristiques très différentes (par exemple les propriétés mécaniques et les propriétés électriques) peuvent elles se coupler si intimement et s'influencer mutuellement ?

Bien que proposant des solutions techniques aux problèmes mécaniques rencontrés, les études menées à grande échelle s'affranchissent de la connaissance, à vrai dire difficile d'accès, des processus fondamentaux opérant aux échelles inférieures. Pour pallier à ces lacunes, d'autres approches moins nombreuses, mais néanmoins plus fondamentales concernant le niveau de description mésoscopique ont également été proposées. Par exemple, le contact roue-rail qui est au cœur des graves accidents de déshuntage, c'est-à-dire des problèmes de détection de présence d'un train sur une voie (cf A. Sakli, rapport de stage 2015 [7]), a bénéficié d'approches numériques multiphysiques et multiéchelles [8]. Dans la même veine, des études menées conjointement par IFSTTAR, la SNCF et le laboratoire de génie électrique de l'Université Paris Sud, ont été consacrées à l'étude du comportement électrique du contact roue-rail [9] oxydé ou propre. Cette étude met en évidence l'importance des états de surface à travers l'altération des propriétés électriques du contact dues à l'oxydation (échelle nanométrique). Exemple caractéristique de l'altération chimique des surfaces métalliques, l'oxydation affecte grandement l'effet Branly à travers des phénomènes de claquage diélectrique localisés (arcs électriques). Cet effet d'hystérésis électrique marque profondément les caractéristiques courant/tension et a largement été mis en évidence dans les milieux granulaires métalliques [4-10] L'effet Branly peut être vu comme une transition d'un état initialement isolant vers un état conducteur parfois accompagné d'une remarquable saturation de la tension aux bornes de la zone de contact modérément chargée (faibles forces de compression). La transition du comportement hystérétique vers le régime ohmique est systématiquement observée aux fortes valeurs de charge où l'on observe une disparition de l'effet Branly au profit du régime linéaire usuel. Ce comportement met en évidence une propriété caractéristique des interfaces multicontacts : le couplage très fort entre conditions de sollicitation mécanique et transfert thermique [11-12-13] et électrique à travers l'interface. Le caractère multiphysique des interfaces MCI et les couplages multiples dont elles sont le siège expliquent l'imbrication des échelles, c'est-à-dire en quoi des phénomènes agissant à des échelles très différentes peuvent être corrélés. En pratique, cette imbrication complexifie une situation déjà difficile à étudier. Mais l'intérêt d'une approche fondamentale du contact pantographe-caténaire est évident, ne serait-ce que parce que les processus actifs à faible échelle sont vraisemblablement responsables des défauts de captage à l'arrêt, expliquant l'importance d'une compréhension du contact mésoscopique pantographe-caténaire.

Le travail de recherche exposé dans ce mémoire présente ainsi une double facette : une approche fondamentale des problèmes posés couplée à la modélisation numérique et une forte composante expérimentale permettant de mieux cerner des comportements de l'interface laissés de côté dans les travaux antérieurs, faute de bancs de caractérisation dédiés. La diversité des moyens et techniques expérimentales déployés dans ce travail de recherche reflète la toute aussi grande variété des préoccupations pratiques et des questionnements scientifiques à la base du projet, et dont la résolution nécessite un aussi large éventail de compétences : techniques de caractérisation des

matériaux, topographie des surfaces, caractérisation des propriétés mécaniques, tribologiques et électriques des matériaux, conception de bancs dédiés à échelle réduite et utilisation de bancs réels à l'échelle 1. Le recours à une stratégie d'étude mêlant intimement approche expérimentale et modélisation (numérique et théorique) vise à dégager des méthodes d'optimisation fonctionnelle de ces interfaces ainsi qu'une meilleure compréhension de la complexité de ces interfaces, c'est-à-dire de l'intrication des aspects multiphysiques et des aspects multiéchelles de ces interfaces. Il est clair qu'une bonne connaissance des processus physiques, chimiques et mécaniques en jeu au niveau du contact est profitable aux applications et plus particulièrement à la qualité des interfaces de contact. Une connaissance approfondie de la Physique des interfaces MCI permet en effet l'amélioration des performances de ces systèmes, de la durabilité des matériaux ou encore des conditions d'apparition des dysfonctionnements. Pour réaliser ces objectifs, les études doivent cibler une catégorie restreinte de propriétés des interfaces MCI :

- Les propriétés tribologiques/mécaniques du contact.
- L'état de surface des solides impliqués dans le contact.
- Les propriétés électriques de l'interface MCI.

L'aspect tribologique concerne la nature du frottement entre les surfaces en contact prenant en compte l'influence d'un éventuel film lubrifiant ainsi que les effets d'usure. 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 lié aux fluctuations spatiales de la composition chimique. Les propriétés électriques (souvent couplées à des effets thermiques) contrôlent les modalités de transfert d'électrons entre les surfaces métalliques mises en contact. Ces trois classes de propriétés ont fait l'objet de notre attention dans le présent travail, mais avec un accent plus ou moins prononcé. Les deux dernières catégories dominent largement nos études expérimentales des interfaces MCI alors que les propriétés mécaniques sont une donnée d'entrée de nos modélisations numériques. Les aspects tribologiques n'ont pas fait l'objet d'une étude approfondie dans nos recherches, parce que plus difficiles à corrélérer avec les autres types de propriétés des surfaces ou des interfaces de compression.

Parmi les méthodes de caractérisation utilisées, l'une des plus fondamentales au regard de nos objectifs et du contexte du projet est certainement la caractérisation électrique. Dans le présent travail de thèse, un effort particulier a ainsi été consacré à l'approfondissement de notre compréhension du transfert électrique à travers les interfaces MCI métalliques, compte tenu de la topographie des surfaces en jeu. L'importance de la caractérisation électrique des interfaces MCI a été dégagée au cours de projets antérieurs et largement confirmée depuis. La caractérisation électrique de l'interface permet, du fait de sa sensibilité particulière à des processus aussi différents que le contact mécanique ou les transferts thermiques, de caractériser les interfaces voire de séparer les influences des processus actifs au niveau de l'interface. Trois types de facteurs contrôlent les propriétés de transfert électrique des interfaces MCI :

- Le caractère discret de ces interfaces constituées de spots mécaniques (zones de contact) d'extension micronique.
- L'état de surface chimique (par exemple présence d'une couche d'oxyde) et la topographie.
- Les propriétés électroniques spécifiques des métaux et les états électroniques de surface.

Bien entendu, selon la nature des surfaces considérées et des conditions de compression mécanique certains de ces facteurs peuvent dominer le transfert électrique. Aussi bien la taille, la forme que la distribution spatiale des spots au sein de l'interface contribuent à la résistance électrique globale (ou la cartographie spatiale de la résistance) de l'interface. L'influence principale de la structure discrète de l'interface MCI sur les propriétés électriques se fait par le biais de l'effet de constriction, effet certainement le plus étudié, de façon certainement exagérée d'ailleurs. La constriction, liée à l'étranglement des lignes de courants, est un effet géométrique qui peut être interprété comme une 'perte de charge singulière' de l'écoulement électronique. L'importance exagérée accordée à la constriction s'explique par le fait que ce processus relève d'une approche macroscopique ne nécessitant pas de connaissance poussée en théorie du transport électronique. Pourtant, ces approches si courantes peinent à rendre compte des couplages entre spots, renvoyant peut-être à des effets collectifs des assemblées de spots.

Les états de surface chimiques et géométriques ont des effets plus complexes sur le transfert électrique de surface à surface et relèvent d'une description microscopique du transport électronique. Les effets prédominants dépendent de l'épaisseur des couches d'oxydes, inévitables à la surface des métaux, et des gammes de courants utilisées pour sonder les interfaces MCI. Pour des couches d'oxydes de faible épaisseur (typiquement nanométrique), le couplage tunnel entre métaux est présent, éventuellement assisté thermiquement du fait de l'échauffement Joule local. Le transfert tunnel, déjà mis en évidence dans des études antérieures portant sur des billes d'acier [4] est un processus efficace d'abaissement de la résistance, visible sur les caractéristiques courant-tension. L'une de ses caractéristiques (et intérêt) essentielles est sa forte sensibilité aux forces de compression appliquées aux interfaces MCI. À plus forte épaisseur, l'effet tunnel est supprimé au profit des transferts par micro-arcs électriques favorisés aux courants assez élevés (en fonction de tension de claquage de l'interface). Ce processus plus brutal, reflet d'une instabilité électrique, est accompagné de très forts échauffements locaux et de dégradations de l'état de surface. Ce dernier point suffirait à lui seul à justifier l'étude qui en a été faite dans ce travail de thèse. Mais un autre point ayant guidé nos choix d'étude est lié au contact pantographe-caténaire pour lequel la rupture du contact mécanique entre surfaces favorise les arcs électriques susceptibles de limiter la qualité du captage, y compris à l'arrêt.

Dans diverses applications impliquant un contact électrique entre pièces conductrices en mouvement relatif, ces effets de transfert électrique entre les pièces peuvent se produire. L'origine de ces décharges électriques est due aux interruptions brutales et aléatoires du contact mécanique comme cela est observé dans les applications du contact glissant à la propulsion des trains. Sur le plan physique, deux types principaux de décharges doivent être distingués : la décharge luminescente et les arcs électriques dont l'observation dépend des conditions physiques imposées au système. Les arcs électriques sont en fait des colonnes de plasma transitoires engendrées par le claquage diélectrique (renforcement brutal du champ électrique en surface des pièces) du milieu isolant séparant les surfaces métalliques (en général de l'air) combiné à un échauffement important de la surface des pièces. Du fait des fortes densités de courants associées à ces décharges, cet échauffement peut atteindre localement 4000 ou 5000 K. Pour de l'air sec à pression normale et une séparation des pièces de quelques millimètres, le seuil de claquage est de l'ordre de 3600 V/m, mais ce seuil peut être abaissé autour de 1 kV/m ou moins en atmosphère humide : les conditions météorologiques peuvent donc favoriser ces effets. Mais outre les conditions atmosphériques, la géométrie des zones de contact et des pièces peut jouer un rôle. Les dommages les plus significatifs infligés aux composantes en contact sont connus et caractérisés depuis longtemps. Du fait des hautes températures de surface et fortes densités de courants, les pièces subissent essentiellement une érosion importante, une oxydation accélérée, fusion ou sublimation accompagnée d'une redéposition de matériau sur des composants

distants ou même sur les câbles de contact, altérant leurs fonctions électriques. Ce processus est particulièrement important pour le graphite qui peut être pulvérisé assez aisément. Un autre type de dommages peut être occasionné par le rayonnement électromagnétique très riche émis par les arcs électriques. À haute température et aux fortes densités de courant transportées par les colonnes de plasma, le spectre électromagnétique émis est enrichi en UV, rayonnement pouvant altérer le fonctionnement de dispositifs électriques à proximité. Mais ce rayonnement des plasmas 'chauds' est aussi un mode efficace de relaxation thermique, limitant la durée de vie des arcs électriques. L'étude des arcs électriques relève de la Physique des Plasmas, domaine réputé difficile du fait du couplage fort entre processus électromagnétiques et processus internes au plasma nécessitant le recours à la Physique Statistique (équilibre et hors équilibre) et l'Électrodynamique (rayonnement et transport électrique au sein du plasma). Les effets des arcs électriques relèvent quant à eux de la Science des Matériaux (état de surface et dommages infligés aux électrodes).

Toutes les questions et critiques soulevées précédemment font l'objet d'une attention plus ou moins poussée dans ce travail afin de suggérer des réponses possibles. Afin de mieux situer notre apport, nous présentons en premier lieu les enjeux industriels liés à ces recherches et amènerons par la suite un état de l'art général regroupant les connaissances actuelles sur ces interfaces et notamment leurs propriétés mécaniques, électriques et thermiques. Dans la continuité de ces connaissances, une description des différents mécanismes des interfaces sera présentée afin de comprendre leurs rôles ainsi que leur interdépendance. La partie suivante sera dédiée à l'étude de l'état des surfaces ainsi que leur topographie. Comme nous le verrons, ces deux aspects sont décisifs dans les MCI car elles sont à l'origine des domaines de prédominance d'un effet sur l'autre. À partir de l'ensemble de ce savoir nous détaillerons comment une simulation numérique des interfaces a été développée afin de prédire les différents mécanismes en jeu à l'interface. Puis dans une dernière partie, nous confronterons ces résultats à l'expérimentation.

Chapitre 1 : Contexte industriel / académique

1.1. Description du système électrique ferroviaire

Afin de comprendre la problématique de cette thèse qui est basée sur l'interface pantographe/caténaire, il est intéressant de regarder le circuit dans son entier. Du fournisseur d'électricité jusqu'au rail en passant par la locomotive. Cette description permet de remettre dans son contexte les différentes étapes ainsi que les difficultés qui peuvent être rencontrées dans l'alimentation des trains. Le chemin du courant peut être décrit comme le montre la figure 1-1. Bien sûr, chacune de ces étapes sera détaillée dans ce chapitre.

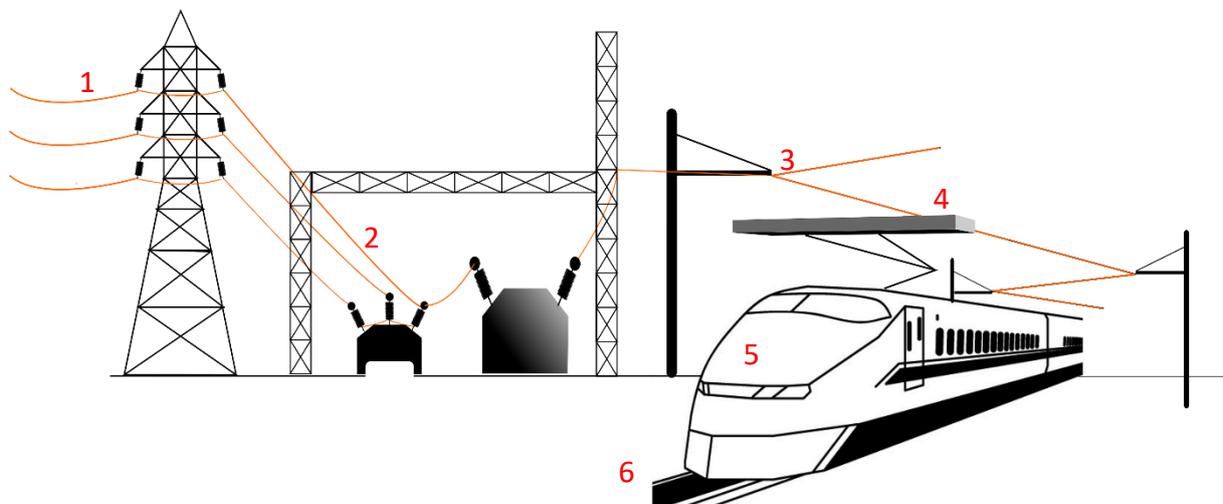


Figure 1-1 : 1) le courant est transporté par EDF en triphasé. 2) le courant arrive à une sous-station 3) le courant est transformé puis envoyé sur la caténaire 4) le courant est capté par le pantographe 5) le courant alimente le train 6) le courant repart à la terre par les rails.

En (1), Le courant est acheminé du fournisseur d'électricité sous forme de Très Haute Tension (THT) vers les sous-stations (2). Ensuite, les sous-stations convertissent la THT en Haute tension (HT). Ces Hautes Tensions peuvent être de 1,5 kV en courant continu ou 25 kV 50 Hz en alternatif monophasé. Ce courant est ensuite redirigé vers la caténaire (3). Puis le train déploie ses pantographes pour venir se plaquer contre la caténaire et capter le courant (4). Le courant ainsi capté est utilisé pour alimenter le moteur, mais aussi les auxiliaires (chauffage, lumières, etc.) (5). Le courant est redirigé ensuite vers les roues (6), passe à travers les rails et retourne finalement vers la masse.

L'histoire de l'électrification des chemins de fer et de ses évolutions techniques est largement documentée dans la littérature scientifique [14-15-16]. Afin de clarifier chaque étape, tous les éléments nécessaires au transport de courant vont être explicités en détail.

Les sous-stations

Les sous-stations ont plusieurs fonctions. La principale fonction est d'acheminer le courant produit par le fournisseur d'électricité vers le réseau SNCF. Pour se faire, elles ont le rôle de convertir le courant de la Très Haute Tension vers de la Haute Tension. En France, la tension utilisée pour l'alimentation des trains est soit : 1 500 V (majoritairement dans le sud de la France) soit le 25 000 V en courant alternatif monophasé de 50 Hz (dans le nord de la France). L'espacement entre deux sous-stations est généralement compris entre 10 km à 15 km pour le réseau 1 500 V et reste largement plus espacé pour le réseau 25 000 V. L'ordre de grandeur est de 40 km et peut aller jusqu'à 90 km. La distance qu'une sous-station est capable d'électrifier définit ce qui est appelé un « secteur » [il est à noter qu'en 25 kV deux secteurs sont séparés par un neutre (une partie du réseau non électrifié et mis à la terre) d'une longueur d'environ 60m]. Une autre fonction des sous-stations est d'assurer la sécurité. En effet, les sous-stations peuvent aussi couper l'alimentation du secteur à tout moment.

Les sous-stations fournissant 1,5 kV peuvent atteindre des puissances capables d'aller jusqu'à 15 MW. Pour les sous-stations 25 kV, la puissance maximum installée peut atteindre les 120 MVA. Ces limitations de puissances peuvent dans certains cas être critiques, car elles peuvent être un facteur limitant du trafic. Il faut aussi savoir que la caténaire ayant sa propre résistance [et inductance aussi] l'homogénéité de la tension sur l'ensemble du secteur pourra être altérée et pourra influencer la qualité du contact.

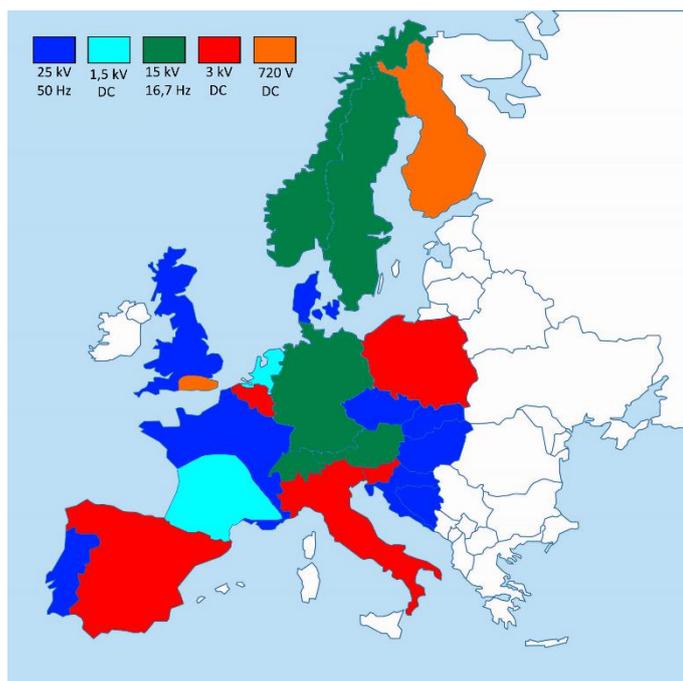


Figure 1-2 : Tensions utilisées pour l'alimentation des trains en Europe

En Europe, les tensions d'alimentations des trains sont très variables selon les pays comme cela est illustré en figure 1-2. Ce qui peut rendre la transition entre plusieurs pays assez compliqués. D'ailleurs, ce problème se pose aussi au sein même de la France, car le nord est plutôt alimenté en 25 kV alors que le sud est alimenté en 1,5 kV. Cependant, une directive européenne [2001/16/CE du Parlement européen et du Conseil du 19 mars 2001] tend à imposer une interopérabilité des trains au sein de l'Union européenne qui, sur le long terme, pourra permettre une homogénéisation des différents systèmes.

Les supports caténaires

Afin de pouvoir alimenter le train en électricité, la caténaire [ensemble des câbles servant à alimenter le train qui sera développé dans la prochaine partie] est maintenue par des supports. Ils sont étudiés pour respecter des normes précises et pour éviter au mieux les mouvements parasites comme le balancement dû au vent. Ces supports sont évidemment isolés électriquement pour des questions de sécurité. L'isolation électrique se fait par des isolateurs en verre ou en céramique. Chaque élément aura donc un rôle pour le maintien de la caténaire, pour l'isolation ou pour éviter les vibrations comme l'illustre la figure 1-3.

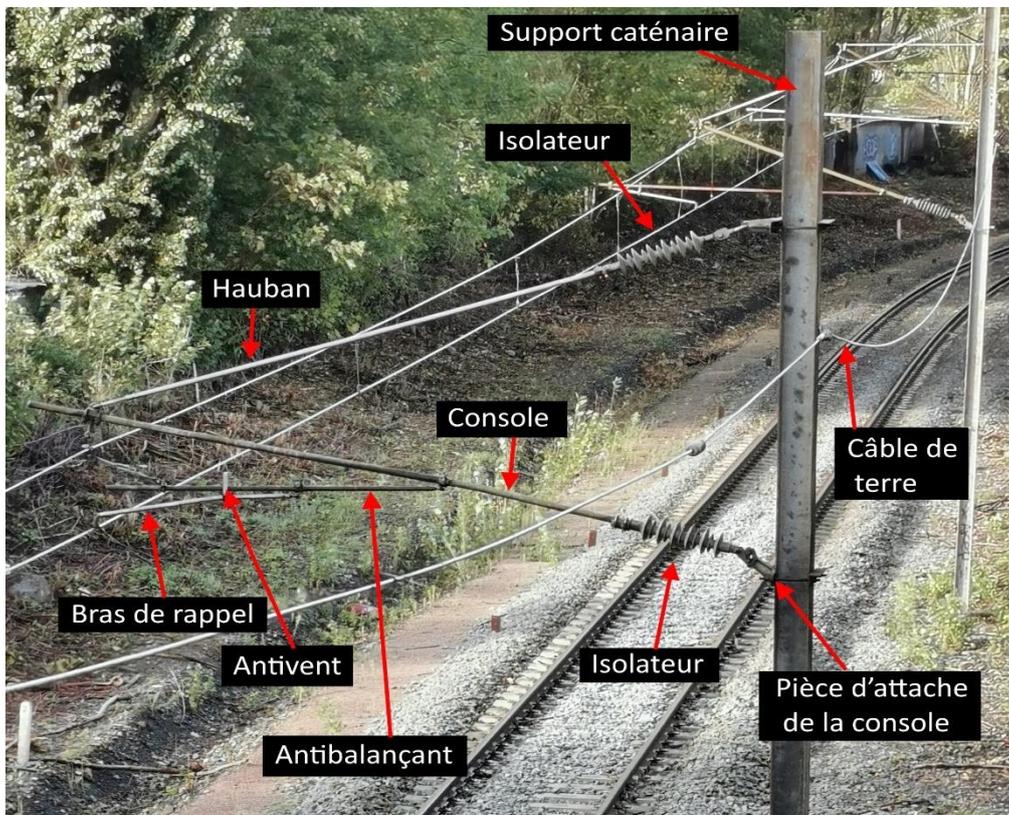


Figure 1-3 : Description des supports électriques 25 kV

La caténaire



Figure 1-4 : Caténares exemple 1 500 V

Le terme caténaire désigne l'ensemble des câbles permettant l'alimentation du train en électricité par voies aériennes. La caténaire répond à un cahier des charges strict rassemblées dans la norme [IN03566]. Dans la majorité des cas, la caténaire se compose de porteurs et d'un ou deux fils de contact comme cela est illustré sur la figure 1-4. Tous ces éléments sont des conducteurs électriques et sont donc soumis au même potentiel. Le porteur auxiliaire maintient le fil de contact grâce à des pendules. L'ensemble ce système est suspendu au porteur principal par l'intermédiaire de griffes.

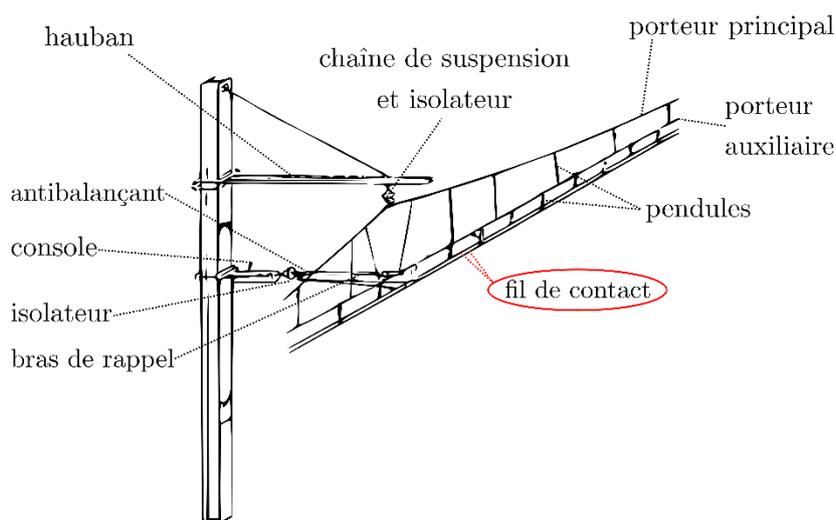


Figure 1-5 : Représentation de la caténaire avec un support

Afin de tendre les câbles électriques pour éviter les effets de flèches [une déformation parabolique des câbles due à la gravité terrestre illustrée en figure 1-7]. Les caténares sont tendues par des contrepoids (fig 1-6) et les tensions ainsi adoptées sont de l'ordre de 1700 daN en courant continu et 1000 daN en monophasé. Ensuite, les forces appliquées sont ajustées en fonction de la vitesse commerciale du secteur. Plus la vitesse est grande, plus la tension est élevée. C'est pourquoi les lignes à grande vitesse voient la tension mécanique de leur caténaire portée à 1400 daN. Cette configuration est faite pour fonctionner à des températures ambiantes comprises entre -10°C à $+50^{\circ}\text{C}$.

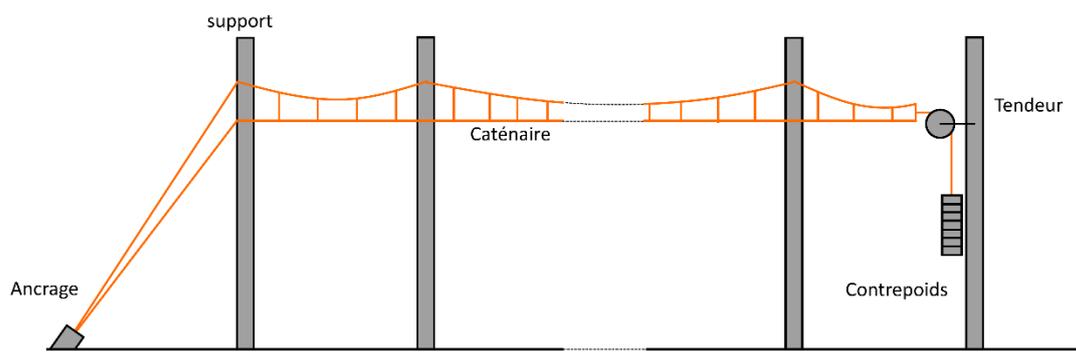


Figure 1-6 : Schéma de la méthode de tension d'une caténaire

La déformation de la caténaire sous son propre poids est assez gênante pour différentes raisons. La première c'est que les variations de hauteur ont tendance à favoriser une mauvaise qualité de captage [17]. Une deuxième raison est que la bande de captage s'use davantage au niveau des points maintenus par les supports. Cela est dû à la géométrie discontinue entre les deux endroits ainsi qu'à la raideur du maintien à cet endroit. [18]

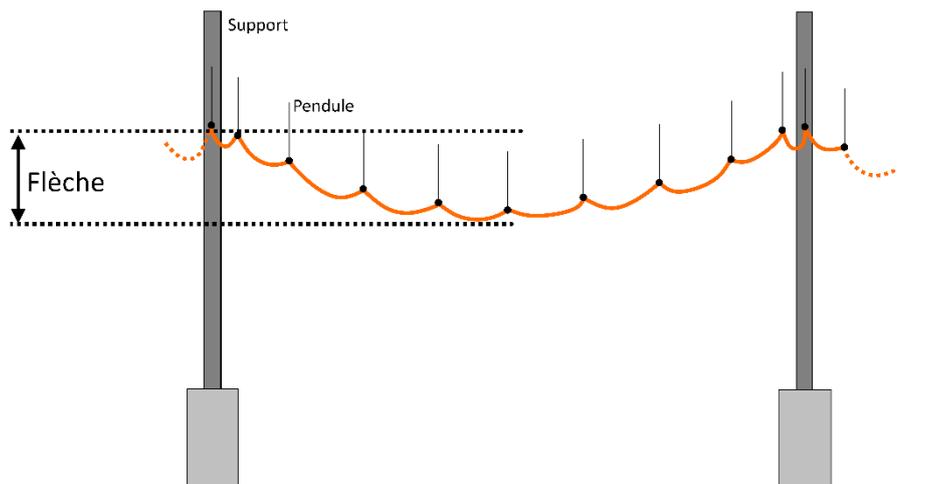


Figure 1-7 : Visualisation de la flèche du fil de contact

Le fil de contact

Le fil de contact est la partie de la caténaire qui désigne le câble électrique en contact direct avec le pantographe. Son rôle est d'alimenter le train en courant lors du contact glissant [La qualité de ce contact électrique dépend de beaucoup de facteurs et sera le sujet de cette étude]. Le fil de contact est un câble en cuivre ou en alliage de cuivre de section 107 mm^2 ou 150 mm^2 . Ce choix de dimensionnement de section est régi par la norme EN50119. Le fil est suspendu par sa tête grâce aux griffes qui s'attachent sur les sillons préalablement usinés comme l'illustre la figure 1-8

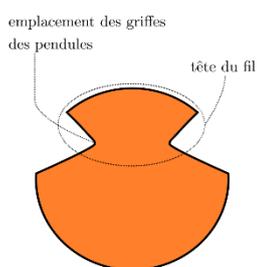


Figure 1-8 : vue de coupe d'un fil de contact

Le fil de contact est installé en « zig-zag » comme représenté dans la figure 1-9. Cette configuration a pour rôle de balayer toute la surface de la bande de captage lorsque le train se déplace. Entre deux supports espacés de 63 m [une portée], le désaxement est de 40 cm. Cette configuration permet une usure de la bande de captage sur une plus grande amplitude et donc permet une maintenance moins régulière.

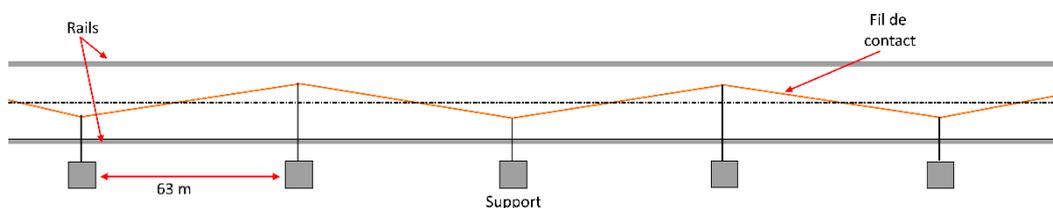


Figure 1-9 : Visualisation du désaxement du fil de contact.

La configuration en zigzag est permise grâce au décalage du câble par les supports. Ce désaxement est de $\pm 20 \text{ cm}$ du centre de la bande de captage [19] sur une portée représentée en vert sur la figure 1-10.

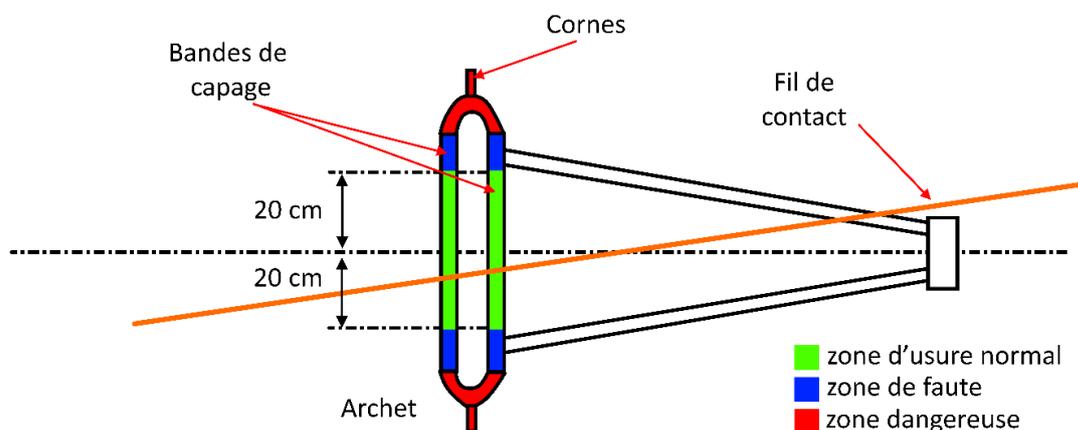


Figure 1-10 : Représentation du contact pantographe/caténaire

Le pantographe

Le pantographe est l'armature articulée fixée au-dessus de la locomotive qui vient se plaquer sur le fil de contact. Il a la forme d'un « bras » qui se déplie jusqu'au contact de la caténaire et se présente sous la forme de la figure 1-11 suivante :

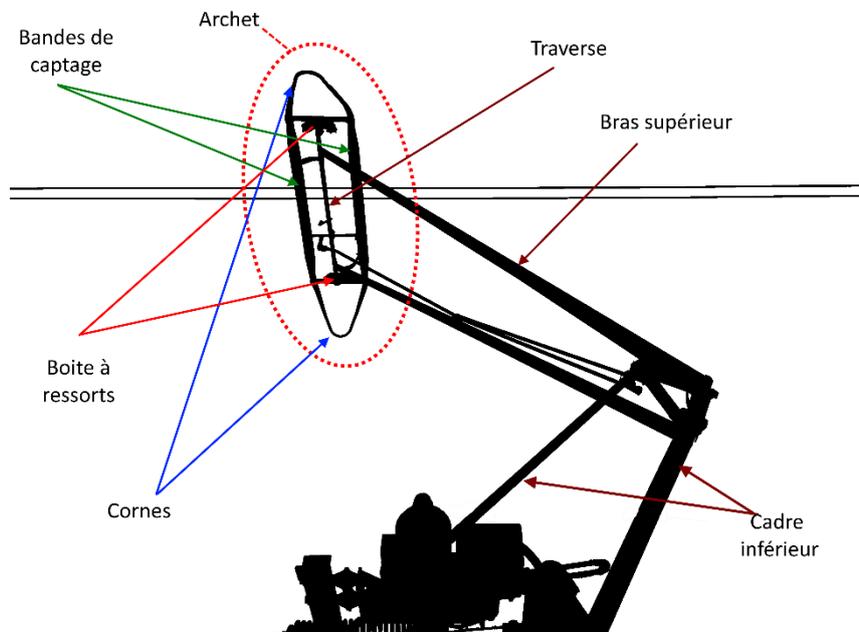


Figure 1-11 : Description du pantographe

L'archer est l'élément du pantographe qui supporte une ou deux **bandes de captage** [les bandes de carbones qui captent le courant]. Le design des pantographes comporte **des cornes** à ses extrémités. Leur présence permet d'éviter que le fil de contact ne passe en dessous de l'armature et ainsi éviter d'arracher la caténaire.

La force appliquée par le pantographe sur le fil de contact est très variable, car son contrôle pneumatique permet une bonne adaptation des variations de hauteur, mais présente le désavantage de ne pas maintenir une force constante. Dans le cas du contact statique, les normes européennes imposent une force de contact comprise entre 70 N et 140 N à travers la norme EN50367 [nommée : applications ferroviaires - systèmes de captage de courant - critères techniques d'interaction entre le pantographe et la ligne aérienne de contact]. En ligne, la force de contact est plus difficile à maîtriser puisque le pantographe est sensible au vent et aux turbulences. Cela peut avoir une grande influence sur la qualité du captage. Cependant, il est possible d'estimer que la gamme de forces peut aller de 40 N à 150 N [20-21].

La bande de captage

La bande de captage est la partie du pantographe qui est directement en contact avec la caténaire. Historiquement, les bandes de captage étaient en cuivre, mais ce matériau provoquait une usure prématurée des différents éléments de l'interface. Représentant un coût de maintenance onéreux et la nécessité d'une lubrification régulière, un nouveau candidat s'est naturellement imposé : « le carbone » (fig. 1-12-A). Grâce à sa très bonne conduction électrique, il présente aussi l'avantage de déposer une fine couche de graphite présentant des propriétés autolubrifiantes. Malheureusement, ce nouveau contact cuivre/carbone peut, de manière aléatoire, présenter une résistance élevée, malgré la bonne conductivité de chacun de ces éléments. Ce problème est majeur, car la qualité du captage de courant est un des facteurs les plus importants pour l'augmentation de la vitesse des trains. Afin de pallier à ce problème, des caténares imprégnées de cuivre (fig. 1-12-B) ont été développées. Ce nouveau type de bande est beaucoup plus conducteur, mais présente le désavantage d'être plus lourds et plus onéreux.

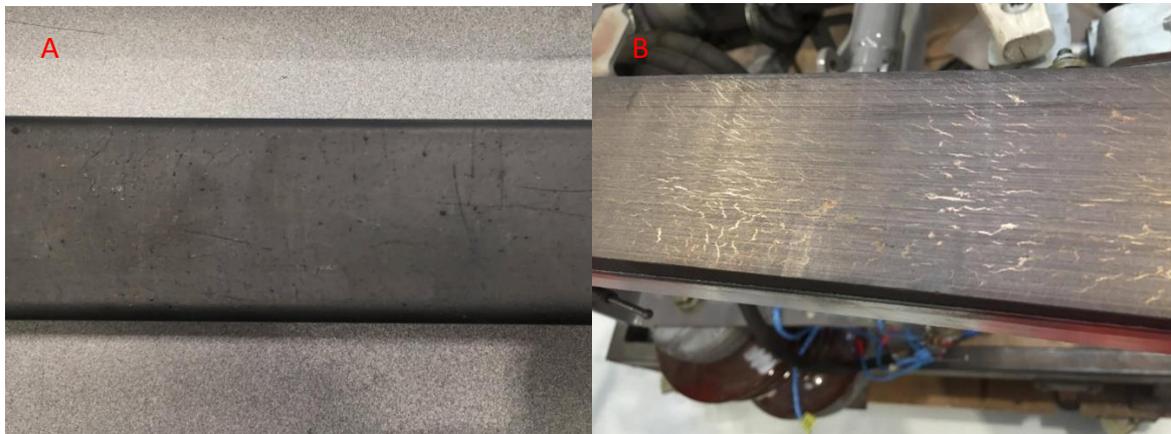


Figure 1-12 : A) Bande de captage en carbone. B) Bande de captage imprégné de cuivre

La pression pneumatique qui lève le pantographe passe dans un tube à l'intérieur de la bande de captage comme l'illustre la photo de coupe (fig. 1-13). Ce système permet de protéger la caténaire. En effet si la couche de carbone sur la bande de captage n'est plus suffisante, un frottement direct entre le fil de contact et le tube usera ce dernier jusqu'à le percer. Ce qui diminuera la pression du gaz dans le pantographe et abaissera le bras.



Figure 1-13 : Vu de coupe d'une bande de captage

Les locomotives

La locomotive est l'élément central du train [c'est bien connu, pas de locomotive pas de départ prévu]. La locomotive est l'élément qui met en mouvement tout le système grâce à son moteur. Historiquement, le train a connu beaucoup de types de propulsion : moteur à vapeur, moteur diesel, moteur à courant continu, moteur asynchrone, à réaction, etc. Cela dit, la majorité des trains aujourd'hui sont à propulsion électrique, ce qui implique que la notion de captage de courant, quelle que soit sa forme, reste un enjeu majeur.

La locomotive est un élément qui consomme quelques mégawatts pouvant aller jusqu'à une dizaine. Nous pouvons prendre l'exemple concret du TGV 2N2, (ou RGV 2N) qui consomme 3,6 MW dans le cas du courant continu et jusqu'à 9,3 MVA dans le cas du courant alternatif. Cet ordre de grandeur nous permet de nous rendre compte que la puissance des sous-stations peut-être un facteur limitant du nombre de trains sur une section [tableau 1-1]. Cependant, ces puissances ne sont pas constantes sur toute la longueur du trajet et peuvent être inférieures une fois le train en ligne. Par ailleurs, cela nous permet d'estimer le courant pouvant être capté par la locomotive qui est de l'ordre de 2 400 A dans le cas du courant continu ou 372 A dans le cas du courant alternatif.

Puissance limite [MW]	Courant max [A]	
	1500 V	25 000 V
10	Interdit	400
8	5300	320
6	4000	240
4	2600	160
3	2000	120

Tableau 1-1 : limitation de puissance pour un secteur

Dans certains cas, afin de profiter de puissance supplémentaire, plusieurs locomotives sont attachées sur le même système [il n'est pas rare de voir deux TGV attachés ensemble]. Les locomotives seront donc en traction à l'avant et en propulsion à l'arrière. Cela implique une augmentation du nombre de pantographes pour capter le courant et donc une division des lignes de courants pour chaque bande de captage.

Le contact essieux/rail

Les essieux et les rails sont les derniers éléments du circuit électrique. En effet, les rails étant à la masse, les essieux sont utilisés pour fermer le circuit (fig. 1-14). Une nouvelle interface est introduite entre la roue et le rail. Cette interface n'est pas problématique dans le cas du captage de courant, mais elle le devient dans le cas de la détection des trains par la méthode du shuntage. Les effets d'interface peuvent augmenter suffisamment la résistance pour devenir indétectables par les capteurs [22]. Nous pouvons voir que la problématique des interfaces se rencontre à plusieurs niveaux.

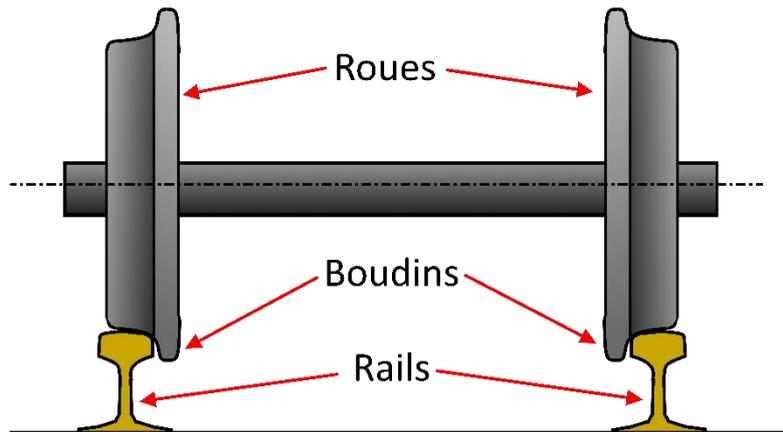


Figure 1-14 : Schématisation du contact roue/rail

Avec l'ensemble de ces éléments, il devient facile de comprendre que capter le courant à pleine vitesse devient à la fois une prouesse technique, mais aussi un enjeu capital pour le bon fonctionnement du train. Cependant, et malgré les avancées technologiques majeures qu'a connues le captage de courant, il persiste un certain nombre de problèmes.

Heureusement pour nous, ces incidents ne sont pas mortels dans le cas du captage même si une mauvaise compréhension du contact glissant ou du contact statique peut grandement perturber le trafic et/ou devenir couteux en maintenance.

1.2. Enjeux industriels

Incidents

Dans le cas du captage en ligne [lorsque le train est en mouvement] les différents problèmes rencontrés se traduisent par une mauvaise qualité de captage qui peut limiter la vitesse du train [23-24-25] et dans les cas du contact statique il peut provoquer la rupture du fil de contact [26]. La qualité du contact pantographe/caténaire est donc un élément central, car une mauvaise qualité favorise l'usure et donc la rupture. Ce phénomène est destructeur à la fois pour le fil de contact, mais aussi pour la bande de captage. [Ici la notion de contact est abordée comme une notion simple cependant elle est au cœur de cette thèse est peut-être en réalité de différente nature : géométrique, réel, électrique, mécanique ou thermique. Elle sera approfondie par la suite, car elle est essentielle pour comprendre ce phénomène.]

Afin de comprendre les différents mécanismes d'usure du cuivre, une synthèse a été réalisée par Lim et Ashby [27] à travers le graphique suivant (fig 1-15) :

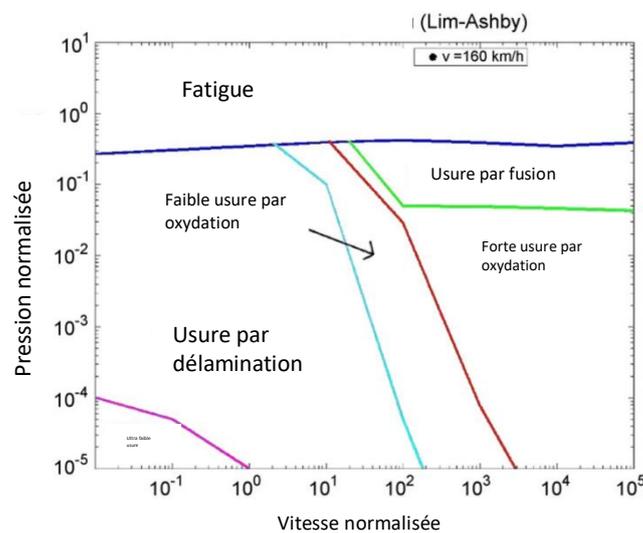


Figure 1-15 : Carte des mécanismes d'usures

Un autre phénomène peut être présent dans les cas du captage à l'arrêt. En effet, une mauvaise qualité du captage peut entraîner par échauffement un phénomène de la striction que nous développerons après les effets de l'échauffement.

Il est à noter cependant que nous évoquerons dans cette partie uniquement les problèmes relatifs au captage, ce qui veut dire que nous ne tiendrons pas compte d'autres problèmes comme la fatigue du fil de contact faisant pourtant l'objet d'étude au sein de la SNCF [28].

L'échauffement

L'échauffement de la bande de captage pose un problème supplémentaire sur l'usure du système. En effet, différents travaux [29-30-31] ont établi une relation forte entre l'usure d'une bande de captage et son échauffement comme cela est représenté sur la figure 1-16. L'échauffement résulte de 3 phénomènes principaux, la friction, la dissipation par effet joule, et la présence d'arcs électriques.

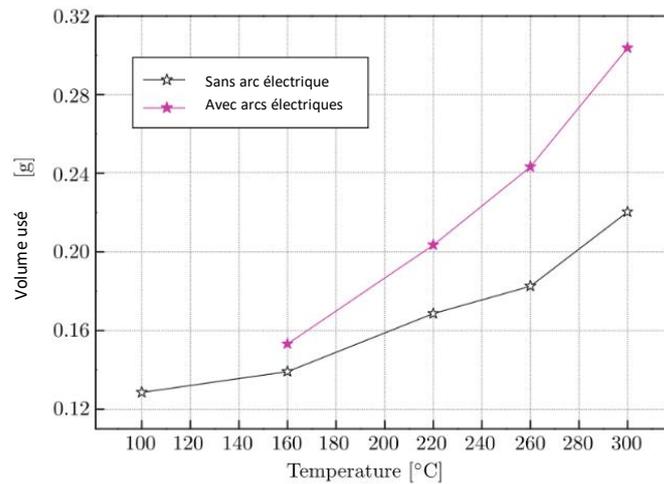


Figure 1-16 : Résultats expérimentaux de la quantité de matière perdue de la bande de captage en fonction de la température

De plus, l'échauffement pose un problème sur la chimie de surface qui a tendance à favoriser l'oxydation de surface, ce qui aura tendance à altérer les conditions de captage. Comme le montrent les travaux de Bucca, G., & Collina, A. [30] illustrés par la figure 1-17 :

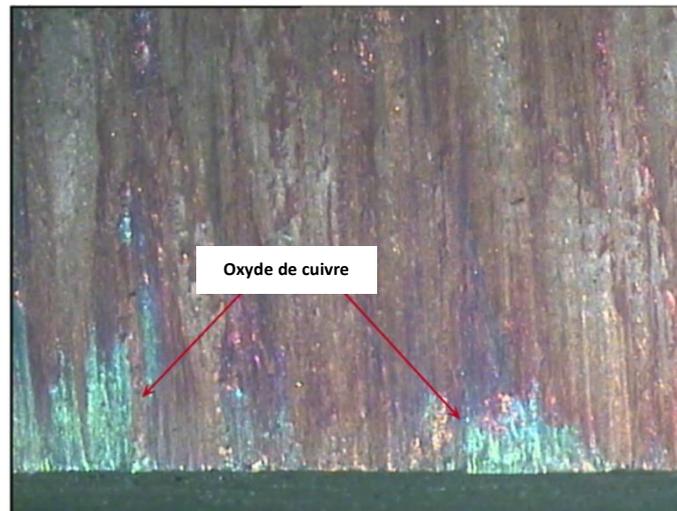


Figure 1-17 : dépôt d'oxyde de cuivre dû à un échauffement trop élevé mis en évidence par Buccal, G., & Colline, A

La striction :

Dans le cas du fil de contact, la striction est une élongation plastique irréversible qui est à l'origine de la diminution de la section. (Fig. 1-18)

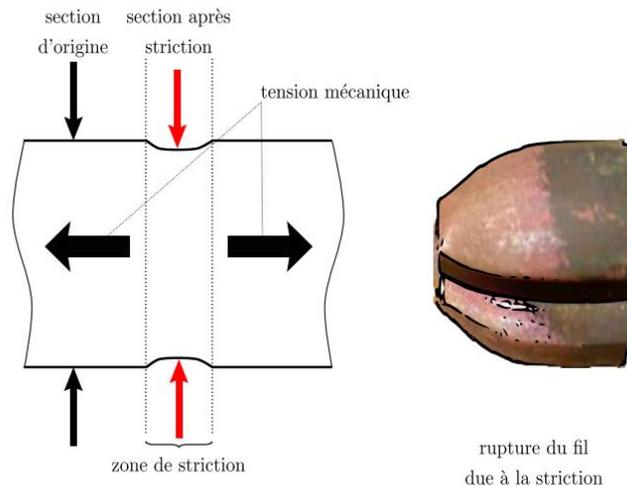


Figure 1-18 : (A gauche) Description du phénomène de striction. (A droite) Photo d'une rupture du fil de contact due au phénomène de striction

Ce phénomène est provoqué par l'échauffement à l'endroit du captage. Cet échauffement rend le cuivre plus malléable et ainsi la tension appliquée à la caténaire est suffisante pour la déformer de manière irréversible. Afin d'illustrer le propos, nous pouvons montrer que si le contact a une résistance de 1Ω avec un courant de $1\,000 \text{ A}$, il devient facile de comprendre qu'une puissance dissipée de 1 kW sur une surface de quelques mm^2 peut provoquer un échauffement suffisamment important pour provoquer le phénomène de fluage. Il est donc crucial que le contact reste de faible résistance (de l'ordre du $\text{m}\Omega$).

Les arcs électriques :

Tout comme l'échauffement, les arcs électriques en ligne sont l'une des causes d'usure non négligeable des bandes de captage. [30-32] En effet, les arcs électriques dégradent la surface des bandes de captage et son mécanisme est différent de la dégradation par délamination comme le montre la figure 1-19-A. À partir de ces travaux, les différents mécanismes sont identifiables comme l'illustre la figure 1-20, où les creux montrent la signature des arcs électriques.

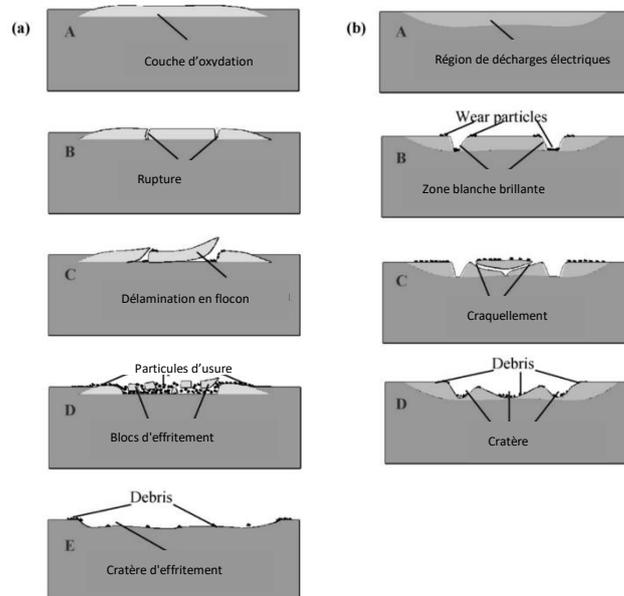


Figure 1-19 : (a) modèle d'usure par délamination (b) modèle d'usure par arc électrique



Figure 1-20 : Photographie d'une usure par arc électrique

Cela peut être désastreux, car une surface rugueuse peut avoir tendance à favoriser la présence d'arc électrique. Cela engendre donc une boucle rétroactive, car la dégradation engendre plus d'arcs électriques et l'augmentation d'arc électrique engendre une augmentation de l'usure [33].

Causes

À la suite de ces incidents, des études ont été menées par la SNCF, afin de déterminer les éléments mis en cause dans les problèmes de captage.

Ici, les études s'appuieront donc sur les études déjà réalisées par H.Khirzada, T.Bausseron et le département CES 12 de la SNCF [34-35]. Ces études ont permis une première approche afin de déterminer quels sont les paramètres responsables de ce problème de captage. Plusieurs éléments ont été testés :

- L'état de la bande de captage
- Le placement de la bande de captage (centré ou décalé de +/- 200 mm)
- L'état du fil de contact
- La force appliquée sur le contact. (20 N ou 60 N)
- L'intensité du courant
- Une configuration monofilaire ou bifilaire

Un ensemble de paramètres responsables a été dégagé et peut être résumé dans le tableau suivant :

		Monofilaire								Bifilaire							
		bande neuve				bande usée				bande neuve				bande usée			
		fil neuf		fil usé		fil neuf		fil usé		fil neuf		fil usé		fil neuf		fil usé	
		°C	mn	°C	mn	°C	mn	°C	mn	°C	mn	°C	mn	°C	mn	°C	mn
30N	Centre	113			8,58		5,96		3,45	43		107		58		115	
										58		58		95		63	
	+200	69			3,88	111		8,20		31	6,82	42		73		125	2,56
	-200						6,88		5,28				47	4,96	97		
										125				125		113	
60N	Centre	112		113		5,56		6,15		49		81		50		97	
										64		56		86		73	
	+200	80		116		114		119		44		42		81		86	
	-200					100		9,92		64		39		67		77	
													79		113		
													83		71		

	pas de dépassement de température (T < 120°C)		dépassement du temps (t = 20mn)
	dépassement de température avant 20 minutes		dépassement de température (T > 120°C)

Figure 1-21 : Ensemble des résultats expérimentaux en degrés Celsius et en minutes dans le cas du captage à l'arrêt pour les configurations mono et bifilaires de fil de contact en cuivre pur. Pour différentes usures de fils, de bandes et à différentes forces. Thèse de Thomas Bausseron

	Fil Cu pur	Fil Cu-Mg	Fil Cu-Sn	Synthèse
1	Bande	Bande	Bande	Bande
2	Fil	Force	Fil	Fil
3	Force	–	Position	Force

Figure 1-22 : Résultat obtenu par l'étude ANCOVA en monofilaire, les 3 variables les plus impliquées de la plus influente (1) à la moins influente (3) [36]

	Fil Cu pur	Fil Cu-Mg	Fil Cu-Sn	Synthèse
1	Courant	Courant	Courant	Courant
2	Fil	Position	Force	Force
3	Force	Force	Bande	Bande
4	Bande	Bande	Fil	Fil

Figure 1-23 : Résultat obtenu par l'étude ANCOVA en bifilaire, les 4 variables les plus impliquées de la plus influente (1) à la moins influente (4) [36]

Plusieurs études ont succédé à ces résultats, notamment sur un aspect thermique à travers les Thèses de Thomas Bausseron et Nicolas Ponthus [35-37] qui ont permis de développer un outil numérique capable de prédire l'échauffement en ayant comme entré : la surface de contact et la résistance de contact.

Cependant, les notions de surface réelle de contact et de résistance électrique sont des sujets encore ouverts aujourd'hui, car elles ne reposent pas sur des principes simples [ce que nous développerons plus en détail dans la partie suivante : **Physique des Interfaces Multi Contacts (MCI)**]. C'est pourquoi une étude sur le contact électrique permettrait de compléter les résultats de ces précédents travaux.

1.3.État de l'art. Physique des Interfaces Multi Contacts (MCI)

- Notion de surface physique vs surface mathématique
- Topographie des surfaces. Effets d'échelles.
- Interfaces de contact : aspects multiphysiques

Comme indiqué dans l'introduction générale, les surfaces solides et les interfaces de compression sont au cœur de notre problématique. La définition 'naïve' la plus simple de l'interface de compression, mais qui en même temps couvre ses manifestations pratiques, consisterait à la réduire à la zone de contact mécanique entre les surfaces. Cette définition simple met en évidence les éléments constitutifs de telles interfaces de compression : la surface physique des solides ainsi que le contact mécanique. Ce chapitre est dédié à des considérations générales (mais néanmoins utiles à nos investigations) sur les surfaces solides :

- Propriétés géométriques des surfaces déterministes et aléatoires et description statistique afférente (rugosité), effet de l'échelle de description (résolution spatiale) sur les propriétés pertinentes des surfaces physiques.
- La notion de contact mécanique y est également abordée puisqu'elle détermine la structure de l'interface de contact et sa complexité structurale.
- En dernier lieu il montrera l'intérêt de traiter ces interfaces comme des milieux physiques spécifiques dont les propriétés physiques manifestent à la fois la géométrie des surfaces impliquées dans le contact et les conditions mécaniques imposées.

Cette organisation représentera le cœur de la thèse puisque l'ensemble de ces études suivra la même trame : une étude des états de surface [cf. **Chapitre 3.1 et 3.2**]. Ensuite le contact entre deux matériaux [cf. **Chapitre 3.3 et 3.4**] et pour finir une partie définie pour prédire et expérimenter les effets d'interfaces [cf. **Chapitre 4 et 5**].

Surface mathématique vs surface physique : de la surface idéalisée à la surface réelle.

La notion la plus élémentaire de 'surface' imprègne des domaines très différents de la Physique où elle se présente avec une telle évidence intuitive qu'il semble inutile de s'attarder sur une définition rigoureuse de cette notion : **la surface d'un corps matériel est la partie de ce corps qui le limite dans l'espace et le sépare du milieu environnant**. Les caractéristiques plus générales des surfaces, telles les propriétés géométriques et physiques, sont souvent invoquées individuellement ou de façon combinée en fonction des besoins et des domaines. Ainsi, en Mécanique élémentaire, la notion de système renvoie-t-elle à une partition de l'espace en deux régions définissant l'intérieur et l'extérieur du système et permettant la distinction entre forces intérieures et extérieures. La surface y apparaît comme la frontière, réelle ou fictive, entre l'intérieur du système et son environnement. Conçue comme une simple zone de transition entre deux régions de l'espace, elle semble ne jouer aucun rôle dans la physique des systèmes concernés puisqu'elle se réduit à une forme géométrique passive liée aux conventions de définition des systèmes. Pourtant en Thermodynamique, la surface se fait interface, puisqu'elle permet le transfert de matière ou d'énergie entre deux domaines à travers celle-ci. Les surfaces rencontrées en Physique sont ainsi souvent des interfaces, c'est-à-dire des frontières promues au rang de milieu, devenant ainsi objets d'étude de la Physique : les surfaces physiques peuvent être synthétisées ou préparées à des fins prédéfinies (fonctionnalisation des surfaces par exemple), mais elles sont aussi souvent une classe particulière de défauts des solides dotés de propriétés spécifiques différant de celles du bulk. De telles surfaces physiques peuvent aussi être séparées de tout volume pour constituer des solides bidimensionnels tels les feuillets de graphène ou les nanotubes de carbone. Dans ce dernier cas, ces solides de dimensionnalité réduite peuvent même

être modélisés de façon pertinente par des surfaces au sens mathématique dont la géométrie influence les propriétés physiques.

Il faut cependant bien distinguer entre surface géométrique et surface physique. La première n'a pas d'épaisseur et peut être considérée comme la frontière idéalisée du corps considéré, c'est-à-dire une sous-variété de l'espace euclidien usuel dont la forme caractérise la répartition spatiale de la matière sur le bord du domaine matériel, mais indépendante de la composition chimique. Les surfaces mathématiques de l'espace euclidien 3D sont usuellement dotées d'une géométrie localement euclidienne (variété 2D riemannienne). Ce type de géométrie peut être réduit à la donnée d'un champ de métriques dont la valeur en chaque point détermine un produit scalaire dans le plan tangent en chaque point de la surface (fig. 1-24).

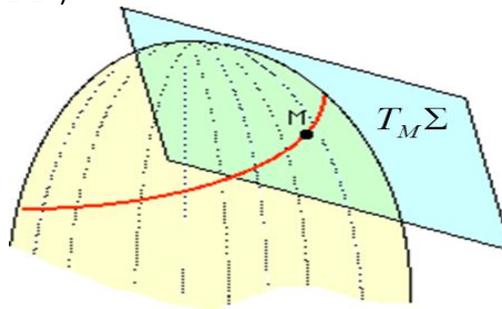


Figure 1-24 : Plan tangent $T_M \Sigma$ en un point régulier M d'une surface S . La structure euclidienne (produit scalaire) y est induite par la donnée en M d'un tenseur 2 fois covariant.

Cette définition convient en fait aux surfaces lisses ou régulières, type important de surfaces déterministes pour lesquelles le plan tangent existe en chaque point. Ce type de surface a une importance pratique puisque dans l'industrie, les surfaces usinées avec un outil guidé sont déterministes. Nous pouvons par extension concevoir des surfaces géométriquement désordonnées en ajoutant au champ de métriques une composante bruitée (fluctuations spatiales de la métrique) ou, dans le cas le plus extrême, considérer des métriques purement aléatoires. En pratique, les surfaces industrielles réalisées avec un outil non guidé sont plutôt aléatoires. Pour de telles surfaces aléatoires, reflet de répartitions spatiales aléatoires de la matière sur les bords d'un solide, le caractère régulier et déterministe est perdu : la notion de plan tangent perd son sens. Il existe toutefois des surfaces non nécessairement aléatoires, mais non différentiables pour lesquelles le plan tangent n'y a pas non plus de sens : ce sont les surfaces auto-similaires (fractales). Ce type de surfaces est très prisé en modélisation mathématique des surfaces du fait qu'elles permettent d'exprimer de façon assez naturelle les propriétés d'échelle de certaines surfaces solides ainsi que certaines propriétés statistiques telle la rugosité. Il existe différentes méthodes de synthèse de surfaces aléatoires ou de surfaces fractales (³⁸): synthèse spectrale, distribution d'objets, addition de bruits artificiels, dépôts balistiques, synthèse par diffusion (mouvement brownien). Un autre exemple important de surface déterministe, bien que fort rugueuse (géométrie apparemment bruitée), est fourni par la peau humaine : son caractère déterministe reflète le caractère auto-organisé de la croissance biologique.

Le caractère aléatoire ou déterministe de surfaces usinées ne dépend pas que de l'outil guidé ou non, mais aussi des propriétés mécaniques des surfaces (dureté par exemple) usinées. Les propriétés physiques des matériaux travaillés ont donc aussi leur importance de sorte que l'idéalisation mathématique des surfaces considérées ne capture pas la totalité des propriétés d'intérêt des surfaces solide. En pratique, 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. Dans de telles situations réelles, l'idéalisation de surfaces solides par des surfaces mathématiques s'avère insuffisante. Il est alors nécessaire de disposer de modèles plus réalistes de ces surfaces qui deviennent des surfaces physiques.

Ces surfaces physiques doivent plutôt être conçues comme des interfaces physico-chimiques. D'une épaisseur de quelques couches atomiques, une telle interface se forme du fait de la variation inévitable de l'environnement atomique à l'approche d'un second milieu. La surface physique est ainsi un milieu à part entière doté de propriétés électroniques, mécaniques et chimiques spécifiques pouvant affecter le comportement du corps massif. Le contact avec d'autres solides ou d'autres milieux matériels est également conditionné par les états de surface spécifiques des milieux interagissant. La préparation et le contrôle de l'état de surface à des fins prédéfinies sont de la fonctionnalisation de la surface, c'est-à-dire l'attribution d'une fonction précise (mécanique, tribologique, électrique et/ou chimique) à la surface considérée. Dans l'industrie, les fonctions mécaniques des surfaces solides leur sont assignées, outre le choix du matériau, par leur morphologie spécifique obtenue par usinage (qui peut s'avérer assez précis dans le cas du micro-usinage). De nombreux secteurs industriels développent des procédés de fonctionnalisation artificielle s'appuyant sur diverses méthodes de traitement des surfaces : dépôt par plasmas ou électrochimiques de revêtement en couches minces à des fins de protection mécanique et/ou de protection chimique contre la corrosion, greffage de molécules spécifiques sur des substrats solides (activation de réactions, catalyse, mémoires moléculaires, électronique moléculaire) à propriétés physiques définies comme par exemple un substrat semi-conducteur associé au greffage réalisant des capteurs de molécules (polluants chimiques et biologiques), ancrage de films fluides pour la lubrification, dépôt de films polymérisés au contact de cristaux liquides en vue du contrôle des propriétés de volume par les conditions d'ancrage moléculaire en surface pour les applications optoélectroniques.

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 autres contraintes appliquées en surface) et de composition chimique, la surface d'équilibre réalisera un minimum d'un 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 pour un solide. Les configurations d'équilibre d'une surface ^[39] comprennent ainsi, une fois le potentiel connu, la spécification de sa géométrie macroscopique, c'est-à-dire la topographie de la 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 (approximation du milieu continu). Au contraire, à l'échelle atomique ou moléculaire, la surface révèle une géométrie complexe à l'apparence très bruitée. Il peut s'agir d'un désordre statique dans le cas des solides et d'un désordre dynamique dans le cas des systèmes de faible taille pourvus de membranes 'quasi-fluides', comme les cellules et les vésicules, très sensibles aux fluctuations thermiques.

Classification des défauts topographiques d'une surface

Le relief microscopique d'une surface solide est en général 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 micro- et macro-géométries 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 par relaxation de contraintes. Des processus plus 'violents' peuvent aussi altérer un état de surface : l'arrachage de matière dû au contact avec un autre corps (usure des surfaces solides) ou formation de trous dans une biomembrane sous l'effet de champs électriques pulsés (électro-poration). Ces altérations de la géométrie et de la topologie macroscopiques, types particuliers de défauts topographiques, sont particulièrement importantes et

font l'objet d'une classification en diverses catégories déterminées par la nature et l'amplitude de ces défauts [40-41]. Cette classification distingue 6 items sommairement décrits dans la table [1-2] ci-dessous.

Ordre du défaut	Description de la catégorie	Échelle caractéristique	Causes possibles
1 ^{er} ordre	Déformations d'ensemble : écarts de parallélisme ou de sphéricité.		Réglages inappropriés des paramètres de la machine ou à l'usure de celle-ci.
2 ^{ème} ordre	Ondulations de surface visibles à l'œil nu	Entre 0.5 et 2.5 mm	Vibrations de basse fréquence de la machine et/ou de l'outil
3 ^{ème} ordre	Stries et sillons (pseudo-) périodiques de la surface usinée. Sensibles au toucher.	Inférieure à 0.5 mm	Vibrations de haute fréquence de la machine et/ou de l'outil
4 ^{ème} ordre	Arrachements et sillons profonds non périodiques		Accidents 'violents' infligés aux surfaces : hétérogénéités de la matière et défauts de coupe
5 ^{ème} ordre	Grains du métal	Échelle mésoscopique	
6 ^{ème} ordre	Défauts de l'arrangement de la structure cristalline	Échelle atomique	Présence de lacunes ou de dislocations

Tableau 1-2 : Classification des défauts typiques des surfaces industrielles

En ce qui concerne les surfaces usinées industrielles, seuls les 4 premiers ordres sont pertinents et jouent un rôle important pour définir la qualité de la surface. La quantification des défauts des 2 premiers ordres détermine les paramètres d'ondulation alors que la quantification des 2 types de défauts suivants détermine les paramètres de rugosité de la surface. La quantification de la topographie d'une surface et l'évaluation des paramètres de qualité de celle-ci (en vue de leur utilisation ultérieure) s'appuient sur un arsenal assez large de techniques de caractérisation des surfaces (profilomètres tactiles et optiques par exemple). Ces paramètres de qualité (bonne ou mauvaise) sont soumis à des normes très strictes établies par les industriels. Nous remarquerons que ces normes multiples peuvent évoluer assez vite, mais ne constituent qu'un accord consensuel au sein d'un consortium d'industriels et ne reflètent en aucune façon des normes de qualité objectives dictées par la connaissance des propriétés fondamentales des matériaux. Cette classification n'en est pas moins pertinente puisque la topographie de la surface quantifiée par le jeu de paramètres adéquat peut être corrélée avec les propriétés fonctionnelles de la surface et donc, certaines de ses propriétés physiques et mécaniques. Par exemple, la compréhension des mécanismes de frottement ou les propriétés du contact électrique entre surfaces exigent la prise en compte de la rugosité.

Échantillonnage de la géométrie d'une surface : décomposition multiéchelles d'une surface

Dans le cas des surfaces solides rencontrées dans bon nombre d'applications pratiques, la connaissance de la géométrie à grande échelle est suffisante. Plus précisément, une résolution de la géométrie à une échelle micronique ou plus, suffit à couvrir le cahier des charges fonctionnel imposé à ces surfaces. Nous allons préciser la signification et la méthode de détermination des défauts définis dans la section précédente. La nomenclature des défauts d'une surface usinée évoquée sur la figure 1-25-A ci-dessous correspond aux défauts des 4 premiers ordres définis dans le tableau [1-2]. 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 1-25A.

Le profil est schématisé sur le panneau (a) de la figure 1-25-B. Il se présente comme une combinaison de structures à différentes échelles présentées sur les panneaux suivants. Ce profil peut ainsi être décomposé en diverses modulations spatiales de différentes longueurs d'onde, présentées ici sur les panneaux b, c et d.

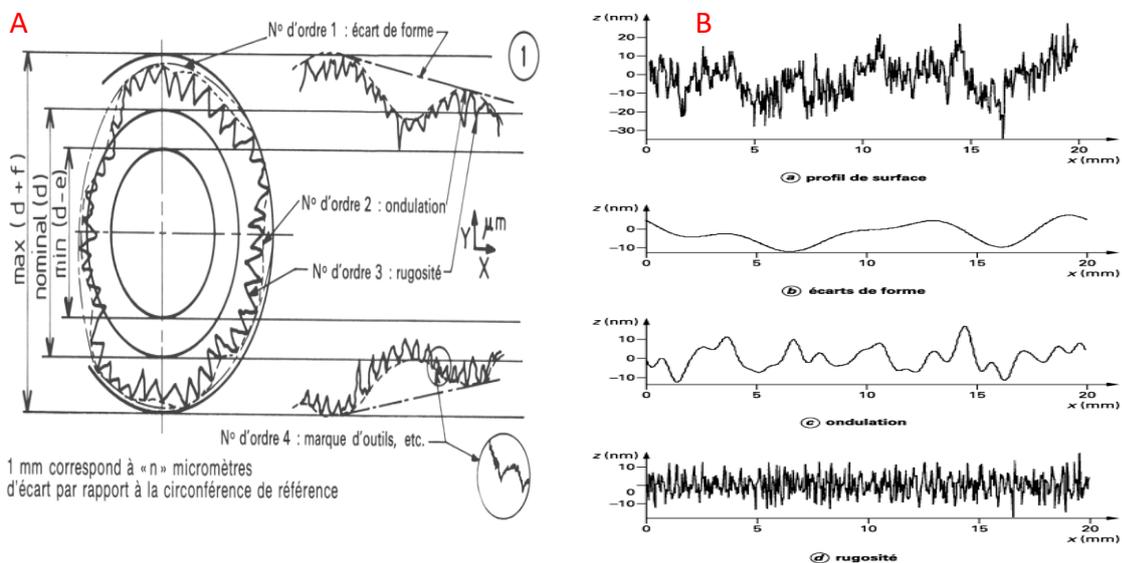


Figure 1-25 :

Décomposition multiéchelle d'un profil : Typologie des écarts par rapport à une forme de référence. A : Le profil apparaît comme une combinaison de formes associées à des échelles caractéristiques différentes. B : Affectation de chaque forme à son échelle caractéristique. Sur le panneau (d), morphologie de la surface à l'échelle la plus faible (atomique) : c'est la rugosité

À l'échelle de résolution la plus 'fine' visible en d, la géométrie apparaît bruitée : cela définit la rugosité de la surface. À plus grande échelle, les variations de la géométrie à l'échelle millimétrique correspondent à l'ondulation (c) alors que les écarts de forme, c'est-à-dire les 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'onde (composantes de Fourier de petits vecteurs d'onde) 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, ou en d'autres termes, le résultat d'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. Des images de cette topographie présentées et analysées dans le prochain chapitre permettront de mieux appréhender cette idée de complexité structurale des

surfaces réelles. 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, les facteurs d'asymétrie ou d'aplatissement. Ces outils et les indicateurs statistiques qui en sont extraits n'en sont pas moins pertinents.

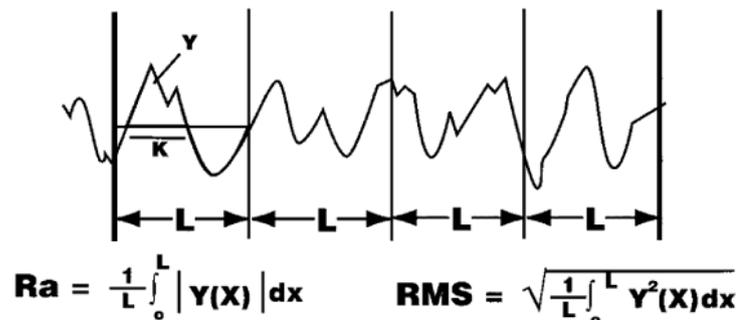


Figure 1-26 : À une longueur L (longueur d'évaluation) d'un profil type d'une surface sont associées plusieurs grandeurs statistiques, telles la rugosité arithmétique moyenne (en l'absence de la valeur absolue, cette intégrale définirait la ligne moyenne de référence) et les fluctuations de hauteur.

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 $p(Y)$ dont les moments successifs permettent l'estimation des paramètres nommés précédemment. Les spécifications les plus courantes concernent la rugosité arithmétique moyenne R_a (il s'agit en fait de l'une des définitions souvent rencontrées) et les fluctuations quadratiques moyennes de hauteur. Les profils aléatoires sont en général bien représentés par des distributions gaussiennes alors que les surfaces usinées présentent, comme nous nous y attendons, des écarts notables à la loi normale. Ces grandeurs sont des paramètres ad hoc définis selon des normes de qualité de surface, suffisantes pour capturer les caractéristiques essentielles de la morphologie de la surface. Nous pouvons éventuellement compléter ces paramètres d'une étude plus détaillée de la surface en effectuant un traitement avancé des images [en effectuant une transformée en ondelettes par exemple, permettant de mettre en évidence certains défauts de surface] obtenues par une technique d'imagerie appropriée, telles l'AFM ou la profilométrie à plus grande échelle.

Parmi l'ensemble des paramètres existants, nous ne détaillerons que ceux dont nous ferons référence par la suite et dans le cas d'une surface Σ décrite par la fonction $Z(x,y)$ nous avons :

Écart moyen arithmétique (S_a) : Cet écart représente la moyenne arithmétique de la valeur absolue des hauteurs. C'est un paramètre qui donne des informations sur la hauteur. Il représente la valeur moyenne de l'écart avec le niveau de référence. Nous pouvons donc comprendre que plus cet écart est grand et plus la surface est rugueuse.

S_a est donné par la formule suivante :

$$S_a = \frac{1}{A_\Sigma} \iint_{\Sigma} |Z(x,y)| dx dy \quad (1)$$

Correspond à la norme : ISO 25178-2:2012

Écart quadratique moyen (S_q) : Cet écart représente la moyenne géométrique des hauteurs. Comme l'écart moyen arithmétique, c'est un bon indicateur de la rugosité. Elle donne également des informations sur la hauteur. Son avantage est d'être moins sensible aux dispersions. Il est intéressant de mettre en corrélation l'évolution de S_a et S_q ce qui permet de montrer l'évolution de la rugosité, mais aussi l'évolution de la dispersion de celle-ci.

S_q est donné par la formule suivante :

$$Sq = \sqrt{\frac{1}{A_s} \iint_{\Sigma} Z(x, y)^2 dx dy} \quad (2)$$

Correspond à la norme : ISO 25178-2:2012

Densité de sommet (Sds) : Ce paramètre permet d'estimer le nombre de pics par unité d'aire. Le nombre de sommets est défini pour chaque pic étant supérieur à la hauteur de la surface Sz. (Ce paramètre étant défini par la hauteur maximale des pics et minimale des creux). Ce paramètre est un paramètre hybride, car il donne des informations sur la hauteur et sur la forme. Il peut être utile pour déterminer le nombre de points de contact dans une interface électrique.

Sds est donnée par la formule suivante :

$$Sds = \frac{\text{nombre} - \text{de} - \text{pics}}{A_s} \quad (3)$$

Pente quadratique moyenne (sdq) : C'est la moyenne géométrique des pentes de chaque pic présent sur la surface. Elle représente la pente moyenne de chaque pic. Pour être significative, il est intéressant de la mettre en relation avec la densité de sommet, car cela nous donne un renseignement sur la forme des pics. Dans d'autres cas, elle peut aussi renseigner sur la hauteur. C'est un paramètre hybride.

Sdq est donnée par la formule suivante :

$$Sdq = \sqrt{\iint_{\Sigma} \frac{1}{A_s} \left[\left(\frac{\delta Z(x, y)}{\delta x} \right)^2 + \left(\frac{\delta Z(x, y)}{\delta y} \right)^2 \right] dx dy} \quad (4)$$

Correspond à la norme : ISO 25178-2:2012

Courbure moyenne des sommets (Ssc) : C'est la moyenne arithmétique des sommets. C'est un paramètre hybride qui nous renseigne sur la forme et/ou sur la hauteur des pics en fonction du paramètre avec lequel il est mis en relation. Plus le paramètre est grand et plus les pics sont pointus. Ce paramètre est un bon indicateur de l'élasticité de la surface et permet de prédire la friction.

Ssc est donnée par la formule suivante :

$$Ssc = \frac{1}{N} \iint_{\text{surface des sommets}} \left[\left(\frac{\delta^2 Z(x, y)}{\delta x^2} \right) + \left(\frac{\delta^2 Z(x, y)}{\delta y^2} \right) \right] dx dy \quad (5)$$

Correspond à la norme : ISO 25178-2

Ensembles gaussiens de profils : effets d'échelle et autres symétries des surfaces aléatoires

La résolution de divers problèmes industriels et fondamentaux soulevés par les propriétés fonctionnelles des interfaces multicontacts (MCI) serait grandement facilitée par une description physique cohérente à l'échelle appropriée à ces applications. Une telle description combinerait intimement les propriétés d'échelle de ces surfaces et leur impact sur les propriétés physiques manifestées. Cette connexion intime se manifeste déjà dans certaines classes de propriétés physiques des interfaces MCI métalliques tel le transfert électrique via les spots mécaniques. La répartition spatiale des zones de contact est pilotée par la topographie des surfaces impliquées dans le contact et les conditions mécaniques du contact. Les propriétés d'échelle de la répartition des spots influencent la résistance électrique de l'interface. Ces propriétés d'échelle constituent un problème fondamental

de la Physique et de la Mécanique de ces interfaces discrètes et leurs applications diverses. Pour mieux cerner l'importance de ces effets, nous allons nous concentrer sur les ensembles gaussiens de profils. La réexpression précédente de la distribution statistique des profils met clairement en évidence des variables gaussiennes naturelles (les α_n) de variance constante $\overline{\alpha_n^2}$ (resp. $\overline{\beta_n^2}$) = $2\pi n^2 \sigma_n^2 / \lambda^2 = 1$. Ce passage aux variables 'naturelles' établit une connexion avec les propriétés d'échelle des surfaces étudiées et plus généralement avec les symétries de la distribution de probabilité des profils. Les propriétés d'invariance d'échelle de l'ensemble gaussien peuvent en effet être exprimées par la transformation suivante (réajustement des variables naturelles et de la rugosité statistique),

$$a_n \rightarrow \mu a_n, b_n \rightarrow \mu b_n \text{ et } \overline{Ru} \rightarrow \mu^2 \overline{Ru} \quad (6)$$

qui préserve les variables naturelles (α_n et β_n) et donc la distribution statistique correspondante. Ceci est la signature de l'universalité de cette distribution.

La dernière transformation n'est pas la plus fondamentale et revient à redimensionner le profil $f \rightarrow \mu f$ en même temps que la rugosité correspondante : nous pouvons alors construire des profils aléatoires regroupant des configurations de la surface à énergie et rugosité variables. Cette transformation peut offrir un intérêt dans la réalisation de maquettes à grande échelle (En utilisant par exemple une technique de prototypage rapide) d'un état de surface donné. D'un point de vue physique, le redimensionnement de la rugosité $\overline{Ru}[f]$ doit être compris dans ce sens : à température et tension superficielle fixées, nous pouvons modifier la longueur d'évaluation L et la largeur l des profils soit à aire constante des domaines sondés selon les lois $L \rightarrow \mu L, l \rightarrow l/\mu$, soit en modifiant la longueur d'évaluation seule (l'aire du domaine n'est alors plus préservée). Ces transformations sont assimilées à des transformations équivalentes sur les vecteurs d'ondes du profil $Q \rightarrow Q/\mu$. Ces redimensionnements ont alors une origine purement géométrique puisque les propriétés physiques des surfaces ne sont pas modifiées. Ces considérations permettent aussi de comprendre comment nous pouvons constituer un ensemble statistique à rugosité fixe : la transformation correspondante $L \rightarrow \mu L, l \rightarrow \mu l$ exige une modification de l'aire du domaine sondé.

D'autres types de symétries non triviales de la distribution gaussienne de profils permettent de réaliser des ensembles à rugosité fixe. Examinons rapidement ces symétries.

Comme déjà signalé dans un paragraphe antérieur, un profil peut-être commodément conçu comme un vecteur de composantes les amplitudes de Fourier (a_n, b_n) de la décomposition multiéchelles de la surface. Ces amplitudes de Fourier engendrent donc un vaste espace vectoriel euclidien (dimension $2N$) dont le produit scalaire se manifeste subtilement dans la définition de la rugosité statistique. Dans ce vaste espace, les isométries des sous-espaces de dimension 2 engendrés par des couples spécifiques d'amplitudes (a_n, b_n) – groupe orthogonal $O(2)$ – réalisent une symétrie¹ de la distribution conservant aussi bien les énergies que les rugosités. Cette symétrie est d'autant plus intéressante qu'elle permet de façon naturelle de construire des ensembles statistiques de profils à rugosité et énergie fixées, ce qui est intéressant du point de vue thermodynamique. Le caractère aléatoire des profils obtenus correspond à un tirage aléatoire de l'angle de rotation (par exemple) dans chaque sous-espace (nous choisissons aléatoirement une matrice du groupe $O(2)_n$ associé à chaque sous-espace). En d'autres termes, les états de surface se déduisent les uns des autres par des rotations aléatoires effectuées indépendamment dans les sous-espaces (a_n, b_n).

¹ Ces isométries préservent les combinaisons $a_n^2 + b_n^2$ dans chaque sous-espace. Parmi celles-ci citons les rotations (du plan réel).

Nous avons négligé à ce stade un éventuel effet de la courbure (correction à l'énergie liée au module d'élasticité de flexion – bending - k_b), hypothèse raisonnable dans le cas de surfaces solides. En adoptant les simplifications géométriques du modèle présenté ici et traitant l'effet lié à la courbure comme une correction, l'énergie de courbure s'écrit,

$$E_{courb} = k_b \int_{(\mathcal{S})} H^2 dS \simeq k_b l \int_0^L (f''(x))^2 dx = 8\pi^4 \frac{k_b l}{L^3} \sum_{n>0} n^4 (a_n^2 + b_n^2) \quad (7)$$

De la sorte, la distribution statistique des profils à l'équilibre thermique reste gaussienne,

$$\begin{aligned} \Phi_N &= \frac{1}{Z_N} \exp\left(-\frac{\gamma l \pi^2}{k_B T L} \sum_{n>0} n^2 (a_n^2 + b_n^2) - 8\pi^4 \frac{k_b l}{k_B T L^3} \sum_{n>0} n^4 (a_n^2 + b_n^2)\right) \\ &= \frac{1}{Z_N} \prod_{n>0} \exp\left[-\frac{\pi^2 l}{k_B T L} (\gamma n^2 + 8\pi^2 \frac{k_b}{L^2} n^4) (a_n^2 + b_n^2)\right] \end{aligned} \quad (8)$$

Mais avec une fonction de partition (facteur de normalisation) et une rugosité statistique modifiée,

$$\begin{aligned} Z_N &= \prod_{n>0} (2\pi\sigma_n^2) = \prod_{n>0} \left(\frac{4k_B T L}{\pi l \gamma n^2}\right) = \left(\frac{4k_B T L}{\pi l \gamma}\right)^N \frac{1}{N!^2} \prod_{n>0} \left(\frac{1}{1 + 8\pi^2 \frac{k_b}{\gamma L^2} n^2}\right) \\ \overline{Ru[f]} &= \frac{1}{L} \int_0^L \langle f^2 \rangle dx = \sum_{n>0} \sigma_n^2 = \sum_{n>0} \frac{2k_B T L}{\pi^2 l \gamma n^2 + 8\pi^4 \frac{k_b}{L^2} l n^4} \end{aligned} \quad (9)$$

Aussi bien les largeurs des distributions individuelles des couples (a_n, b_n) que la rugosité sont donc réduites par l'énergie de courbure : les composantes de faibles vecteurs d'ondes (n assez faibles, $n2\pi/L \ll \sqrt{\frac{\gamma}{2k_b}}$) sont peu affectées, mais les composantes de courtes longueurs d'onde (n plus grands) ont une largeur extrêmement réduite. Ainsi, l'utilisation de profils gaussiens ignorant les corrections d'énergie de courbure conduit à surestimer la rugosité statistique de la surface considérée. L'effet de la courbure de Gauss, quant à elle, n'introduit de correction sensible que pour des variations notables de l'aire de la surface du solide. C'est-à-dire pour un module d'élasticité d'étirement assez fort, ce qui n'est pas le cas des surfaces solides. Les corrections introduites par la courbure de Gauss jouent aussi un rôle notable dans le cas de surfaces fortement endommagées où la topologie de celle-ci peut être considérablement affectée. Mais la quantification de ce dernier effet, qui pourrait être important pour caractériser les effets d'usure prononcés, échappe aux simplifications introduites par le modèle 'géométrique' discuté ici. En tout état de cause, nous nous attendons dans les deux dernières situations évoquées ici à des ensembles statistiques non gaussiens de profils. L'étude de ces profils non gaussiens pourrait représenter un enjeu important pour la caractérisation des surfaces industrielles et leurs applications statiques ou dynamiques (interfaces de contact roulantes ou glissantes), en particulier du fait de la corrélation entre les propriétés multiphysiques de ces surfaces et interfaces et leur topographie.

Mécanique des interfaces : Contact de Hertz

Les formules de Hertz [42-43-44] s'appliquent pour des déformations purement élastiques, dans le cas du contact entre deux métaux M_1 et M_2 de type sphère/sphère, sphère/plan et cylindres parallèles ou croisés perpendiculairement. Le rapport de l'écrasement élastique sur le rayon de l'aire de contact δ/a doit être inférieur à 10^{-3} pour les métaux en déformation élastique.

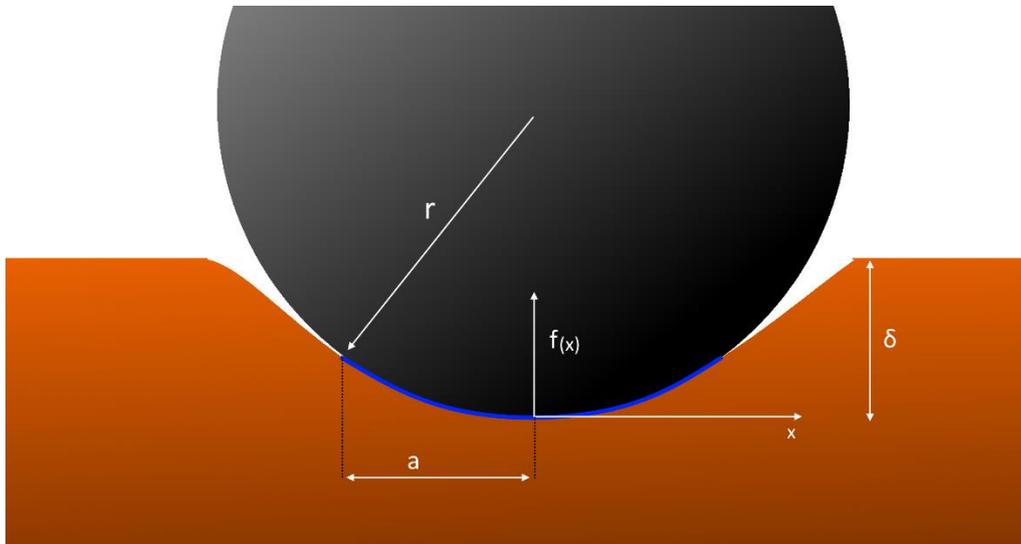


Figure 1-27 : Représentation du contact de Hertz dans le cas sphère/plan 11

Même si dans cette thèse nous nous limiterons au cas sphère/plans, la théorie de Hertz s'inscrit dans un cadre plus général. Et dans le cas de deux métaux où E_1 et E_2 sont les modules de Young, ν_1 et ν_2 les coefficients de Poisson et r_1 et r_2 les rayons des métaux M_1 et M_2 . Dans le cas d'un contact soumis à une force F_c , la théorie de Hertz peut être résumée dans le tableau suivant dans le cas d'un contact circulaire :

Inverse du module d'Young de l'interface	$\frac{1}{E'} = \frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2}$
Rayon de courbure de l'interface	$\frac{1}{r} = \frac{1}{r_1^2} + \frac{1}{r_2^2}$
Le rayon de l'aire de contact	$\left(\frac{3r}{4E'}\right)^{1/3} F_c^{1/3}$
L'écrasement élastique	$\delta = \frac{a^2}{r}$
L'aire de contact	$A = \pi r \delta$
La pression moyenne sur le contact	$\bar{P}_e = \frac{F_c}{\pi a^2} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{4E'}{3r}\right)^{2/3} F_c$
La pression maximale au centre du contact	$P_e = \frac{3}{2} \bar{P}_e$
La distribution de pression selon le rayon de contact r	$P(r) = P_e \sqrt{1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2}$

Tableau 1-3 : équations de Hertz

L'interface comme milieu physique

La corrélation entre la topographie d'une surface ou la structure d'une interface de contact et ses propriétés physiques est une question fondamentale. Le traitement de l'interface de contact comme un milieu doté de propriétés physiques spécifiques, c'est-à-dire de celles des surfaces et des volumes des solides en contact, soulève un double questionnement :

- Quelle est la structure tridimensionnelle de l'interface discrète connaissant les topographies des surfaces ?
- Comment les propriétés spécifiques de l'interface sont-elles liées aux caractéristiques topographiques des surfaces en jeu ?

Dans certaines conditions (type de matériau en jeu), l'interface peut être visualisée par des méthodes optiques [45-46] si les matériaux sont isolants ou de façon plus grossière et indirecte par une empreinte sur un 'support' de transfert (papier dentaire par exemple). Bien que cette méthode permette de pallier à l'absence de technique d'imagerie efficace de ces interfaces, la difficulté principale de celle-ci réside dans l'impact du grain de ce papier, nécessairement macroscopique, et ne fournissant donc qu'une empreinte bidimensionnelle à très basse résolution. Toutefois, dans le cas du contact entre surfaces métalliques, l'interface ne peut être visualisée optiquement du fait de l'opacité des métaux ou même par des méthodes plus élaborées telle la tomographie à rayons X à haute résolution [47] où nous nous heurtons à de sévères problèmes de contraste (de densité) des spots et à la très faible fraction de volume représentée par ceux-ci.

Comme nous pouvons le constater, la première question demeure ouverte. La connaissance précise de la structure de l'interface ferait pourtant avancer considérablement notre compréhension de la Physique de ces interfaces. Face à de tels échecs, il est clair qu'un traitement préalable des surfaces facilitant la visualisation directe ou la post-visualisation des spots serait une alternative intéressante. Dans ce sens nous pouvons envisager deux types de traitement : un dépôt chimique sur chaque surface de 2 types de substances réagissant uniquement lors d'une mise en contact. À l'issue de la mise en contact, la séparation des surfaces laisserait une empreinte visible mettant en évidence les spots, leurs formes et leur répartition. Une autre technique, plus lourde de mise en œuvre, repose sur la spectroscopie de diffusion de neutrons par des surfaces décorées magnétiquement. La diffusion magnétique des neutrons peut être exacerbée sur des spots 'aimantés' et offre l'avantage d'une visualisation directe de la structure tridimensionnelle de l'interface de compression. Ces deux voies sont actuellement à l'étude dans notre groupe afin de prévoir et quantifier les signaux spécifiques à exploiter dans cette visualisation. La détermination expérimentale de la structure 3D des interfaces de contact permettrait alors de valider les méthodes d'imagerie numérique (simulation) des interfaces de contact, telle que celle proposée dans ce travail de thèse.

La deuxième question est plus subtile : comment la structure de l'interface, elle-même résultant de la topographie des surfaces mises en contact, affecte-t-elle ses propriétés physiques ? Pour aborder cette question difficile, nous prenons l'exemple des propriétés de transport électrique des interfaces métalliques, question au cœur des études expérimentales menées dans cette thèse. Les propriétés de transfert électrique ont fait l'objet de modèles relativement avancés au sein de notre groupe [48-49] ayant progressivement fait apparaître cette dépendance vis-à-vis de la structure de l'interface. Ces modèles sont spécifiquement dédiés à certains processus de transfert considérés isolément. Le tout premier modèle concernait exclusivement les effets de constriction des spots (ce processus a fait l'objet de la thèse de N. Foy[48]) et relevait d'une approche macroscopique. Les suivants visaient à mieux comprendre l'interaction des électrons avec les spots mécaniques et relèvent d'approches microscopiques (transport quantique). Nous nous basons sur une partie de ces avancées pour mieux faire comprendre la nature du lien entre structure de l'interface et les propriétés de transport.

Le milieu physique comme interface

Il est souvent considéré que c'est l'interface qui définit le milieu physique comme nous le faisons dans le paragraphe précédent. Or cela peut être une image incorrecte, voire fautive, dans certains cas. En effet, cette image implique que nous nous retrouvons face à deux solides en contact. Ces termes sont ambigus, car souvent le terme contact désigne implicitement un contact mécanique. De la même manière, deux solides en contact impliquent qu'une interface ne peut se faire qu'entre deux objets dont la surface est finie et définie. Cette image est une approximation commode lorsque nous parlons par exemple de frottement mécanique, mais n'est pas suffisante lorsque nous nous intéressons à d'autres phénomènes. La meilleure illustration serait l'exemple d'un éclair frappant le sol. Dans ce cas, nous pouvons considérer l'espace entre le sol et le nuage comme une interface, mais si le nuage n'est plus chargé électriquement après cet éclair, l'air entre le sol et le nuage est-il toujours une interface ?

Cet exemple est riche en information, car la notion de surface d'un nuage ou d'un gaz devient plus floue. De plus, il n'y a pas de contact mécanique entre le nuage et le sol.

À partir de cet exemple, nous venons de renverser la notion d'interface. En effet dans ce cas, ce sont les interactions physiques entre deux « objets » qui définissent l'interface et non plus la condition mathématique de la rencontre de coordonnées de l'espace de deux solides distincts.

Cette notion sera importante lorsque nous distinguerons les interfaces mécaniques ainsi que les interfaces électriques qui ne seront pas nécessairement les mêmes.

Interface 3D vs 2D

À partir de ces deux définitions de l'interface [interface comme un milieu physique et la propriété physique comme interface], nous avons défini et construit plusieurs paramètres indispensables pour décrire le contact. En effet, pour un spot la surface de contact peut être décrite en 2D. Or l'ensemble des surfaces de contacts est contenu à l'intérieur d'un volume [l'interface] ou la hauteur de chaque contact doit être prise en compte. Ce volume est représenté par la figure 1-28-A entre les deux surfaces jaunes. Pour des raisons pratiques, nous prenons comme hypothèse que les hauteurs relatives de chaque contact n'influent pas sur les différents mécanismes de transport des spots voisins. Nous pouvons ainsi réduire l'interface à une surface 2D que nous distinguerons en deux groupes : les surfaces géométriques et les surfaces réelles.

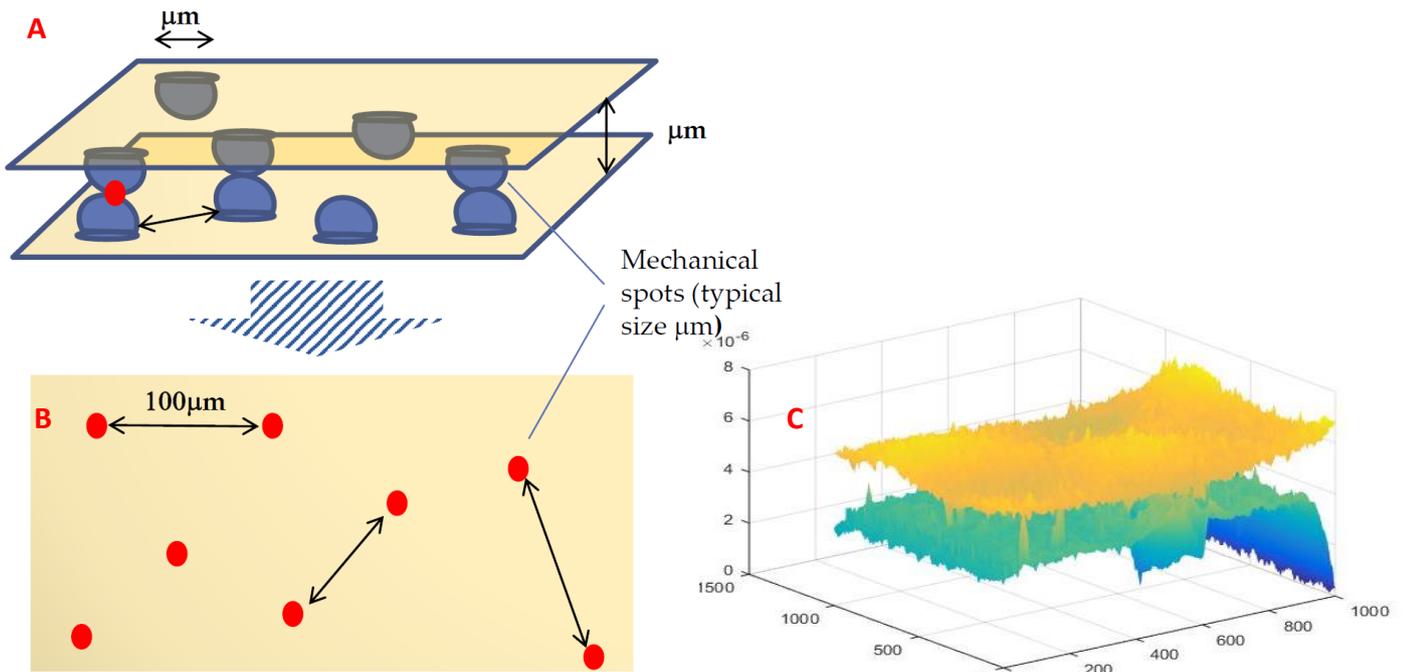


Figure 1-28 : représentation d'une interface multicontact : (A) représentation 3D du contact. (B) projection de chaque contact sur un plan. (C) représentation d'un contact entre deux surfaces réelles

Surface géométrique :

La surface géométrique est la projection de l'intersection de ces deux surfaces sur un plan. Par exemple si nous voulons mettre en contact une plaque de 1 cm^2 contre une plaque de 25 cm^2 nous obtiendrons une aire géométrique de 1 cm^2 . Cette surface géométrique ne permet pas de rendre compte des effets physiques réels à l'interface, mais permet de borner la surface maximale de contact qu'il peut y avoir entre les deux matériaux. Cela reste commode pour faire des approximations ou pour se rendre compte des ordres de grandeur. Pour garder un ordre de grandeur à l'esprit, dans le cas de l'interface pantographe/caténaire, la bande de captage est longue de 5 cm et la largeur d'une caténaire usée peut faire jusqu'à 1 cm . Cela implique que la surface géométrique sera donc au maximum de 5 cm^2 . Afin d'illustrer ces propos, la surface géométrique est représentée en jaune sur la figure 1-28, A et B.

La surface réelle :

La surface réelle quant à elle, s'obtient par projection du contact [localisé dans l'espace], sur la surface géométrique. La figure 1-28-A représente les contacts mécaniques entre deux aspérités, tandis que la figure 1-28-B représente la projection de ces contacts [les points rouges] sur la surface géométrique [la surface jaune]. Nous appelons cette représentation « Carte de contact ». Elle représente l'interface en 2D.

Cependant, il est à noter qu'il existe une surface réelle pour chaque effet physique à l'interface. C'est-à-dire qu'il existe une surface réelle de contact mécanique, de contact électrique, de contact thermique, etc. Ceci est très important à distinguer, car un contact mécanique entre deux métaux oxydés ne sera pas le même que deux métaux purs. En effet, les contacts mécaniques au niveau de la couche d'oxyde empêcheront le passage du courant ce qui donnera une carte de contact électrique différent. Il est possible dans certains cas que deux surfaces réelles soient identiques, mais il est important de les construire de manière séparer.

Nous pouvons aussi définir à partir de cette projection la surface réelle de contact. Elle est obtenue par la somme des aires de contact. Par construction, la surface réelle est nécessairement inférieure à la surface géométrique.

Cette méthode de projection permet de traiter une interface 3D sur un plan 2D comme cela été déjà le cas dans les méthodes de visualisation optique.

Conclusion Chapitre 1

Ce premier chapitre permet d'introduire les problématiques, à la fois industrielles, mais aussi académique de l'optimisation pantographe/caténaire.

Sur le plan industriel, cette optimisation est un enjeu à la fois technique, car il pourrait permettre d'augmenter la vitesse commerciale des trains. Mais aussi un enjeu financier, car une mauvaise qualité de captage provoque une usure prématurée de chaque élément de l'interface fil/bande. Ici l'ensemble des différents mécanismes aggravant l'usure de l'interface peut être résumé de la manière suivante :

L'augmentation de l'échauffement de l'interface augmente l'usure par glissement.

La présence d'arcs électriques à l'interface provoque une dégradation des bandes de captages

Un échauffement à l'interface peut activer une oxydation du cuivre.

Un échauffement trop important lors du captage à l'arrêt peut provoquer une rupture caténaire par le phénomène de striction.

Ces problématiques sont connues à la SNCF et cette thèse fait suite à différents travaux déjà réalisés. Cependant, l'optimisation de l'interface pantographe/caténaire se confronte à des problèmes fondamentaux qui sont encore aujourd'hui ouverts. Cela s'explique par sa complexité faisant appelle à différents domaines de la physique que ce soit sur un plan mécanique, la thermique ou encore électrique, etc.

Plus généralement, ce problème est introduit à travers la notion d'interface multicontacts et le but de cette thèse est d'étudier et de comprendre l'ensemble des mécanismes de transferts électriques présents à l'interface pour ainsi comprendre et atténuer leur influence. Pour cela il est nécessaire d'appréhender l'interface d'un point de vue physique comme cela a été rappelé dans cette partie. La suite se déroulera donc sur une description des différents mécanismes de transferts de courant (Chapitre 2). Puis une étude de l'interface réalisée à travers différentes méthodes expérimentales ainsi qu'une simulation (Chapitre 3). Ce qui nous permettra d'aborder la simulation de deux types de mécanismes : La résistance de constriction et le transfert par arc électrique. Nous finirons cette thèse par plusieurs séries d'expérimentations ayant pour but de vérifier les différentes prédictions et aussi définir l'influence de différents paramètres sur la résistance du système.

Chapitre 2 : Mécanismes électriques à l'interface

Ce chapitre a pour but de répertorier les différents mécanismes de transfert des électrons à l'interface. Il en existe plusieurs qui, bien souvent négligés, peuvent avoir un rôle majeur selon les conditions imposées à l'interface (la force appliquée, le courant appliqué, l'état de surface, etc.). L'effet le plus connu et le plus utilisé est le phénomène de constrictions, bien qu'impossible à négliger n'explique pas tous les phénomènes à l'interface. C'est pourquoi il paraît nécessaire de faire un bilan de tous les phénomènes connus ainsi que leur organisation. Pour résumer cet ensemble, la figure 2-1 permet d'illustrer comment sont répartis les différents transferts électriques.

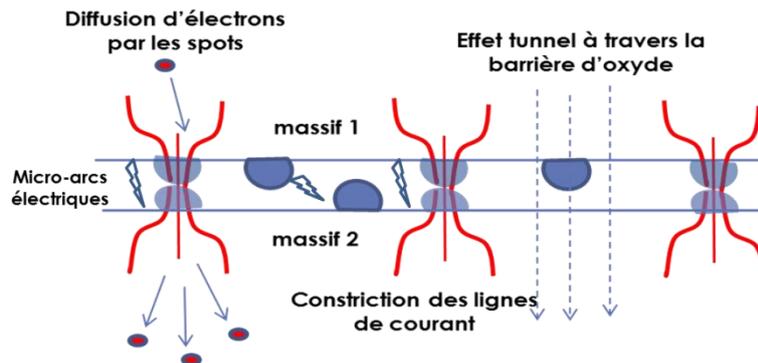


Figure 2-1 :

L'interface de contact est le siège de divers processus de transfert électrique, en dehors de la constriction (lignes rouges) : diffusion des électrons sur les spots mécaniques, effet tunnel à travers la couche d'oxyde de surface et le micro-arquage électrique (symbolisé par les éclairs).

Ces processus, de différentes natures, peuvent coexister au niveau de chaque spot. Mais contrairement à l'effet de constriction ils sont sensibles à la composition chimique locale : présence d'une couche d'oxyde couvrant le spot, humidité ou encore nature des atomes de surface. Ils sont également sensibles à la topographie locale des surfaces en jeu. Selon le processus considéré, l'état local de la surface affecte des facteurs spécifiques de chacun d'eux qui peuvent inhiber ou favoriser le processus correspondant. Par exemple, une faible variation des hauteurs des pics d'une surface peut favoriser l'effet tunnel ou le claquage par arc. Par ailleurs, ces deux effets sont des processus abaissant efficacement la résistance électrique, le second pouvant toutefois s'accompagner d'échauffements importants et de dégradations de la surface.

L'ensemble de ces phénomènes peuvent être modélisés par l'analogie électrique (fig. 2-2) suivant :

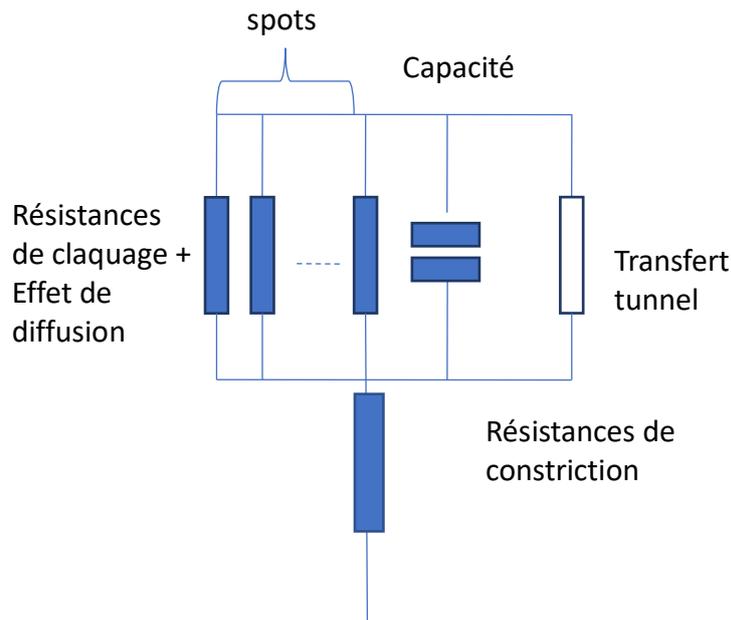


Figure 2-2 : Analogie électrique d'une Interface MultiContacts

Cette organisation est une des innovations de cette thèse, car, **la résistance de constriction est en série sur les autres méthodes de transport**. En effet, il faut distinguer l'origine du phénomène de constriction avec celles de l'interface. Là où la résistance de constriction provient de la géométrie du bulk et peut exister sans présence d'interface, les autres méthodes de transport sont directement liées au contact entre deux matériaux. Cela montre que la résistance de constriction ne peut pas être traitée de la même manière. Cette configuration est primordiale et ne peut être négligée. En effet, alors que les autres méthodes de transfert peuvent avoir une résistance considérée négligeable (effet tunnel, arcs électriques, etc.). Leur mise en série avec la résistance de constriction peut considérablement augmenter la résistance d'un chemin électrique. Par exemple, dans le **Chapitre 4.2 : Résistance d'un nouveau passage**, nous illustrerons le cas d'un chemin électrique ouvert par claquage diélectrique pouvant atteindre une résistance de plus de 200 Ω .

La suite de ce chapitre va donc nous permettre de détailler chaque phénomène ainsi que ses impacts sur l'interface à travers sa résistance, sa puissance dissipée ou encore sa réactance.

2.1. Approches quantiques : effet de diffusion sur les spots

Ici, nous proposons un développement du modèle de la diffusion des électrons à l'interface qui a été mis en évidence en 2018 [49]. C'est un processus quantique de transport électronique correspondant à l'interaction inévitable des électrons avec les atomes des deux surfaces présentes dans la zone couverte par chaque spot. Au niveau microscopique, ce sont les interactions et liaisons faibles entre couples d'atomes en regard qui déterminent le contact mécanique macroscopique. Cette description fondamentale permet une reconstruction du spot mécanique à plus grande échelle incorporant les propriétés physico-chimiques des surfaces impliquées dans le contact. Cette reconstruction est schématisée sur la figure 2-3 ci-dessous résumant notre méthode d'approche du transfert électrique entre surfaces métalliques : la solution du problème à 2 sites atomiques et 1 seul électron est étendue à un grand nombre de couples de sites représentatif d'un spot de contact.

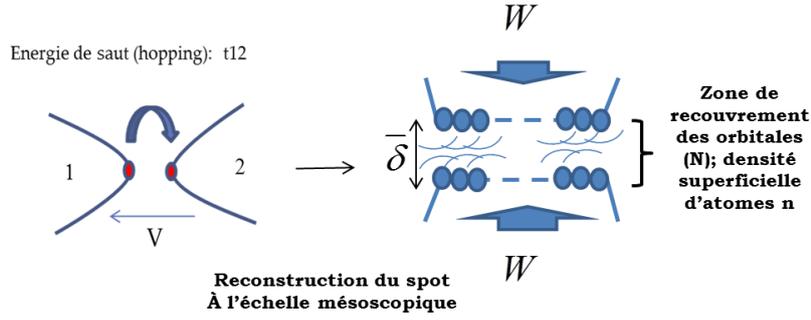


Figure 2-3 : Reconstruction d'un spot micronique à partir de couples d'atomes en regard faiblement liés chimiquement. Le recouvrement des orbitales de sites opposés et l'énergie de hopping dépendent des distances entre atomes et déterminent le transfert électrique.

Ici, nous abordons la notion de saut quantique d'électrons d'une surface métallique vers une autre. Nous commençons par traiter le problème microscopique à 2 sites notés 1 et 2. Chaque couple d'atomes (supposés identiques) en regard offre aux électrons deux orbitales centrées sur chaque atome $\varphi(x)$ et $\varphi(x-d)$ (de même énergie E_0 en l'absence de tout couplage) se recouvrant faiblement et déterminant une énergie de transfert t_{12} d'un atome à l'autre (terme de hopping) dépendant de la nature chimique des atomes et de la distance d les séparant. Le temps caractéristique moyen de transfert d'un électron entre les 2 sites est de l'ordre de $\tau \sim \hbar/t_{12}$. La distance d reflète bien entendu l'intensité de la force de compression imposée W . Prenant en compte la différence de potentiel V appliquée entre les 2 sites, l'hamiltonien d'un tel système s'écrit en seconde quantification

$$\hat{H} = E_0(c_1^\dagger c_1 + c_2^\dagger c_2) + t_{12}c_1^\dagger c_2 + t_{12}^*c_2^\dagger c_1 + \frac{V}{\delta}(D_{12}c_1^\dagger c_2 + D_{12}^*c_2^\dagger c_1) \quad (10)$$

Où $c_1^\dagger c_1$ représente l'opérateur nombre d'électrons sur le site 1 et $c_1 c_2^\dagger$ représente l'opérateur le saut du site 1 vers le site 2. Plus précisément, $c_1 c_2^\dagger$ annihile un électron sur le site 1 et le crée sur le site 2. Cela satisfait les relations d'anti-commutation caractéristique des fermions (et équivalente au principe d'exclusion de Pauli). Quant aux termes suivants V/δ , ils représentent l'asymétrie créée par le potentiel V .

$$D_{12} \equiv qx_{12} = q \int_{\mathbb{R}} x\varphi^*(x)\varphi(x-\delta)dx \quad (11)$$

Le terme D_{12} , homogène à un moment dipolaire, s'écrit en fonction de ses orbitales liée à chaque atome

$$c_i^2 = 0, (c_i^\dagger)^2 = 0, \{c_i, c_j\} = 0, \{c_i^\dagger, c_j\} = \delta_{ij} \quad (12)$$

Le traitement de cet Hamiltonien par la méthode de l'opérateur densité hors équilibre (calcul des propriétés de transport) conduit alors à une caractéristique élémentaire du contact atomique de la forme,

$$I(V) = \frac{2q^2V}{\hbar\delta} x_{12} \sin(\theta) \text{th}\left(\frac{|t_{12}| + \frac{qV}{\delta} x_{12} \cos(\theta)}{k_B T}\right) \quad (13)$$

Nous pouvons alors en déduire la résistance d'un spot reconstruit comme un vaste ensemble de paires de contacts atomiques en parallèle (indépendants les uns des autres en première approximation).

$$G_{\Sigma} = \left(\frac{I}{V} \right)_{v \rightarrow 0} = \frac{2\bar{n}_s A q^2}{\hbar} \sin(\theta) \int_R x \varphi^*(x) \frac{\varphi(x - \delta)}{\delta} th \left(\frac{|t_{12} \delta|}{k_B T} \right) dx \quad (14)$$

En faisant varier aléatoirement la distance entre atomes des deux surfaces au niveau d'un spot nous pouvons prendre en compte l'effet de la rugosité (atomique) sur la résistance électrique.

2.2. Résistance de constriction cas du spot vide.

L'interface de contact consiste en un ensemble de spots mécaniques diversement répartis et aux formes individuelles variant au gré de la topographie locale des surfaces. Traversés par un courant, ces spots de taille typiquement microniques (pour la gamme de forces de compression appliquées usuellement au laboratoire) étranglent les lignes de courant (effet de constriction) comme schématisé sur la figure ci-dessous. Cet effet de constriction est certainement l'effet le plus étudié dans le domaine, son histoire étant relativement ancienne si nous en jugeons par la référence à des travaux de Maxwell de 1904 [50]. La contribution la plus importante à l'étude de cet effet est certainement due à Holms [51] en 1958 et reste aujourd'hui encore un problème ouvert. [52-53]. Cependant dans cette thèse, le traitement des lignes de courant aux interfaces fera suite aux travaux de N. Foy[48], c'est-à-dire que nous utiliserons les mêmes méthodes afin de déterminer la résistance électrique associée.

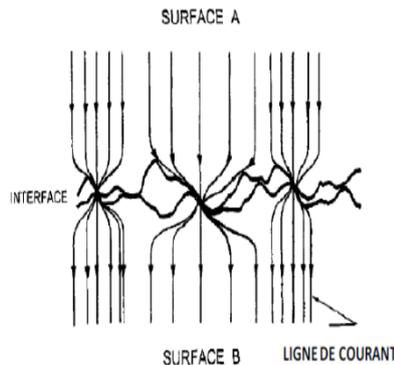


Figure 2-4 : Effet de constriction des lignes de courant au niveau des spots.

Cet effet de constriction des lignes de courant s'accompagne d'un échauffement local important, traduisant l'existence d'une résistance électrique localisée sur le spot. Cet effet est inévitable et est de nature géométrique, voire topologique : il se produit indépendamment de la présence de matière emplissant les spots. Nous avons baptisé cet effet, l'effet de spot vide : seul l'étranglement contribue à ce processus. Le schéma ci-dessous illustre la méthode mise en œuvre dans le calcul des effets de constriction par un spot seul (vide) puis par un ensemble quelconque de spots 'vides' représentant une interface réelle.

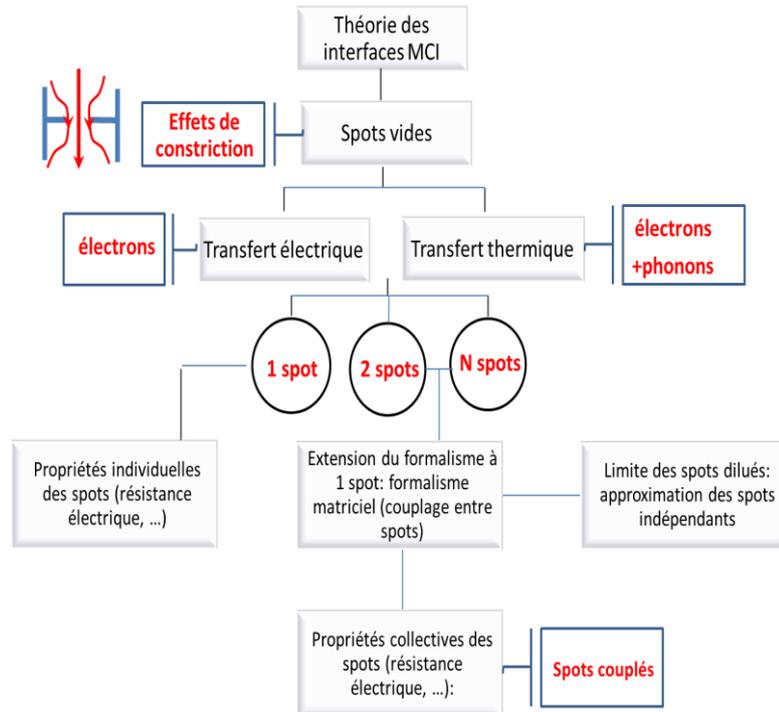


Figure 2-5 : Schéma synoptique de la méthode de calcul des propriétés électriques d'un ensemble de spots couplés à l'approximation du spot vide.

Comme indiqué précédemment, l'approximation du spot vide permet d'isoler la seule contribution au transfert due à la constriction des lignes de courants. Dans notre approche, le calcul de la résistance d'un spot individuel de taille et de forme arbitraire s'écrit sous la forme :

$$R_{\Sigma} = \frac{1}{2\pi\gamma a^2} \int_{\Sigma} \int_{\Sigma} \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d^2\vec{x} d^2\vec{x}' \quad (15)$$

Ici la Σ représente la surface du spot (de forme quelconque) avec x et x' des points appartenant à Σ . La forme $|\vec{x} - \vec{x}'|$ représente l'effet du point x' sur x . L'ensemble des deux intégrales possède la dimension d'une longueur. Il est donc possible de faire une analogie avec la formule classique de la $R=l/\gamma s$. Le facteur γ désigne la conductivité commune ou moyenne des 2 métaux en contact. Dans cette approche, la résistance de constriction dépeinte ici résulte d'un saut de potentiel électrique à la traversée du spot : cette résistance doit ainsi être comprise comme l'analogie d'une perte de charges singulière comme celle se manifestant dans une conduite subissant une variation brutale de section, effet bien connu en hydrodynamique. L'effet de la forme exacte du spot est capturé dans la double intégration sur le domaine S couvert par le spot, l'effet de la taille résidant principalement dans l'aire de ce domaine. Dans le cas d'un spot circulaire il de rayon a le calcul exact donne l'équation suivante :

$$R_{\Sigma} = \frac{1}{2\pi\gamma a} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{J_1(u)}{u} \right)^2 du \quad (16)$$

Où $J_1(u)$ est la fonction de Bessel d'ordre 1 et où son intégrale donne une constante tel que $J = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{J_1(u)}{u} \right)^2 du \approx 0,42$ ce qui peut être réécrite de la manière suivante :

$$R_{\Sigma} = \frac{J}{2\pi\gamma a} \quad (17)$$

L'extension à un nombre de spots quelconque a été mise en évidence par l'intermédiaire du système de 2 spots, situation facilement calculable. Un résultat remarquable du modèle est que cette extension est de nature matricielle : l'ensemble des spots est décrit par une matrice carrée NxN symétrique, mais non nécessairement diagonale, la matrice des résistances (R_{ij}) de l'ensemble considéré. Cette matrice connecte, en une loi d'Ohm généralisée, la colonne des tensions de part et d'autre des spots (les chutes de tension) à la colonne des intensités des courants les traversant. Les termes diagonaux correspondent aux résistances propres (individuelles) des spots alors que les termes non diagonaux, dépendant de la distance entre deux quelconques de ces spots, décrivent une certaine interdépendance électrique des spots. Dans la limite diluée, c'est-à-dire en écartant les spots les uns des autres les termes non diagonaux s'évanouissent : les spots deviennent alors indépendants. Ce comportement a été confirmé numériquement par l'étude menée par N. Foy. Afin d'illustrer le formalisme matriciel mis au point, donnons la forme obtenue de la matrice de résistance pour 2 spots (aires A_1 et A_2),

$$\hat{R} = \frac{1}{2\pi\gamma} \begin{pmatrix} \frac{1}{A_1^2} \int_{S_1} \int_{S_1} \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d^2\vec{x} d^2\vec{x}' & \frac{1}{A_1 A_2} \int_{S_2} \int_{S_1} \frac{1}{|\vec{x} - \vec{y}|} d^2\vec{x} d^2\vec{y} \\ \frac{1}{A_1 A_2} \int_{S_1} \int_{S_2} \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d^2\vec{x} d^2\vec{x}' & \frac{1}{A_2^2} \int_{S_2} \int_{S_2} \frac{1}{|\vec{x} - \vec{y}|} d^2\vec{x} d^2\vec{y} \end{pmatrix} \quad (18)$$

Les résistances propres de ces spots s'en déduisent sous la forme,

$$R_1 = \frac{R_{11}R_{22} - R_{12}^2}{R_{22} - R_{12}}, R_2 = \frac{R_{11}R_{22} - R_{12}^2}{R_{11} - R_{12}} \quad (19)$$

La résistance globale s'écrit quant à elle,

$$R = \frac{R_{11}R_{22} - R_{12}^2}{R_{11} + R_{22} - 2R_{12}} \quad (20)$$

Les termes non diagonaux peuvent être réécrits en fonction de la séparation spatiale des spots $d = |\vec{x}_1 - \vec{x}_2|$ (distance entre leurs centres),

$$\begin{aligned} R_{12} &= \frac{1}{2\pi\gamma A_1 A_2} \int_{S_1} \int_{S_2} \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d^2\vec{x} d^2\vec{x}' \\ &= \frac{1}{2\pi\gamma A_1 A_2} \int_{D_1} \int_{D_2} \frac{1}{|\vec{x}_1 - \vec{x}_2 + \vec{y} - \vec{y}'|} d^2\vec{y} d^2\vec{y}' \end{aligned} \quad (21)$$

Dans la dernière intégrale, l'intégration se fait sur les points des spots repérés par rapport à leurs centres (les points balaisent alors les domaines D_1 et D_2) : ceci met clairement en évidence l'affaiblissement de la résistance de couplage avec la distance entre les spots. C'est à travers cette dépendance des termes non diagonaux vis-à-vis de la position relative des spots que la structure spatiale de l'interface discrète est prise en compte. Nous voyons là une première manifestation importante de la corrélation entre structure spatiale de l'interface et propriétés physiques manifestées. De la matrice complète nous pouvons aussi déduire les effets collectifs dans un système de spots couplés telle la résistance globale de l'interface, dépendante des coefficients de la matrice, exprimant de nouveau l'influence de la structure de l'interface. De plus, une structure désordonnée de l'ensemble des spots (répartition aléatoire par exemple), reflet d'une topographie désordonnée des surfaces en jeu, confère à ces matrices un caractère aléatoire : cela établit, de façon inattendue, une connexion mathématique importante avec la théorie des matrices aléatoires étudiées dans des domaines très différents de la Physique (⁵⁴). Cette connexion peut être exploitée dans l'étude des

interfaces à très grand nombre de spots pour mettre en évidence des comportements universels de grands ensembles de spots reflétant les propriétés statistiques universelles de certaines classes de matrices aléatoires.

2.3.Effet tunnel à travers le film d'oxyde

Le transfert par effet tunnel à travers la couche d'oxyde relève d'une approche déjà utilisée [55]. Il permet de coupler des états du massif des deux métaux : ainsi cet effet ignore-t-il l'interface ? L'approche du problème consiste, dans sa version la plus simple, à modéliser la couche comme une barrière de même épaisseur, mais de hauteur adaptée à la plus ou moins grande résistance électrique de celle-ci. Dans le cas d'une exposition naturelle des métaux à l'air, l'oxydation de la surface n'est pas uniforme et consistera en un film poreux dont l'épaisseur et la densité varient aléatoirement d'un point à l'autre de la surface [56-57]. Il en résultera une distribution aléatoire des hauteurs et épaisseurs des barrières locales. Bien entendu, la modélisation théorique du transfert tunnel ne doit pas prendre en compte ces caractéristiques réelles en amont, au risque de compliquer inutilement les calculs et l'interprétation qui en résulte. Nous débutons donc la présentation des résultats relatifs au transfert tunnel dans le cas d'une barrière d'épaisseur et composition uniformes et des métaux identiques. Bien que le traitement de la barrière tunnel soit désormais classique, il est nécessaire de l'adapter au cas des interfaces discrètes. La situation examinée est schématisée ci-dessous (fig. 2-6).

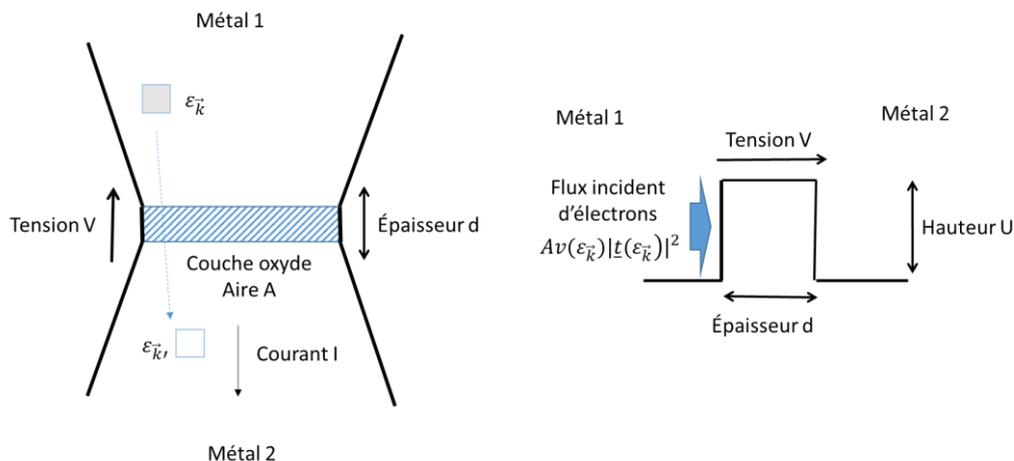


Figure 2-6 :À gauche : Configuration typique pour la mesure de la caractéristique courant-tension $V(I)$ d'un spot matériel formé par compression de surfaces totalement oxydées (épaisseur d). À droite : barrière tunnel équivalente (hauteur U) attaquée par un flux incident d'électrons.

Le spot matériel se réduit à une couche isolante d'épaisseur d constituée par la superposition de deux films d'oxyde d'épaisseur $d/2$ de forte résistance électrique. Il est modélisé par une barrière tunnel de même épaisseur et même aire A que le spot, mais de hauteur U . Ce dernier paramètre peut être déterminé par ajustement de la caractéristique tunnel calculée à la caractéristique observée. Il ne faut cependant pas confondre la résistance électrique de la couche d'oxyde et la résistance tunnel observée. En notant $|t(\varepsilon)|^2$ le facteur de transparence de la barrière (probabilité de transfert par effet tunnel) pour l'énergie ε des électrons et f_1, f_2 les fonctions d'occupation de Dirac des états pour les deux métaux de niveaux de Fermi μ_1 et μ_2 tels que $\mu_1 - \mu_2 = qV$, l'intensité du courant total s'écrit,

$$I = qA \sum_{\vec{k}, \vec{k}'} \left[v(\varepsilon_{\vec{k}}) |\underline{t}(\varepsilon_{\vec{k}})|^2 f_1(\varepsilon_{\vec{k}}) (1 - f_2(\varepsilon_{\vec{k}'})) \delta(\varepsilon_{\vec{k}} - \varepsilon_{\vec{k}'} - qV) \right. \\ \left. - v(\varepsilon_{\vec{k}'}) |\underline{t}(\varepsilon_{\vec{k}'})|^2 f_2(\varepsilon_{\vec{k}'}) (1 - f_1(\varepsilon_{\vec{k}})) \delta(\varepsilon_{\vec{k}'} - \varepsilon_{\vec{k}} + qV) \right] \quad (22)$$

Cette expression est obtenue en sommant sur toutes les transitions d'un niveau d'énergie de l'un des métaux vers un niveau d'énergie de l'autre conservant l'énergie. En permutant les vecteurs d'onde dans l'une des sommes, le courant se réécrit, après simplification

$$I = qA \sum_{\vec{k}, \vec{k}'} v(\varepsilon_{\vec{k}}) |\underline{t}(\varepsilon_{\vec{k}})|^2 [f_1(\varepsilon_{\vec{k}}) - f_1(\varepsilon_{\vec{k}} + qV) + f_1(\varepsilon_{\vec{k}} + qV) f_1(\varepsilon_{\vec{k}} - qV) - f_1(\varepsilon_{\vec{k}}) f_1(\varepsilon_{\vec{k}})] \delta(\varepsilon_{\vec{k}} \\ - \varepsilon_{\vec{k}'} - qV) \quad (23)$$

Après un développement en puissance de la tension, cette expression se réduit à l'ordre le plus bas (secteur ohmique),

$$I = -q^2 AV \sum_{\vec{k}} v(\varepsilon_{\vec{k}}) |\underline{t}(\varepsilon_{\vec{k}})|^2 G(\varepsilon_{\vec{k}}) \left(\frac{\partial f_1}{\partial \varepsilon_{\vec{k}}} \right) + O(V^2) \quad (24)$$

Où la densité d'états électroniques dans le massif des deux métaux est notée $G(\varepsilon)$. À température assez basse, la partie dominante de la caractéristique met en évidence la conductance tunnel de la barrière,

$$I \simeq Aq^2 G(\varepsilon_F)^2 v(\varepsilon_F) |\underline{t}(\varepsilon_F)|^2 V \quad (25)$$

Les corrections à température finie de la conductance précédente dérivent des mêmes expressions. En effet en utilisant les propriétés de la fonction d'occupation de Fermi-Dirac,

$$I/V = -q^2 A \int_{spectre} v(\varepsilon) |\underline{t}(\varepsilon)|^2 G(\varepsilon)^2 \frac{\partial f_1(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} d\varepsilon \\ \simeq \beta A q^2 \int_{\varepsilon_F}^{+\infty} v(\varepsilon) |\underline{t}(\varepsilon)|^2 G(\varepsilon)^2 \exp(-\beta(\varepsilon - \varepsilon_F)) d\varepsilon \quad (26)$$

Où selon la notation consacrée $\beta = 1/k_B T$. Nous noterons que l'aire A désigne dans le cas général l'aire du domaine de surface couvert par la couche d'oxyde. Il reste à calculer le facteur de transmission de la barrière en présence du champ électrique externe E que nous supposons uniforme et dirigé le long de la barrière (axe u). La conductance ohmique sera alors accessible dans la limite des très faibles champs (faibles tensions). L'amplitude de transmission est déterminée par les conditions aux limites de la barrière (raccordement de continuité) imposées à la fonction d'onde des électrons dans la barrière schématisée sur la figure 2-6. Après une redéfinition des variables du problème suggérée naturellement par la forme de l'équation de Schrödinger, cette dernière prend la forme de l'équation d'Airy [58]

$$\frac{d^2 \psi}{dX^2} - X\psi = 0 \quad (27)$$

dans laquelle la variable $X = (2meE/\hbar^2)^{1/3}(x + (U - \varepsilon)/eE)$ dépend du champ électrique externe, de la hauteur de la barrière et de l'énergie ε des électrons. La fonction d'onde solution de cette équation (qui doit décroître à l'intérieur de la barrière ($x>0$)) est proportionnelle à la fonction d'Airy,

$$\psi(x) = C. Ai\left(\left(\frac{2meE}{\hbar^2}\right)^{1/3}\left(x + \frac{U - \varepsilon}{eE}\right)\right) \quad (28)$$

La fonction bien connue d'Airy est définie par l'expression $Ai(y) = 1/\pi \int_0^{+\infty} \cos(t^3/3 + yt)dt$. La constante C est déterminée par le raccordement par continuité de ψ et sa dérivée à la fonction d'onde à gauche de la barrière (ces conditions imposées à l'entrée de la barrière déterminent l'amplitude de réflexion de la barrière) puis l'évaluation de la fonction d'onde en sortie de la barrière fournit l'amplitude transmise. Ces calculs un peu lourds (et classiques !!), mais sans difficulté conduisent à l'expression complète de la fonction d'onde dans la barrière (la couche isolante),

$$\psi(x) = \frac{2 \frac{\psi'(0)}{\psi(0)} Ai\left(\left(\frac{2meE}{\hbar^2}\right)^{1/3}\left(x + \frac{U - \varepsilon}{eE}\right)\right)}{1 + \frac{\psi'(0)}{ik\psi(0)} Ai'\left(\left(\frac{2m}{\hbar^2 e^2 E^2}\right)^{1/3}(U - \varepsilon)\right)} \quad (29)$$

Le facteur de transmission de la barrière s'en déduit immédiatement,

$$\begin{aligned} & |\underline{t}(\varepsilon, E)|^2 \\ &= 4k^2 \left(\frac{2meE}{\hbar^2}\right)^{2/3} \frac{Ai^2\left(\left(\frac{2meE}{\hbar^2}\right)^{1/3}\left(d + \frac{U - \varepsilon}{eE}\right)\right)}{k^2 Ai^2\left(\left(\frac{2m}{\hbar^2 e^2 E^2}\right)^{1/3}(U - \varepsilon)\right) + \left(\frac{2meE}{\hbar^2}\right)^{2/3} Ai'^2\left(\left(\frac{2m}{\hbar^2 e^2 E^2}\right)^{1/3}(U - \varepsilon)\right)} \end{aligned} \quad (30)$$

Le comportement asymptotique de la fonction d'Airy pour les grands arguments conduit alors à la décroissance exponentielle usuelle de ce facteur de transmission avec l'épaisseur de la barrière. Le cas de la couche d'oxyde très isolante correspond à une barrière de hauteur très élevée ($U \gg \varepsilon \gg eV$). Cette expression fait apparaître comme paramètre naturel contrôlant le facteur de transmission le rapport $\xi = 2md^2U^3/\hbar^2e^2V^2$. C'est ce paramètre qui donne un sens physique à la limite des faibles ou fortes épaisseurs en fonction des conditions imposées. Dans la limite des faibles épaisseurs le facteur de transmission devient, compte tenu de la relation $E=V/d$,

$$|\underline{t}(\varepsilon, V)|^2 \simeq 4k^2 \frac{Ai^2\left(\left(\frac{2md^2U^3}{\hbar^2e^2V^2}\right)^{1/3}\left(1 - \frac{\varepsilon}{U} + \frac{eV}{U}\right)\right)}{Ai'^2\left(\left(\frac{2md^2U^3}{\hbar^2e^2V^2}\right)^{1/3}\left(1 - \frac{\varepsilon}{U}\right)\right)} \quad (31)$$

Ces calculs prédisent que pour des tensions assez faibles, la caractéristique courant/tension $I(V)$ de la couche isolante, traitée comme une barrière tunnel, prend la forme suivante,

$$I \sim A \frac{k_F^2 V^{5/3}}{d^{2/3} U} e^{-\sigma(U)d.V} \quad (32)$$

Elle prédit donc une conductance ohmique nulle (ou une résistance infinie) à tension nulle. En fait, cette conductance est ramenée à une valeur finie si nous prenons en compte la très faible conductance ohmique de la couche d'oxyde. De plus, la caractéristique $V(I)$ présente une courbure négative : ce fait constitue la signature du transfert tunnel et est systématiquement observé. Plus précisément, la caractéristique $V(I)$ à la montée en courant présente cette propriété.

2.4. Arcs électriques à l'interface

Ce mécanisme a été un des apports de cette thèse. Alors qu'il reste des comportements encore inexpliqués au niveau des interfaces. Cet effet permet de mieux appréhender ces phénomènes et a pour but d'améliorer la compréhension des résultats obtenus sans remettre en cause ceux déjà existants. Nous avons appelé cet effet physique supplémentaire : la théorie du claquage. Ce nom fait référence aux instabilités liées à cet effet (que nous verrons plus tard). Cependant, il faut garder à l'idée que ce nom peut être trompeur. En réalité, ce phénomène est plus général. Il désigne l'ensemble des chemins électriques liés à l'ionisation de l'air entre les plaques (ou tout autre milieu séparant l'interface). Nous expliquons l'origine du claquage par la distance qui sépare les surfaces géométriques en regard. Lorsque deux surfaces sont en contact et soumises à une différence de potentiel, il peut exister des endroits où le champ électrique entre les plaques est supérieur au champ de claquage diélectrique. Dans ce cas, un arc électrique peut se former et laisser passer un courant.

Comme nous le verrons dans la partie expérimentale [cf. **Chapitre 5 : Mesures électriques - Hystérésis et arcs électriques**], au sein d'une interface multicontact, la caractéristique courant/tension est hystérétique et non-linéaire [59]. À la montée, cette caractéristique possède une courbure négative avec une forte résistance. Il est aussi possible de noter un bruit non négligeable. Au retour, la caractéristique est peu bruitée et la pente fait apparaître une résistance beaucoup plus faible qu'à la montée ainsi qu'une tendance majoritaire pour une courbure positive. Il est aussi possible de noter que lors d'un deuxième cycle, la résistance à la montée est plus faible que celle du premier cycle, mais reste supérieure à la caractéristique retour du premier cycle [60].

Ce phénomène hystérétique s'explique par la théorie des microponts [61] de la manière suivante : lors d'un contact entre deux conducteurs, Holm [51] a mis en évidence l'existence d'un phénomène de constriction électrique. Ce phénomène est présent au niveau des contacts. Cette constriction augmente considérablement la résistance ce qui peut, par effet Joule, faire fondre les matériaux en contact et ainsi créer un micropont. Ces explications font l'objet de nombreuses études [61-62]. Et aujourd'hui, la théorie des microponts est la plus avancée dans le domaine. Néanmoins, elle ne permet pas d'expliquer la courbure retour de la caractéristique $i-V$, le bruit à la montée, ni le comportement du deuxième cycle. De plus, elle implique des températures locales très élevées. [Ce qui est à plus grande échelle responsable des problèmes de striction du fil de contact] ce qui peut en certains points être contestable.

Malgré ces incertitudes, les paramètres favorisant les comportements non linéaires [63] des interfaces multicontact sont connus comme par exemple la présence d'une fine couche d'oxyde [effet tunnel] ou d'un état de surface bien défini. [64]

Nous avons simplifié une interface comme le montre le schéma de la figure 2-7.

Nos hypothèses de travail sont les suivantes :

- Chaque surface de contact est une équipotentielle
- La tension de claquage est constante (elle ne dépend ni de la température locale ni de la pression locale)
- Il y a claquage diélectrique de l'air entre les deux interfaces
- La résistance de constriction est localisée à l'interface

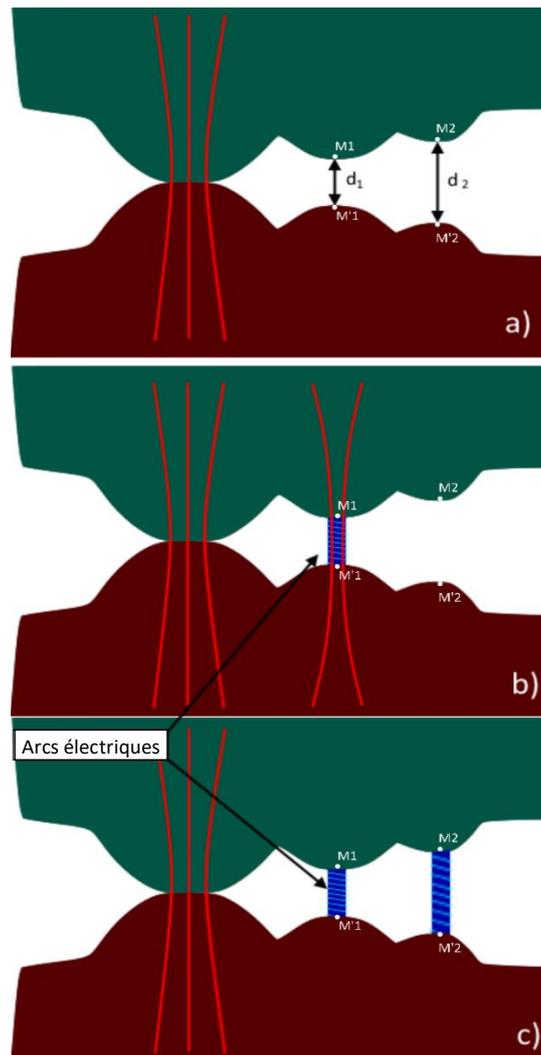


Figure 2-7 : Schéma du mécanisme de création d'arcs

Lorsque nous réalisons le contact entre deux objets nous créons des points de contact mécaniques ce qui donne naissance aux interfaces multicontacts. La somme des aires de contact définit l'aire de contact réelle. Les autres parties de la surface sont séparées par une faible épaisseur qui dépend de la rugosité. Chaque espace entre la surface supérieure et inférieure est répertorié par des couples de points M_i et M'_i . Sur le schéma de la figure 2-7-a, d_1 représente la distance entre M_1 et M'_1 ainsi que d_2 la distance entre les points M_2 et M'_2 . Lorsqu'une tension sera appliquée au système, les résistances de constriction seront localisées aux différents points de contact mécaniques. Cela donnera un potentiel différent à chaque surface. Il sera possible de définir un champ électrique \vec{E}_1 et \vec{E}_2 respectivement entre les points M_1, M'_1 d'une part et M_2, M'_2 d'autre part. Nous comparerons le champ de claquage \vec{E}_1 et \vec{E}_2 au champ de claquage diélectrique de l'air. S'ils apparaissent supérieurs, cela aura pour conséquence de créer un arc électrique à l'interface et donc un nouveau chemin pour le courant comme le montre la figure 2-7-b. Nous appelons ce chemin un « spot électrique » et nous le distinguons du spot mécanique. Ce spot aura donc ses propriétés électriques et provoquera un nouvel étranglement des lignes de courant ce qui apportera une nouvelle résistance. Nous considérerons la résistance électrique de l'arc négligeable face à celle de constriction. Ce champ dépendra donc des distances qui séparent les deux surfaces. Cela veut dire que le champ \vec{E}_1 sera différent du champ \vec{E}_2 .

Si la tension augmente encore aux bornes du système, d'autres claquages pourront se créer tout en maintenant en place ceux déjà présents (fig. 2-7-c).

Lorsque le courant sera coupé, nous distinguerons deux cas :

- Le premier correspond au cas où tous les arcs électriques provoquent une dégradation permanente de la surface (par exemple une soudure des deux matériaux)
- Le deuxième correspond au cas où la surface n'est pas
- dégradée, mais où nous prenons en compte une hystérésis de l'arc électrique [65-66].

Dans tous les cas, nous présenterons l'analogie électrique comme le montre la figure 2-8. La résistance R symbolise la résistance de constriction, les interrupteurs de puissance symbolisent la tension nécessaire au claquage pour les distances d1 et d2 et les résistances R1 et R2 symbolisent la résistance de constriction pour chaque nouveau chemin emprunté par le courant.

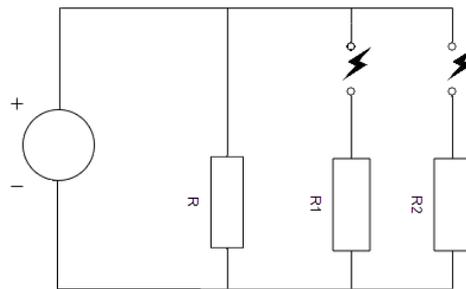


Figure 2-8 : Équivalent électrique

Dans l'air, l'ordre de grandeur de la tension de claquage est d'environ 10 kV/cm soit 1 V/μm. Ce qui veut dire que pour des distances inférieures au micron une tension de 1 V aux bornes du système est susceptible de déclencher des arcs électriques. C'est l'ordre de grandeur des tensions avec lesquelles nous travaillons. Dans l'hypothèse où la tension de chaque surface est une équipotentielle et lorsque la résistance de constriction est connue, il est possible, grâce à la loi d'Ohm de calculer le courant nécessaire délivré par le générateur pour un claquage en M1 donné par l'équation 33.

$$I_{c_{d1}} = \frac{E_{c_{air}} * d1}{R} \quad (33)$$

Dans le cas où l'arc est maintenu, la résistance du système change, et le courant de claquage pour la distance d2 peut s'écrire :

$$I_{c_{d2}} = \frac{E_{c_{air}} * d1 * (R + R1)}{R * R1} \quad (34)$$

À partir de ces résultats, une simulation de la caractéristique courant/tension sera détaillée dans le **chapitre 4.2 : Simulation du claquage des arcs électrique**

Pour aller plus loin, La théorie des arcs électriques peut être un moyen d'appréhender la résolution spatiale d'un système. En effet pour une résistance d'interface et une tension données, il est possible de définir une distance limite en dessous de laquelle une aspérité sera conductrice. Par exemple, pour des distances de l'ordre du micromètre la tension de claquage sera de l'ordre du volt. Sous un même potentiel, une aspérité plus petite sera donc aussi conductrice.

2.5. Réactance d'interface

Comme R.Holm [51] le montre, il existe à l'interface une capacité naturelle uniquement liée à deux métaux en contact. Ce phénomène n'est en réalité pas le seul et nous nous forcerons dans cette partie de lister et d'estimer quels effets inductifs ou capacitifs sont présents et lesquels dominent. Ces estimations sont la base de nos recherches dans le domaine de l'impédance d'interface. Comme nous le verrons dans le **chapitre 5.5 : Courant/tension alternatif**, cette impédance est sensible à la force appliquée ce qui implique que l'interface en possède une propre.

À l'interface, nous avons décelé des effets capacitifs qui prennent leur origine de deux cas différents. Il peut avoir une origine géométrique représentée par des flèches rouges sur la figure 2-9. L'origine de cet effet est la même que celle de la résistance de constriction. La capacité peut aussi avoir une origine directement liée à l'interface, représentée par des flèches vertes.

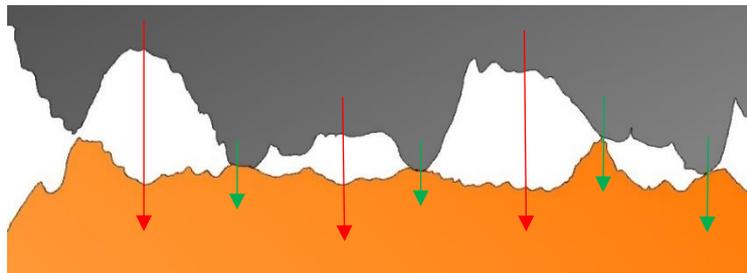


Figure 2-9 : Différentes contributions du champ électrique au sein d'une interface multicontact

Pour comprendre et distinguer ces différents cas, nous les avons répertoriés sous différentes catégories et nous en avons proposé une estimation, car il est nécessaire de savoir lequel de ces effets domine à l'interface. L'estimation se fait grâce à des approximations retrouvées dans la littérature [51] et/ou sur un nombre constant identique pour chaque estimation. Les valeurs utilisées ont été répertoriées dans le tableau [2-1] suivant :

<u>Nom</u>	<u>Symbole</u>	<u>Valeur numérique</u>	<u>Unité</u>
Rayon des spots	r	10^{-6}	m^2
Surface géométrie	A_g	$25 \cdot 10^{-4}$	m^2
Surface moyenne des spots	$\overline{A_s}$	3.1410^{-12}	m^2
Épaisseur de la couche d'oxyde	d	10^{-9}	m
Constante diélectrique du vide	ϵ_0	$8,85 \cdot 10^{-12}$	$F \cdot m^{-1}$
Constante diélectrique relative	ϵ_r	1	-
Distance entre deux plaques	h	10^{-6}	m
Nombre de spots	N	30	-
Conductivité du cuivre	γ	$5,9 \cdot 10^6$	$S \cdot m^{-1}$

Tableau 2-1 : données numériques et estimation des éléments de contact

Capacité d'interface

La capacité d'interface est une capacité induite par le passage de courant à travers un spot. Elle a été mise en évidence par R.Holm et elle est présentée comme une capacité naturellement

présente au niveau d'un spot. Elle est localisée au contact des deux matériaux ce qui peut la rendre difficile à différencier avec la capacité liée à la couche d'oxyde. Cependant, leur origine physique est différente, car celle de la couche d'oxyde n'est due qu'à son aspect isolant.

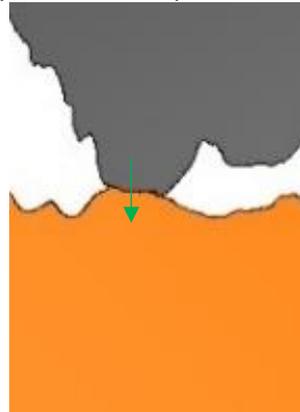


Figure 2-10 : Contribution du champ électrique sur l'effet capacitif au niveau du contact

La capacité naturelle d'une interface est décrite par l'équation suivante :

$$C_{interface} = \frac{\epsilon_0}{\gamma} \frac{1}{R_i} \quad (35)$$

Lorsque le contact est géométrique alors la résistance peut être calculée la manière suivante :

$$R_\Sigma = \frac{J}{2\pi\gamma a} \quad (36)$$

Ce qui donne pour N spot

$$C_{interface} = N\epsilon_0 \frac{2\pi a}{J} \quad (37)$$

Estimation de la capacité des couches d'oxyde

Dans cette estimation, nous considérons h comme étant du même ordre de grandeur que la rugosité et que S est assimilable à A_s . Ce qui nous donne l'estimation suivante :

$$C_{interface} = 30 * 8,85.10^{-12} * \frac{2 * 3,14 * 10^{-6}}{0,42} = 4.10^{-15} F \quad (38)$$

Capacité liée à la couche d'oxyde

Nous avons considéré un spot séparé par une fine couche d'oxyde schématisé comme le montre la figure 2-11. Cette couche d'oxyde étant isolante, elle empêche le passage du courant malgré la présence d'un champ électrique (représenté par la flèche verte) et provoque une capacité. Calculer cette capacité est théoriquement simple, car elle dépend de l'épaisseur de la couche d'oxyde, de la surface en contact ainsi que le champ électrique appliqué. Cela nous donne l'équation 39.

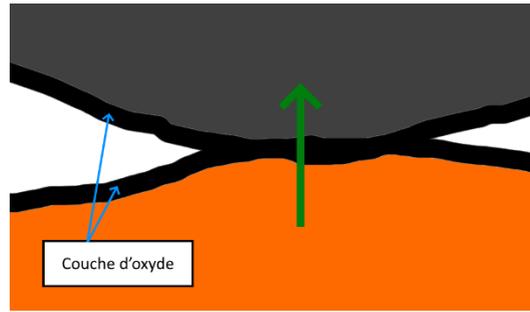


Figure 2-11 : Effet de la couche d'oxyde sur l'effet capacitif

$$C_{oxyde} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A_s}{d} \quad (39)$$

Avec :

ϵ_0 : Permittivité diélectrique du vide

ϵ_r : Permittivité de la couche d'oxyde

A_s : la surface du spot

d : l'épaisseur de la couche d'oxyde

L'ensemble des capacités à l'interface se trouve dans une configuration parallèle ce qui permet une généralisation de l'ensemble des spots par une simple somme comme le montre l'équation 40 suivante :

$$C_{oxytotal} = \sum_{k=1}^N C_{oxyde} = \sum_{k=1}^N \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A_s}{2d} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{N \bar{A}_s}{2d} \quad (40)$$

Avec :

N : Le nombre total de spots

\bar{A} : Surface moyenne d'un spot

Estimation de la capacité des couches d'oxyde

$$C_{oxytotal} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{N \bar{A}_s}{2d} = 8,85 \cdot 10^{-12} \times 30 \times \frac{3,14 \cdot 10^{-12}}{2 \times 10^{-9}} \approx 4,16 \cdot 10^{-13} F \quad (41)$$

Soit $C_{oxytotal} = 0,5 pF$

Capacité géométrique

Ce qui est mis en avant ici, c'est ce que nous avons appelé la capacité géométrique. Ce nom lui est donné, car elle est directement corrélée à la surface qui n'est pas en contact. A faible force, elle sera proche de la surface géométrique d'où son nom. Cette capacité est créée par la distance qui sépare les plaques lorsqu'elles ne sont pas en contact comme l'illustre la figure 2-12. En chaque point, nous pouvons calculer le potentiel entre les deux et ainsi calculer sa capacité.

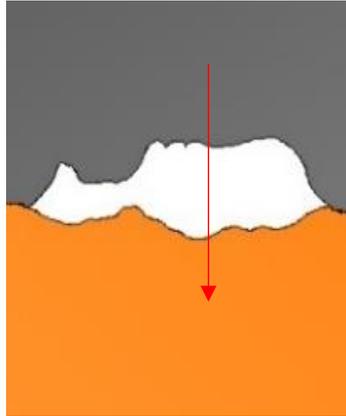


Figure 2-12 : Effet des cavités sur la capacité

La distance entre les plaques sera notée d et sa distance moyenne sera directement liée à la rugosité de surface. C'est pourquoi nous avons estimé une distance moyenne de 10^{-6} m (répertorié sur le tableau [2-1] précédent), car c'est l'ordre de grandeur de la rugosité des surfaces que nous avons étudié. À partir de ces éléments et en considérant que $\epsilon_r=1 \text{ F.m}^{-1}$, il est possible de déduire l'équation de la capacité des plaques grâce à l'équation 42 suivante :

$$C_{\text{plaque}} = \epsilon_0 \frac{A_g - \overline{NA_s}}{h} \quad (42)$$

Estimation de la capacité des plaques

Nous supposons que $A \gg \overline{NA_s}$

$$C_{\text{plaque}} \approx \epsilon_0 \frac{A_g}{h} \approx 8,85 \cdot 10^{-12} \times \frac{25 \cdot 10^{-4}}{10^{-6}} \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ F} \quad (43)$$

Soit : $C_{\text{plaque}} = 0,2 \mu\text{F}$ qui reste faible, mais pourra avoir une influence sur l'impédance d'interface.

Cependant, nous estimons que la capacité des plaques devrait être beaucoup plus grande que celle due à l'oxyde.

Inductance cinétique de Drude

Comme nous l'avons vu, les effets capacitifs sont faibles. Elles seront donc à comparer à l'inductance de Drude créée par l'effet du courant. En reprenant ses calculs [67] pour un courant alternatif, nous obtenons la formule de la conductivité suivante :

$$\gamma(\omega) = \frac{\gamma_c}{(1 + i\omega\tau)} \quad (44)$$

$$\frac{Z(\omega)}{a} = \frac{J}{2\pi\gamma(\omega)a} = \frac{J}{2\pi\gamma_c a} + j\omega \frac{J\tau}{2\pi\gamma_c a} \quad (45)$$

$$L_D = \frac{J\tau}{2\pi\gamma_c a} \quad (46)$$

Pour le cuivre, la conductivité est de $\gamma = 5,96 \cdot 10^7 \text{ S m}^{-1}$ et ainsi estimer τ à partir de la formule suivante : $\tau = \frac{\gamma m_e}{N_e e^2}$. Ce qui nous donne l'estimation de $\tau = 2,499 \cdot 10^{-14} \text{ s}$. Il est donc possible d'estimer la valeur de l'inductance de Drude L_D

$$L_D = \frac{0,43 * 2,5 \cdot 10^{-14}}{2 * 3,14 * 5,96 \cdot 10^7 * 10^{-6}} \approx 2,7 \cdot 10^{-17} \text{ H}$$

Pour une pulsation de $\omega = 1 \text{ kHz}$ nous trouvons $L_D = 2,7 \cdot 10^{-17} \text{ H}$

Conclusion Chapitre 2

Ce chapitre a permis de lister les différents mécanismes de transfert à l'interface ainsi que de les organiser en fonction de leur origine physique. En effet, le phénomène de résistance lié à la constriction des lignes de courant prend ses origines dans la géométrie du contact alors que les autres phénomènes n'existent qu'à travers la mise en contact de deux matériaux distincts. C'est pour cette raison que nous proposons l'analogie électrique fig (2.13) et remise comme suit :

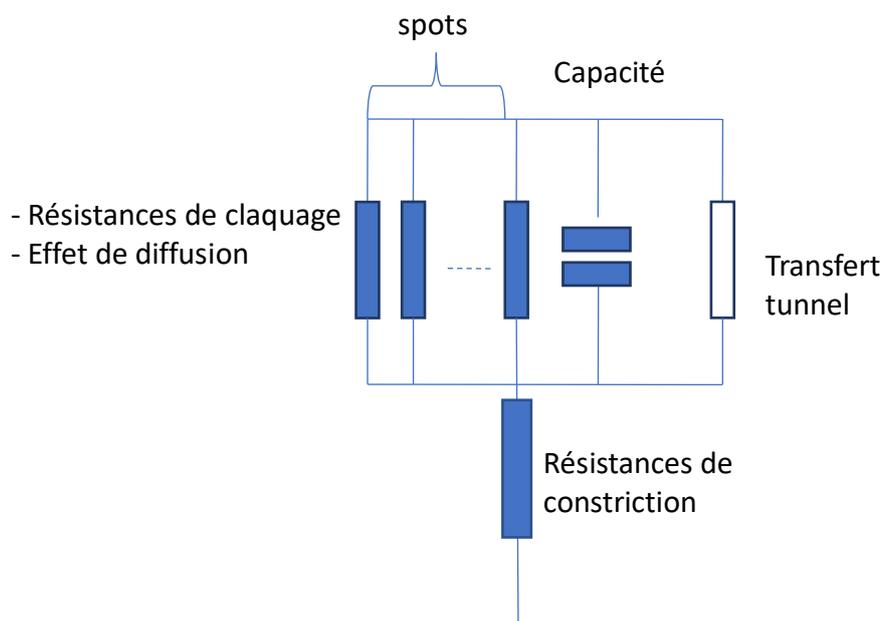


Figure 2-13 : Analogie électrique d'une Interface MultiContacts

Alors que l'effet de diffusion des spots ainsi que l'effet tunnel ont déjà été étudiés par le passé [4]. Cette thèse propose un nouvel apport qui est le transfert électrique par arc à l'interface. Ce nouveau phénomène permet de prendre en compte et d'expliquer de nouveaux phénomènes jamais expliqués comme la caractéristique retour des courbes i-V hystérétiques présentées dans le **Chapitre 5.2 Caractéristiques courant/tension**.

Cette théorie permet dans un second temps de proposer une approche de la résolution du système. En effet pour une tension donnée il est possible de définir une distance en dessous de laquelle un chemin électrique peut exister. Cela implique que la tension appliquée aux bornes du système impose une résolution.

Pour finir, ce chapitre propose une estimation numérique des différents effets capacitifs ou inductifs à l'interface. Cette première estimation laisse supposer que la capacité d'interface domine les autres effets. Cependant, comme nous le verrons dans le **Chapitre 5.5 : Courant/tension alternatif**, la partie imaginaire à l'interface semble être positive et plus complexe que de simples interactions en parallèle.

Chapitre 3 : Études topographiques, états de surface et interfaces.

Maintenant que nous avons formalisé ce qu'est une surface ainsi qu'une interface, nous allons voir dans ce chapitre comment nous pouvons caractériser expérimentalement la surface réelle de contact mécanique connaissant sa surface géométrique. La surface d'un objet est définie par sa topographie, mais aussi sa composition chimique ou encore sa structure cristalline. Ainsi pour définir totalement ces paramètres, nous allons utiliser différentes méthodes de caractérisation pour, dans un premier temps, caractériser au mieux ce qu'est une surface réelle. Et dans un deuxième temps, nous utiliserons ces différentes techniques pour définir la surface de contact réelle.

3.1.Profilométrie

Matériels et méthodes

Afin d'étudier l'état de surface, nous avons utilisé le BRUKER DEKTAK XT.



Figure 3-1 : a) Le profilomètre Bruker DektakXT b) Le profilomètre en fonctionnement sur un plot

C'est un profilomètre mécanique à stylet. Le stylet est une pointe fine qui se déplace le long d'un axe permettant de sonder l'état de surface des matériaux (rugosité, ondulation, etc.). L'avantage d'un profilomètre tactile est qu'il n'est pas affecté par des artéfacts liés à la réflexion lumineuse des objets.

La pointe utilisée dans cet appareil est en diamant et son rayon est de $2\mu\text{m}$. Pour sonder les échantillons, nous avons appliqué une force de 30 mN. Cette force a été choisie, car elle n'altère pas l'échantillon de manière significative après 10 mesures. Le profilomètre est capable de fournir un profil 2D ou 3D (appelé topographie). Avec cette pointe, l'appareil détecte des défauts de l'ordre du micromètre et a une sensibilité sur l'axe des z de $0,1\mu\text{m}$ pour notre range de mesure. Les cartes 3D sont réalisées par une succession de profils 2D. Ces topographies peuvent aller du μm^2 jusqu'au cm^2 . La vitesse de balayage est adaptée à la longueur du profil sondé et à la fréquence d'échantillonnage. Pour obtenir une résolution optimum, il faut que l'échantillonnage soit au minimum deux fois supérieur au rayon de la pointe afin de respecter le théorème de Shannon.

Grâce à ces topographies, il est possible de déterminer la morphologie de surface, les différents paramètres de hauteur (comme l'écart quadratique moyen), les différents paramètres d'espacement et les paramètres hybrides qui sont une combinaison des deux paramètres précédents.

Les paramètres hybrides peuvent donner des renseignements sur l'aplatissement des pics de rugosité par exemple. Nous verrons plus tard ces différents paramètres plus en détail.

◆ Résolution

L'échantillonnage et la résolution sont deux paramètres déterminants. En effet, ces deux paramètres vont avoir une influence sur la morphologie des surfaces. Dans le cas d'un profilomètre tactile, la résolution est donnée par la taille de sa pointe. Cela veut dire que la pointe définit la taille du défaut le plus petit qui peut être détecté par le profilomètre. Il est possible de schématiser la résolution de la manière suivante (Fig. 3-2) :

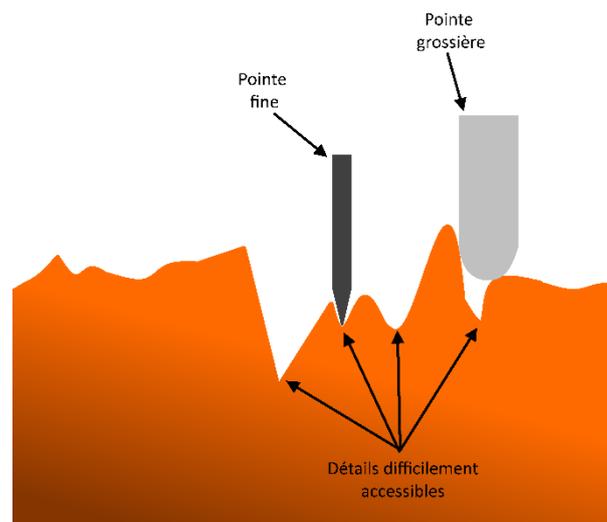


Figure 3-2 : Représentation de fonctionnement du profilomètre pour deux pointes différentes.

Une pointe dont la taille est supérieure aux creux ne pourra pas capturer ses détails. Cela explique très bien la différence de morphologie imposée par deux pointes de tailles différentes. Dans le cas de la pointe grossière, un effet de lissage sera présent alors qu'une pointe plus fine capturera plus de détails de la surface réelle [pour un échantillonnage identique]. Il y aura donc une information différente pour deux résolutions. Cela revient à faire un changement d'échelle (scaling). Cette variation d'information aura une grande influence pour la simulation. Ici, nous nous sommes fixés une échelle de l'ordre du micromètre, car c'est l'ordre de grandeur d'un spot espacé d'une centaine de micromètres dans le cas des spots dilués établis dans la thèse de N.Foy^[48]

◆ Échantillonnage

L'échantillonnage est le nombre de points capturés sur une surface. Alors que la résolution (pour le profilomètre) est donnée par la taille de la pointe, l'échantillonnage dépend des limites physiques de l'appareil, mais aussi de l'utilisateur. Un échantillonnage trop faible peut entraîner une perte d'information alors qu'à l'inverse, un échantillonnage trop élevé peut augmenter le temps de calcul ou le poids d'une image. Dans notre cas, nous optimiserons ce paramètre en respectant strictement le théorème de Shannon afin de ne garantir aucune perte d'information.

◆ Théorème de Shannon : fréquence d'échantillonnage

Dans notre cas, la taille de la pointe utilisée est de 2 µm. Nous pouvons donc appliquer le théorème de Shannon, pour cela nous devons raisonner en nombre d'onde (analogue à la fréquence pour des signaux temporels) qui représente l'inverse des longueurs d'onde. La limite supérieure du nombre d'onde est définie par la taille de la pointe et la limite inférieure est définie par la longueur de l'échantillon. Nous pouvons donc définir l'écart entre les deux par l'équation suivante :

$$\Delta\sigma = \frac{1}{p} - \frac{1}{l} \quad (47)$$

Avec :

- σ : nombre d'ondes
- p : Taille de la pointe
- l : Longueur de l'échantillon

$$\Delta\sigma = \frac{1}{2 \cdot 10^{-6}} - \frac{1}{10^{-3}} \approx 5 \cdot 10^5 m^{-1} \quad (48)$$

Sachant que les longueurs de nos topographies ne seront pas inférieures au millimètre, nous pourrons uniquement considérer la taille de la pointe.

D'après le théorème de Shannon la condition à remplir est que $\sigma_e > 2\Delta\sigma$ où σ_e représente l'inverse de la longueur d'échantillonnage. Ce calcul nous ramène à une longueur d'échantillonnage qui de la moitié de la taille de la pointe (soit 1µm/point pour une pointe de 2 µm) ce qui est réalisée.

Résultats

◆ Évolution mécanique des surfaces : cas des caténares

Afin d'étudier l'évolution de l'usure sur la résistance électrique dans le cadre d'une interface pantographe caténaire, il nous est primordial d'étudier l'évolution mécanique d'une caténaire. C'est pour cela que des expérimentations sur des caténares en cuivre pur (98%) neuves et usées ont été réalisées comme l'illustre la figure 3-3 :



Figure 3-3 : Échantillon de fil de contact neuf (en haut) et de fil de contact usé (en bas)

Elles sont, dans un premier temps, placées dans le profilomètre configuré avec les paramètres de résolution décrit précédemment. Et afin de pouvoir mener une étude approfondie de ces états de surface, plusieurs traitements de surface ont été appliqués sur les topographies ainsi obtenues. Le but étant d'extraire l'écart de forme (ou ondulation) ainsi que la rugosité de surface. La procédure implique

d'affecter 3 traitements d'image différents. Le premier est un filtre statique qui permet de retirer un éventuel offset. Le deuxième filtre appliqué est ce qui s'appelle un « F-Opérateur ». C'est un processus qui permet la suppression d'une forme à notre topographie. Par exemple si nous faisons la topographie d'une bille en acier et que nous voulions étudier l'état de surface il nous faudrait retirer une sphère à la topographie obtenue. Dans notre cas, nous travaillons sur des caténaires. Il faudra donc retirer une forme de cylindre. Le troisième filtre appliqué est un filtre gaussien passe-bas à 0,6 mm. Dans l'industrie le seuil entre l'ondulation et la rugosité est de 0,6 mm. Afin de coller notre étude à un sujet applicatif, nous avons gardé ce seuil de 0,6 mm et appliqué un filtre défini conforme à la norme **ISO 16610-21 :2011**. Ce filtre permet (surtout sur les caténaires usées) de retirer l'écart de forme entre le cylindre parfait (du F-opérateur) et la forme réelle de la caténaire déformée par l'usure. Après l'application de tous ces filtres, il ne reste plus que la rugosité de surface. Nous pouvons donc déterminer les différents paramètres de rugosité dont nous avons parlé dans le paragraphe précédent. **Le protocole d'analyse de surface peut se résumer de la manière suivante :**

- Application d'un **filtre statique** : Permet de retirer un éventuel offset
- Application d'un **filtre F-Opérateur** : opération de suppression de forme
- Application d'un **filtre Gaussien** : retire les composantes à grande longueur d'onde conformément à la norme **ISO 16610-21:2011**

Nous obtenons les résultats suivants :

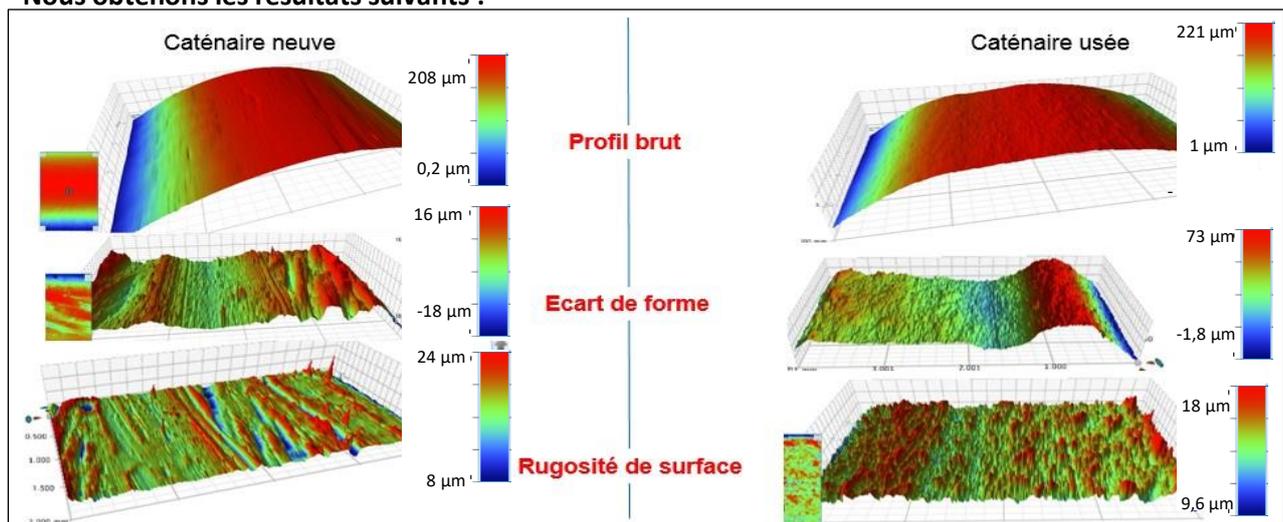


Figure 3-4 : Comparaison des profils, écarts de forme et de la rugosité de surface pour des profils de caténaires neuves et usées

L'analyse des surfaces se fait à plusieurs échelles. La première se fait à une échelle macroscopique à l'ordre 1 et 2 (comme vu au tableau [1-2] du **Chapitre.1.3** et remis comme suit tableau[3-2]). C'est l'étude de l'écart de forme, c'est-à-dire, la différence entre la surface idéale attendue et la surface réelle. L'écart de forme est défini pour une échelle supérieure à 0,6 mm et comprend la déformation des objets par leur usure, mais aussi leurs rayures. Les détails inférieurs à cette dimension sont appelés rugosité de surface que nous étudierons dans un deuxième temps. Ce sont des défauts de l'ordre du micromètre.

Ordre du défaut	Description de la catégorie	Échelle caractéristique	Causes possibles
-----------------	-----------------------------	-------------------------	------------------

1 ^{er} ordre	Déformations d'ensemble : écarts de parallélisme ou de sphéricité.		Réglages inappropriés des paramètres de la machine ou à l'usure de celle-ci.
2 ^{ème} ordre	Ondulations de surface visibles à l'œil nu	Entre 0.5 et 2.5 mm	Vibrations de basse fréquence de la machine et/ou de l'outil
3 ^{ème} ordre	Stries et sillons (pseudo-) périodiques de la surface usinée. Sensibles au toucher.	Inférieure à 0.5 mm	Vibrations de haute fréquence de la machine et/ou de l'outil
4 ^{ème} ordre	Arrachements et sillons profonds non périodiques		Accidents 'violents' infligés aux surfaces : hétérogénéités de la matière et défauts de coupe
5 ^{ème} ordre	Grains du métal	Échelle mésoscopique	
6 ^{ème} ordre	Défauts de l'arrangement de la structure cristalline	Échelle atomique	Présence de lacunes ou de dislocations

Tableau 3-1 : Classification des défauts typiques des surfaces industrielles

◆ Écart de forme

La première étape du traitement des topographies obtenues par le profilomètre est l'application du « F-opérateur ». Cette fonctionnalité permet en réalité de regarder l'écart de forme entre une forme idéale et la forme réelle obtenue. Nous avons comparé les caténaires à des cylindres parfaits. Plus le résultat de cette opération est plat et plus cela signifie que la forme réelle est proche de la forme idéale.

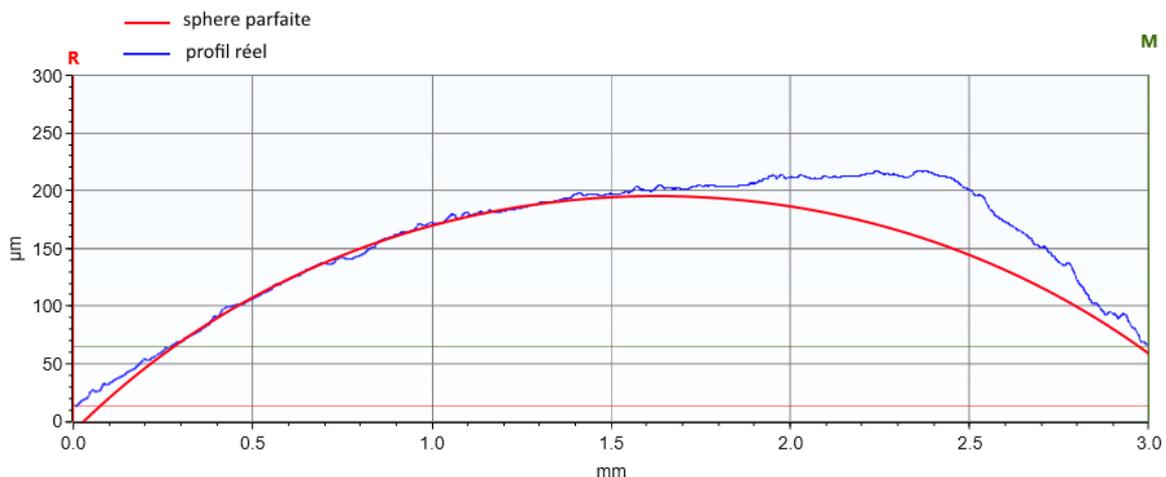


Figure 3-5 : Écart de forme entre un profil réel (en bleu) et une forme idéale (rouge)

Pour expliquer cet écart de forme, nous avons simplement pris un profil 2D réel en bleu (c'est-à-dire mesuré par le profilomètre) et un cercle parfait en rouge. Par simple soustraction des deux profils précédents, nous obtenons le profil suivant :

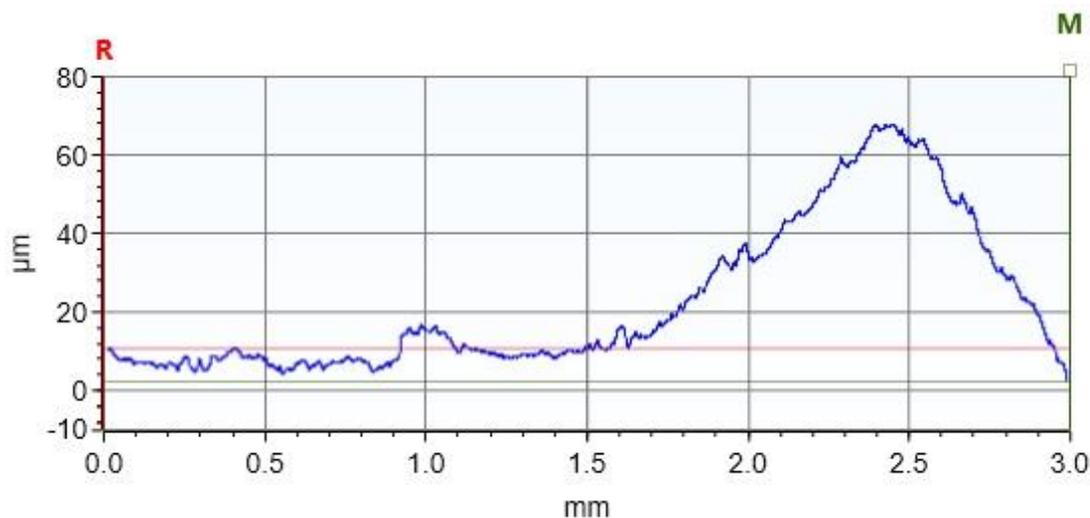


Figure 3-6 : Profile après soustraction de la forme idéale.

Lorsque nous observons l'écart de forme des topographies associées aux profils précédents nous obtenons :

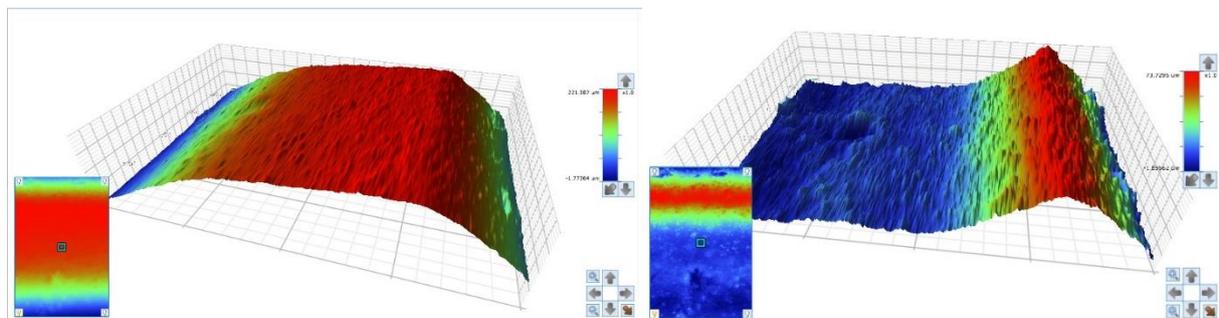


Figure 3-7 : a) topographie 3D d'une caténaire usée

b) Écart de forme d'une caténaire usée

L'ondulation observée sur la figure 3-7-b montre qu'il y a eu une déformation de la caténaire soit à cause d'une perte de matière, par un déplacement de la matière ou les deux. Cette méthode de caractérisation ne permet pas de conclure entre ces trois solutions. En revanche, un autre paramètre peut être extrait à partir de cette topographie. Il s'agit du rayon de courbure le plus proche de ce profil réel. Le rayon est ajusté automatiquement par le logiciel et dans le cas le rayon est de 7,27 cm. Cela implique que l'usure du matériau peut changer l'état de surface qui sera en contact et ainsi faire évoluer la résistance électrique associée.

Dans le cas d'une caténaire neuve nous obtenons les résultats suivants :

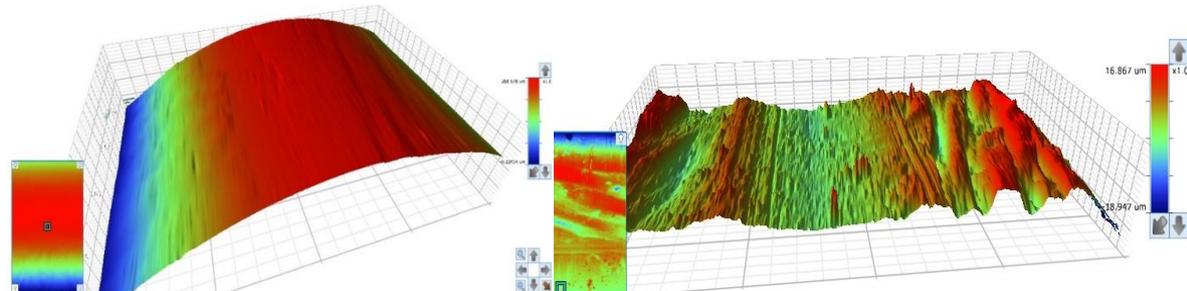


Figure 3-8 : a) topographie 3D d'une caténaire neuve

b) Écart de forme d'une caténaire neuve

Nous pouvons observer que la topographie après traitement du « F-Operator » est très peu ondulée et que les seules imperfections sont dues aux rayures déjà présentes sur les caténaires. Cela permet de se rendre compte que la caténaire a des défauts (défauts d'usage, rayures, coups, etc.)

de l'ordre d'une dizaine de micromètres. Nous avons fait ces comparaisons neuves/usées sur les différents échantillons en notre possession, résumé dans le tableau [3-2] suivant :

Numéro de l'échantillon	Nom de l'échantillon	Rayon caténaire neuve (cm)	Rayon caténaire usée (cm)	Augmentation
1	Echantillon 1 : resist	6	6,9	15,00%
2	Echantillon 2 : Cp	5,85	7,54	28,89%
3	Echantillon 3 : dilato	5,87	7,51	27,94%

Tableau 3-2 : Comparaison de courbure pour des échantillons de fil de contact avant/après usure

Nous pouvons voir une nette augmentation de l'écart de forme entre les caténaires neuves et les caténaires usées. Cela montre clairement un signe d'usure entre les deux types d'échantillons. Cette usure favorise la surface géométrique de contact.

◆ Rugosité de surface

Comme nous l'avons vu, la forme générale d'une surface ainsi que son ondulation est un paramètre important pour définir l'endroit du contact. Or, il est aussi intéressant de regarder la rugosité de surface, car c'est elle qui va définir le nombre de contacts moyen à l'endroit de rencontre. Pour illustrer ce propos dans le cas d'une interface bille/plan nous savons que le contact se fait en un point. Cependant, la rugosité va définir le nombre de contacts en ce point. Ce sujet est approfondi dans le **chapitre 3.4 : Un nouvel outil l'imagerie numérique des surfaces** où une simulation de contact bille plan a été réalisée.

Pour finir, nous allons appliquer le troisième filtre qui est le filtre gaussien. Avec nos réglages il permet de filtrer les hautes fréquences (filtre passe-haut). Filtrer les hautes fréquences signifie que nous retirons les ondulations supérieures à 600 µm pour ne garder que les stries et sillons. Ce paramètre a été choisi comme seuil défini pour correspondre au cadre industriel et ainsi respecter la norme **ISO 16610-21:2011**.

Lorsque nous appliquons le filtre gaussien sur l'écart de forme, nous obtenons pour une caténaire usée :

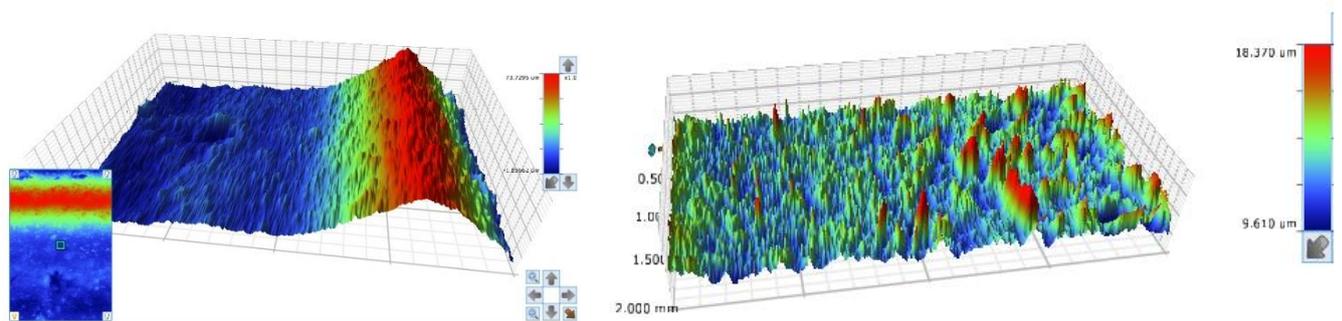


Figure 3-9 : a) Écart de forme d'une caténaire usée

b) Rugosité de surface d'une caténaire usée

Pour le cas de la caténaire usée, il est facile de voir quelles ondulations ont été supprimées par le filtre passe-haut.

Nous pouvons répéter cette opération sur une caténaire neuve. Ce qui donne :

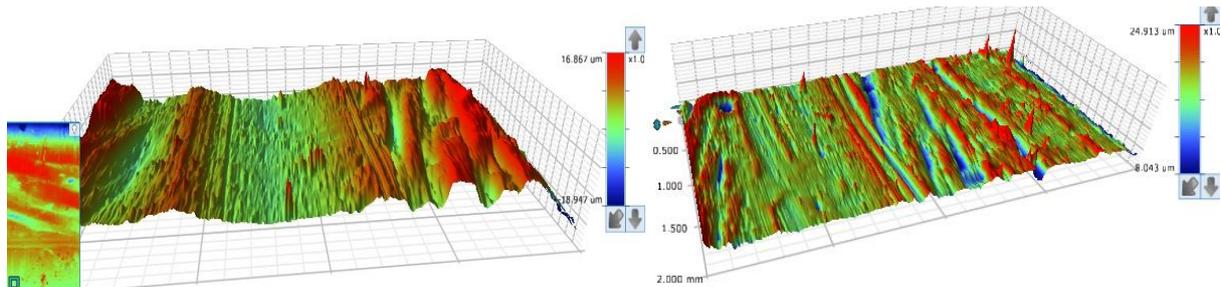


Figure 3-10 : a) Écart de forme d'une caténaire neuve

b) Rugosité de surface d'une caténaire neuve

Si nous reprenons les rugosités de surface des caténaires neuves et usées afin de les comparer nous obtenons :

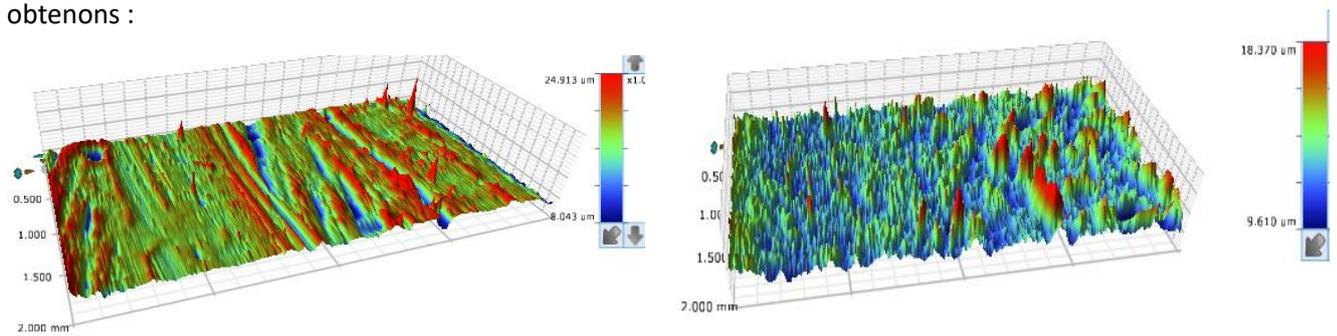


Figure 3-11 : Comparaison Rugosité de surface d'une caténaire neuve (à gauche) et d'une caténaire usée (à droite)

Les différences entre les profils neufs et usés sont flagrantes. Et nous avons déterminé 5 paramètres qui évoluent entre ces deux états. Les cinq paramètres ainsi relevés sont comparés dans le tableau [3-3] suivant :

Paramètre de rugosité	Cuivre neuf	Cuivre usé	Augmentation
Sa	0.737 μm	1.835 μm	149%
Sq	1.115 μm	2.44 μm	119%
Sdq	4.378 deg	9.397 deg	115%
Sds	140.577 1/mm ²	318.035 1/mm ²	126%
Ssc	16.799 1/mm	36.696 1/mm	118%

Tableau 3-3 : Évolution des différents paramètres de rugosité avant/après usure d'un échantillon de caténaire.

Ici l'évolution de ces paramètres n'est que purement qualitative. Ils nous permettent de constater à travers des paramètres objectifs le sens d'évolution d'usure des caténaires. Nous pouvons constater une augmentation du nombre de pics, de l'angle entre la base et leur pointe (Sdq), etc. Une étude plus rigoureuse nous aurait permis de définir avec plus de précision l'évolution de ces paramètres au cours de l'usure des caténaires. Cependant, cela n'a pas été réalisé pour deux raisons. La première raison provient du manque d'information sur l'origine des caténaires. En effet, nous ne savons pas combien de temps elles ont été en service, combien de trains sont passés, avec quelles forces, etc. La deuxième raison provient du fait que nous avons concentré nos efforts afin de déterminer dans quel sens chaque paramètre fera évoluer la résistance de contact. Les différents paramètres de rugosité peuvent être importants dans le cadre des interfaces multicontacts, car il sera possible, lorsque leur compréhension sera suffisante, de faire le lien entre un paramètre statistique et la résistance statistique de l'interface. Aujourd'hui cette question est encore ouverte et fait l'objet de

publication. Afin de mieux comprendre ces paramètres (aussi appelé S-parameters en anglais) nous les avons expliqués plus en détail dans le **Chapitre 1.3 Ensemble gaussiens de profils**.

3.2. État de surface

Matériel et méthode

◆ Microscopie à balayage

Nous avons travaillé sur le Microscope Électronique à Balayage QUANTA 200F. Contrairement au Profilomètre, le MEB permet une imagerie ainsi qu'une analyse chimique de la surface.

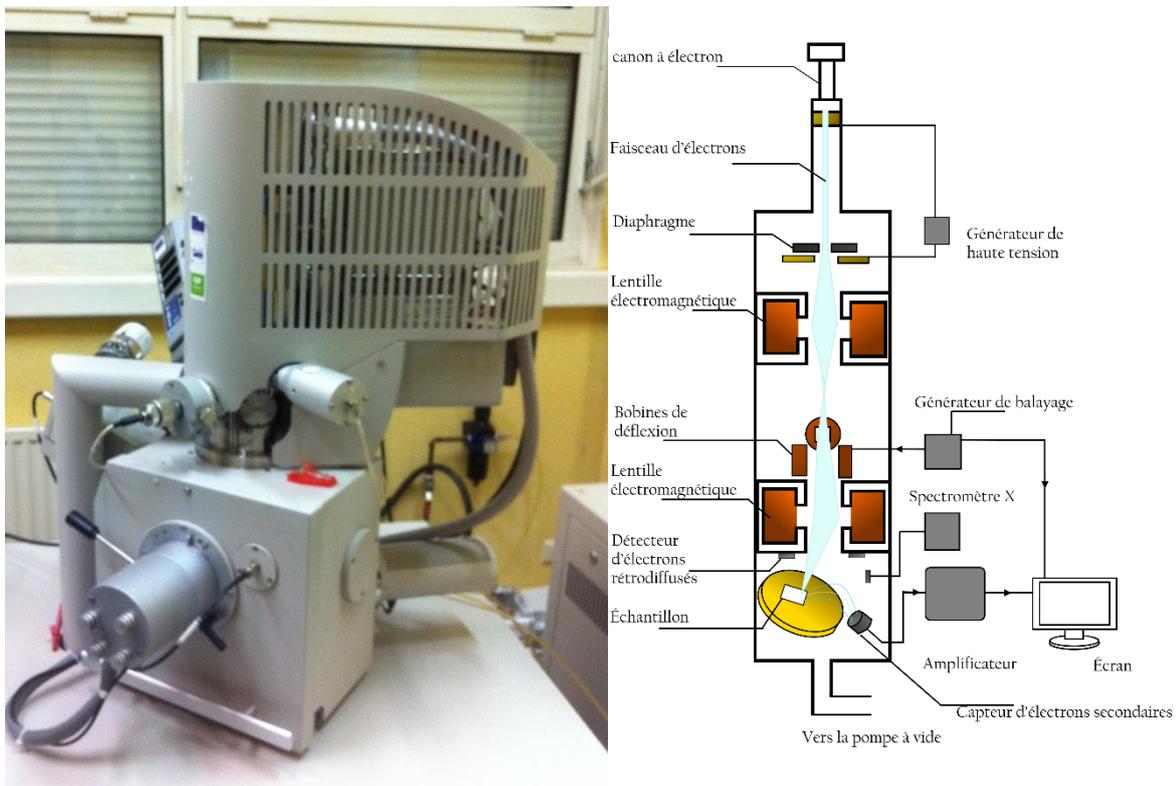


Figure 3-12 : a) Photographie du MEB Quanta 200F

b) Schéma de fonctionnement du MEB

Nous avons pu grâce à ce microscope descendre à une échelle de grandeur de l'ordre de la centaine de nanomètres. Le principe de fonctionnement se base sur l'analyse des électrons après interaction avec l'échantillon [68].

Le but est de focaliser un faisceau d'électrons grâce à un système de lentilles électromagnétiques afin de les faire interagir avec l'échantillon. Le faisceau est généré par un canon à électrons soumis à haute tension, 20 000kV dans notre cas. Il existe différents types d'interactions avec la matière, résumés dans le schéma suivant :

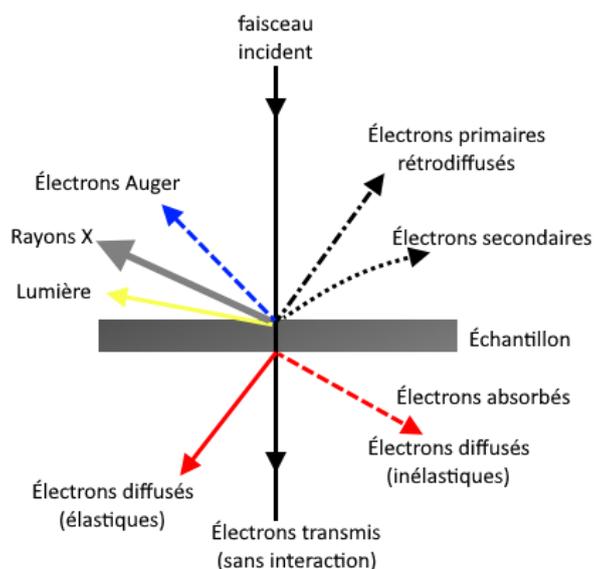


Figure 3-13 : Schéma des différentes interactions des électrons incidents

Il existe un mode pour chaque interaction avec la matière. Dans notre cas, nous avons fait une imagerie par les électrons secondaires ainsi qu'une carte chimique par analyse des rayons X émis.

Imagerie par les électrons secondaires

Nous avons pu faire, grâce au microscope, une image de la surface en 2D pour les caténaires neuves et usées à différentes échelles.

◆ Caténaire neuve

Pour la caténaire neuve, nous avons obtenu les images suivantes :

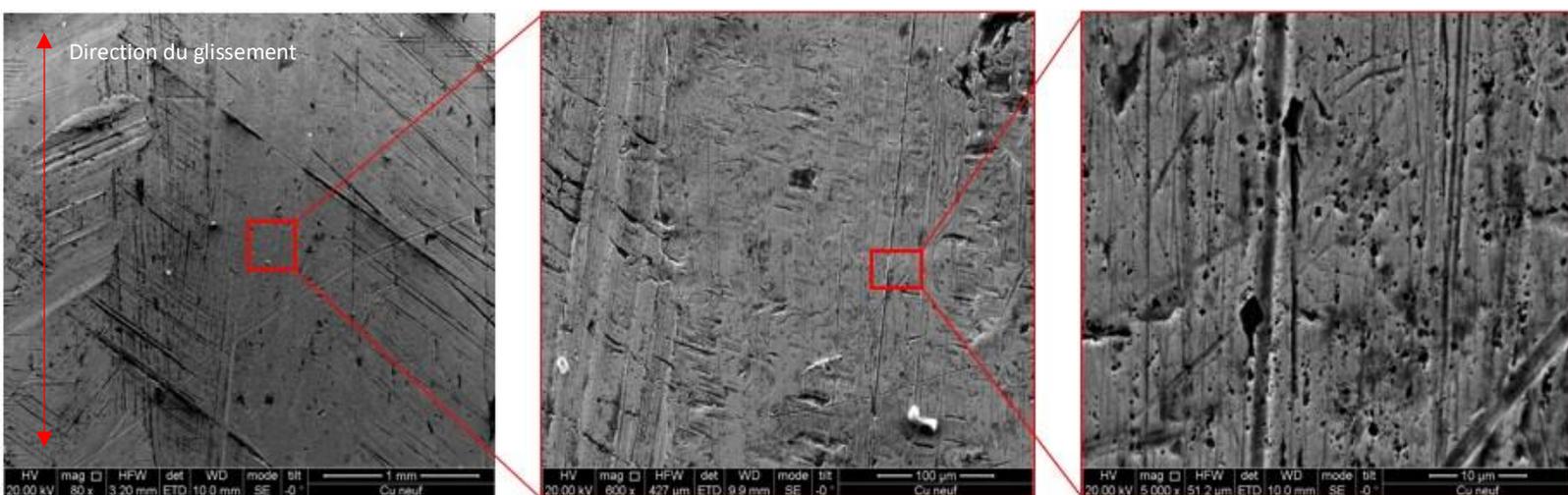


Figure 3-14 : a) Surface zoom x80

b) Surface zoom x600

c) Surface zoom x5000

Les images représentent la caténaire neuve à différentes échelles. L'image a) est du même ordre de grandeur que les profils précédemment réalisés (au profilomètre) et représentent environ

9mm². Nous pouvons observer des rayures ce qui appuie les résultats obtenus sur les profils. Sur les images b) et c) nous pouvons voir qu'à chaque changement d'échelle des microrayures apparaissent.

◆ Caténaire usée

Pour la caténaire usée, nous avons obtenu les images suivantes :

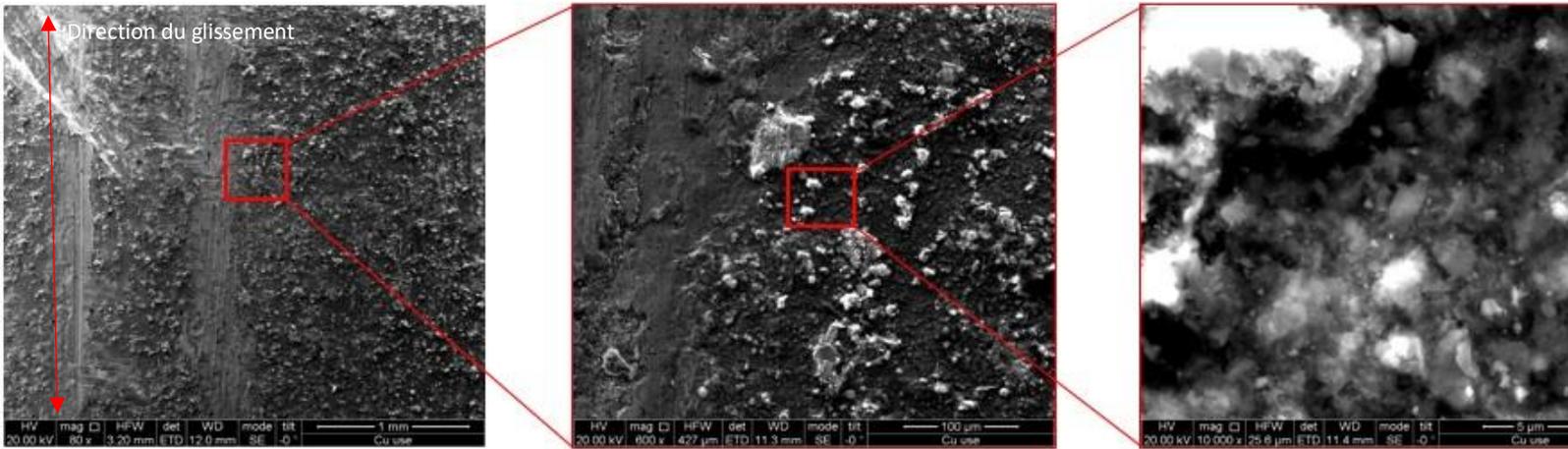


Figure 3-15 : a) Surface zoom x80

b) Surface zoom x600

c) Surface zoom x5000

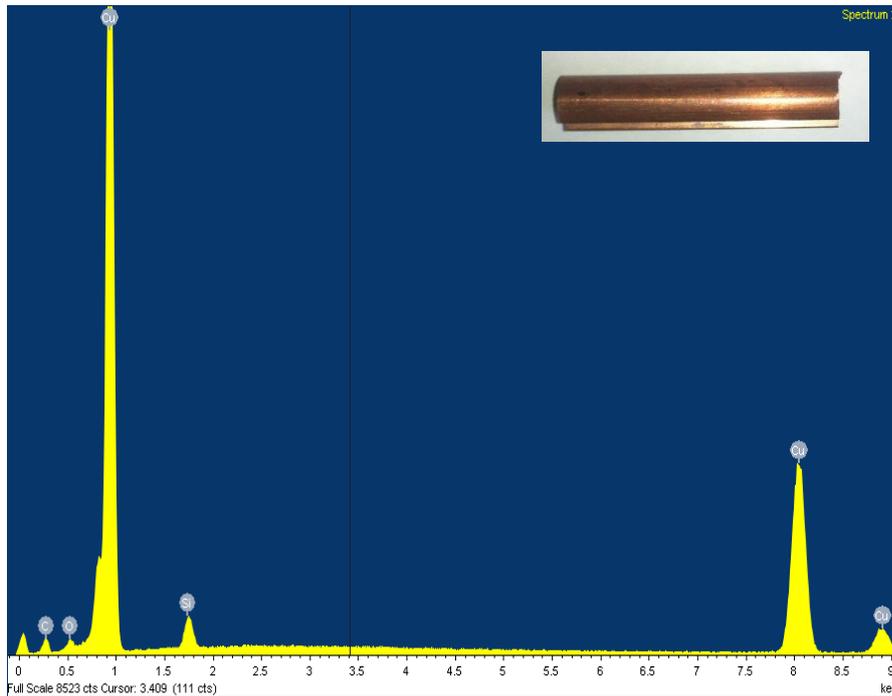
Afin de mieux comparer les images entre les caténaires neuves et usées, nous avons suivi le même protocole. Nous pouvons voir sur la figure 3-15-A une forte rugosité apparaitre. Il y a aussi deux rayures verticales qui sont visibles à l'œil nu et qui laissent apercevoir le cuivre de la caténaire. Les zones rugueuses sont les endroits où la caténaire est noire du au dépôt de carbone. Ces zooms successifs confirment que la rugosité est différente pour chaque échelle.

Carte chimique EDX

Comme nous l'avons vu précédemment, le test EDX (Energy Dispersive X-ray) consiste à une analyse des rayons X émis par l'interaction des électrons avec l'échantillon. L'information ainsi obtenue nous donne la composition des atomes la surface des objets. Les résultats sont sous la forme d'un spectre dont l'intégrale est égale à 1

Pour la caténaire neuve, nous avons obtenu les résultats suivants :

◆ Caténaire neuve



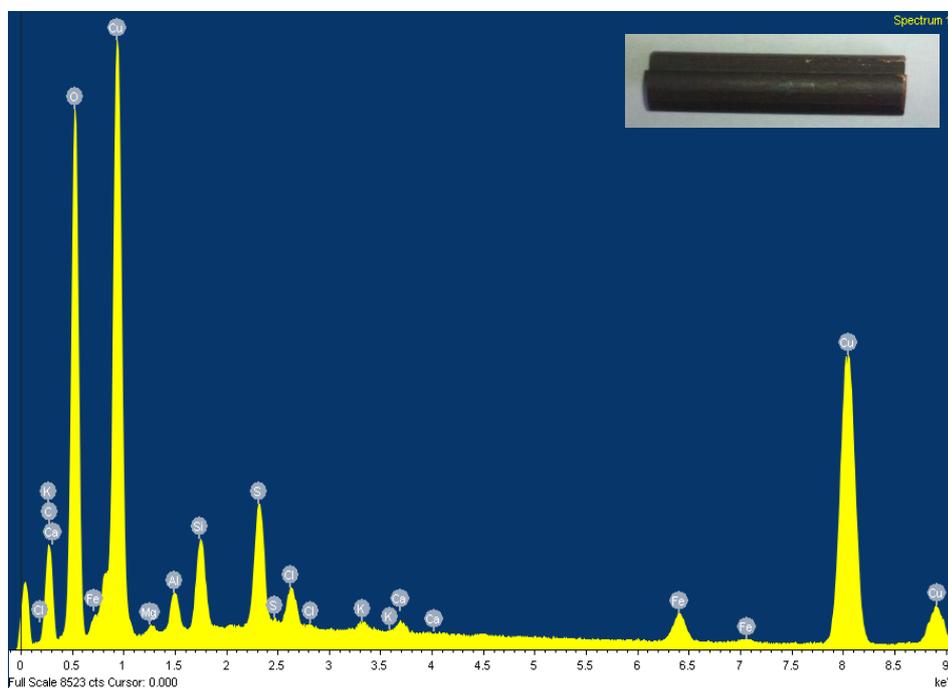
Éléments	% atomique	% massique
C	38,09	11,44
O	5,02	2,01
Si	4,37	3,07
Cu	52,52	83,47

Figure 3-16 : Spectre en énergie du rayonnement fluorescent d'une caténaire neuve

Chaque pic du spectre représente un pourcentage de l'énergie d'un photon émis par fluorescence. Il est ensuite converti en pourcentage atomique et en pourcentage de masse. Les données du tableau sont donc complémentaires au spectre, mais comme elles ne donnent pas la même information, elles ne sont pas directement comparables.

Nous voyons grâce à ce tableau que le pourcentage de cuivre est inférieur à 98%. Cela s'explique par l'oxydation du cuivre qui ajoute une impureté à la surface de la caténaire.

◆ Caténaire usée



Eléments	%Atomique	%Massique
C	51,04	30,33
O	34,08	26,98
Mg	0,24	0,29
Al	0,4	0,53
Si	0,8	1,11
S	0,98	1,56
Cl	0,5	0,87
K	0,09	0,18
Ca	0,11	0,21
Fe	0,86	2,37
Cu	10,9	34,27

Figure 3-17 : Spectre en énergie du rayonnement fluorescent d'une caténaire usée

Nous pouvons voir apparaître beaucoup d'éléments supplémentaires et un accroissement significatif de la proportion de carbone sur la caténaire. La technique EDX ne sonde pas dans la profondeur du matériau, ce qui explique pourquoi le pourcentage de masse du cuivre n'est plus le plus important ce qui traduit un dépôt sur la caténaire. Grâce à la comparaison neuve/usée, nous pouvons identifier les éléments du dépôt. Il aurait été intéressant de comparer ce dépôt à la composition chimique d'un échantillon de bande de captage.

◆ Comparaison

Si nous comparons les deux évolutions, nous pourrions voir quels éléments se sont déposés sur les caténaires.

Éléments déposés sur les caténaires	Éléments apparus
-C	-Mg
-O	-Al
-Ca	-Fe
-Cl	
-S	

Tableau 3-4 : Éléments chimiques apparus après usure du fil de contact

Fil de contact :

Comme nous nous y attendons, le dépôt se fait de la bande de captage vers la caténaire. Les éléments du dépôt sont le carbone, l'oxygène, le calcium, le chlore, et le soufre. Ces éléments seront importants par la suite pour le modèle du transfert électrique, car ce sont les éléments qui constituent le lubrifiant entre la bande de captage et la caténaire.

Éléments apparus :

Le fer, l'aluminium et le magnésium sont trois éléments retrouvés sur les caténaires alors qu'ils ne sont pas présents dans les bandes de captage en carbone pur. Le magnésium nous fait penser qu'il s'agit des éléments d'un autre type de bandes de captage. Cependant, l'aluminium ainsi que le fer sont des éléments intéressants à retrouver, car ce sont les éléments composant l'archer [la tête des pantographes]. Cela veut dire que les arcs électriques présents pulvérisent ces éléments de la bande de captage vers le fil de contact.

Analyse Diffraction Rayons X

Afin de mieux comprendre la théorie du transport électrique entre le pantographe et la caténaire, il est nécessaire de connaître la structure cristalline de la bande de captage. C'est pour cette raison que nous avons analysé les échantillons de carbone pur neuf/used par diffraction. L'appareil de détection utilisé est le **Discover D8 de chez BRUKER**.



Figure 3-18 : Discover D8 de chez BRUKER

Le Discover D8 permet de faire varier l'échantillon dans les 3 axes X, Y et Z et de faire tourner l'échantillon afin de faire varier le plan cristallographique. Une fois ces réglages faits, il est ensuite possible de faire varier l'angle θ entre 0° et 90° qui représente l'angle entre la normale de l'échantillon et le capteur.

◆ Principe d'une analyse par diffraction des rayons X

La diffraction des rayons X (DRX, ou XRD pour X-ray diffraction) est une technique d'analyse fondée sur la diffusion élastique de rayons X par un solide, qui donne lieu à des interférences d'autant plus marquées que la matière est ordonnée (cristallin). Pour les matériaux non cristallins, on parle plutôt de **diffusion des rayons X**.

La DRX utilise un faisceau de rayons X qui, rencontrant un cristal, est renvoyé dans des directions spécifiques déterminées par la Loi de Laue [69-70], qui dépend de la longueur d'onde des rayons X et de la distance entre des plans d'atomes ordonnés sur le réseau cristallin. Par la mesure des angles et de l'intensité des rayons diffractés, il est possible de remonter aux dimensions de la maille et aux symétries de la structure cristalline (groupe d'espace), ainsi que d'obtenir une image tridimensionnelle de la densité électronique dans la maille. À partir de cette densité électronique, la position moyenne des atomes du cristal formant le motif cristallin peut être déterminée ainsi que la nature de ces atomes (dans une certaine mesure), leurs liaisons chimiques, leur agitation thermique et d'autres informations structurales.

Pour aller plus loin, la diffraction des rayons X est développée en **Annexe 2**. Nous nous limiterons dans cette thèse à une étude de la structure de la bande de captage afin de déterminer si les procédés de fabrication permettent un état cristallin et essayer de déterminer dans quel sens cette structure évolue en fonction de l'usure.

L'analyse par cette méthode a été réalisée sur des échantillons de bande de captage circulaire de 1 cm de diamètre et de 1 mm d'épaisseur.

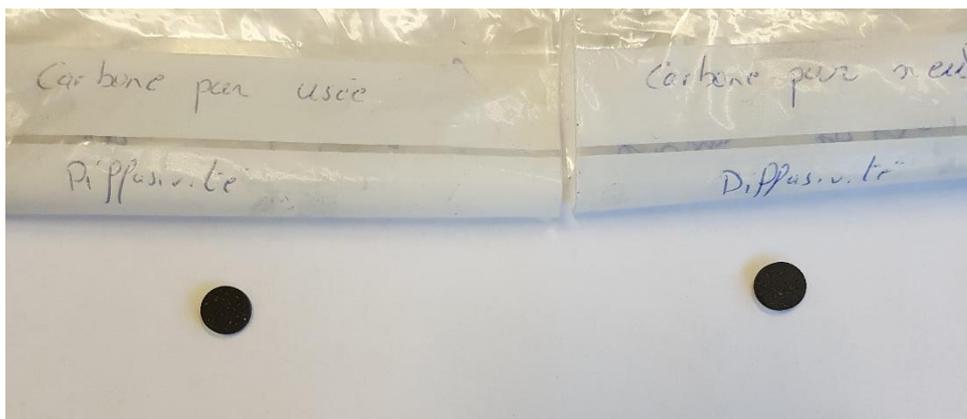


Figure 3-19 : Échantillon de carbone pur usé à gauche et neuf à droite

◆ Résultats

Après analyse nous obtenons les diagrammes suivants (fig. 3-20) :

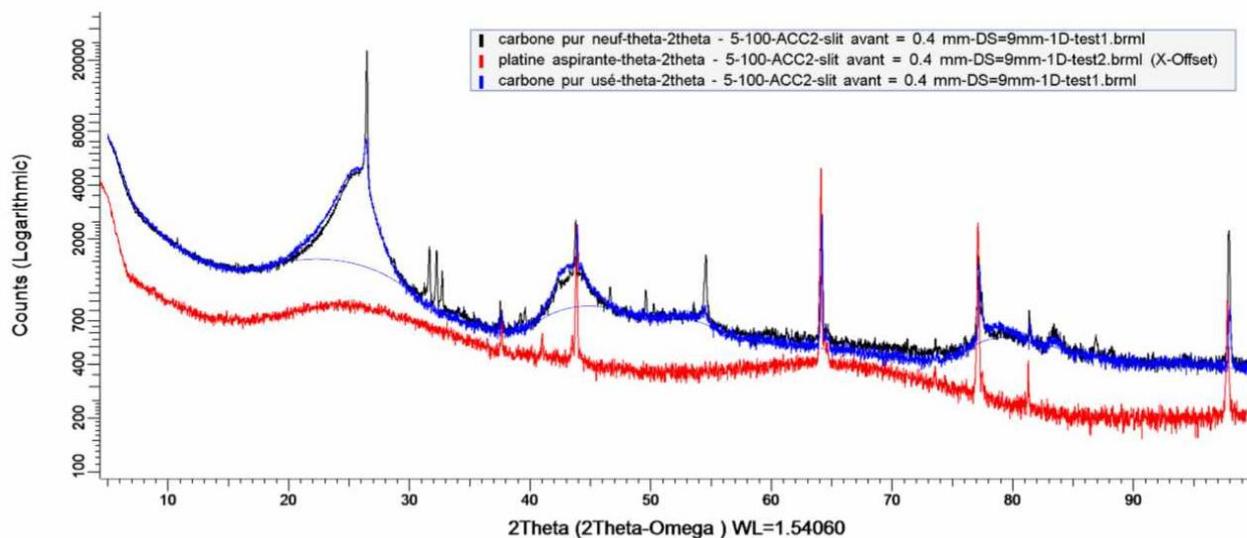


Figure 3-20 : Diagramme des échantillons neuf/usé

Dans un premier temps, nous avons mesuré les pics de diffraction venant du porte-échantillon (**en rouge**), car comme les échantillons de la bande de captage ne sont pas complètement opaques aux rayons X, les caractéristiques du porte-échantillon sont visibles.

Dans un deuxième temps, nous avons mesuré les pics de diffraction de l'échantillon de carbone pur neuf (**en noir**) et ceux venant du carbone pur usé (**en bleu**).

Dans les deux cas neuf/usé nous pouvons voir des pics qui ne correspondent pas au porte-échantillon. Cela veut dire que nous avons une structure cristalline dans nos échantillons de bande de captage.

Nous pouvons voir aussi des pics beaucoup plus larges vers 25° et 45°. Ces pics nous montrent que les bandes de captage en plus d'être composées d'une phase cristalline contiennent également une phase amorphe.

Cette méthode nous permet aussi de déduire la nature des cristaux présents dans ces échantillons. La base de données nous indique deux cristaux différents, du graphite ainsi que du carbonate-hydroxylapatite :

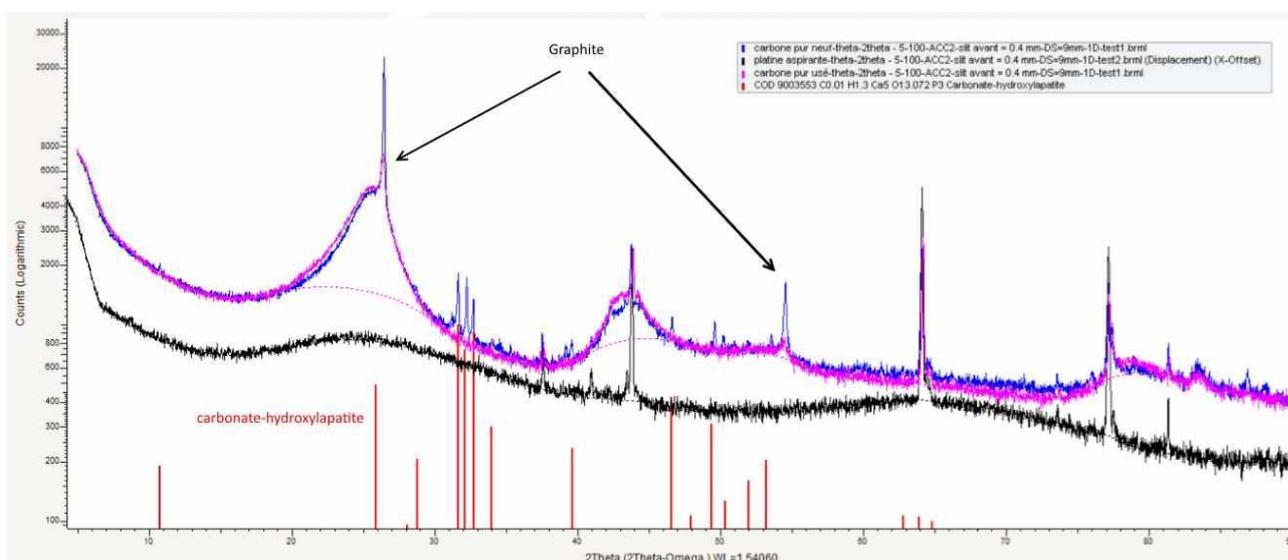


Figure 3-21 : Comparaison du diagramme au carbonate-hydroxylapatite (en rouge)

◆ Conclusion

Nous pouvons voir que notre échantillon comporte une phase cristalline et une phase amorphe en même temps. L'usure de la bande de captage montre qu'il y a un désordre qui se crée et qui se traduit par une diminution de la structure cristalline pour devenir amorphe. Nous pouvons voir la disparition quasi totale du deuxième composé qui confirme la perte de structure. Ce changement de structure peut se traduire par une variation de résistance et peut donc être à l'origine d'un échauffement plus important. De plus, ce changement de structure peut traduire une évolution de la surface de contact. Cette évolution peut être expliquée par une étude thermodynamique de la surface comme cela est développé en annexe.

Nous pouvons aussi conclure que nos échantillons sont composés de graphite et de carbonate-hydroxylapatite. Ce deuxième composé disparaît après usure sûrement due à un fort échauffement.

3.3. Interface mécanique

Mesure de la surface de contact

◆ Introduction

Afin de comprendre la problématique d'une forte résistance électrique à l'interface, il nous est nécessaire de connaître la nature de l'interface. Et dans le cas d'une interface multicontact, il nous faut estimer l'ordre de grandeur des surfaces réelles de contact. Or, l'un des problèmes majeurs des interfaces est qu'il est très difficile de trouver un moyen de les mesurer pour des raisons que nous avons déjà évoquées (problème d'échelle, etc.), mais aussi, dans notre cas, parce que ces surfaces sont des métaux. Cela les rend opaques à la plupart des appareils de mesures. Un essai de visualisation a été réalisé grâce à du papier d'occlusion qui ne marque que sous une certaine pression. Ces résultats seront avant tout qualitatifs, car l'impression de ce type de papier dépend de beaucoup de facteurs. Mais cela nous renseigne sur la nature des interfaces multicontacts et sur la nature du régime de transport.

◆ Papier d'occlusion

Le papier d'occlusion est une feuille couverte d'encre permettant d'imprimer un contact. Ce type de papier présente certains avantages, mais aussi quelques défauts. Notre but sera donc de vérifier, en prenant certaines précautions, que nous avons affaire à des interfaces multicontacts, grâce à une série d'expérimentations permettant de valider cette hypothèse et de la confronter à nos simulations.

Le principe reste simple, lorsque le papier d'occlusion est soumis à une pression trop grande, l'encre bleue se détache du papier et s'imprime sur l'objet en contact. Notre but est de récupérer les contacts entre la caténaire et le pantographe nous mettrons donc ce papier à l'interface. Il nous faut ajouter une feuille de papier à cette interface afin d'imprimer le résultat. Nous appellerons cette feuille le témoin. Pour finir, nous rajoutons une feuille de l'autre côté du papier d'occlusion pour éviter de déposer de l'encre à l'interface et de la contaminer par cette méthode. Cette feuille n'étant pas utile pour l'expérimentation nous prenons le papier le plus fin possible. Nous appellerons cette feuille le film protecteur.

Pour résumer, l'interface se compose de :

- La caténaire
- Le film protecteur
- Le papier d'occlusion
- Le témoin
- Le pantographe

Nous pouvons déjà nous apercevoir que cette méthode est très limitée, car, quelle que soit l'épaisseur d'une couche de papier, nous sommes obligés d'en superposer 3. Cela indique que nous introduisons une épaisseur non négligeable qui peut altérer le contact que nous voulons observer. Nous serons donc vigilants sur les conclusions que nous tirerons de ces expériences.

◆ Interface

Afin de pouvoir comparer les résultats expérimentaux à nos simulations, nous remplacerons la bande de captage par une plaque rigide en acier de 5 cm de long que nous assimilerons au plan parfait. Ce qui nous donne la combinaison de la figure 3-22.

◆ Système

Dans un deuxième temps, nous allons placer cette interface dans un montage qui va nous permettre de contrôler la force appliquée. Ce qui nous donne le montage final suivant :

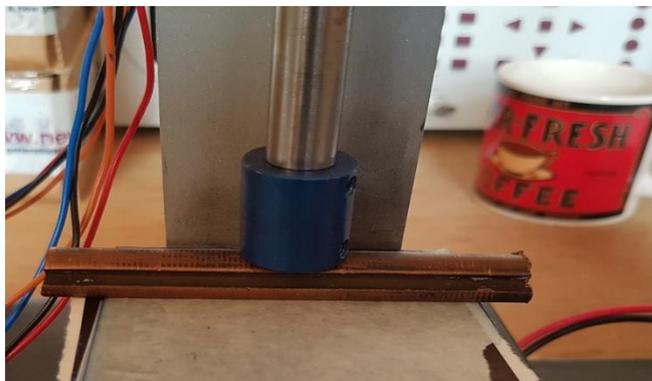


Figure 3-22 : Montage expérimental de visualisation des contacts. En haut : superposition des différentes épaisseurs de feuilles. En bas : pression du système sur la caténaire. À droite : accumulation des poids pour le contact.

Ce montage expérimental pourra nous permettre de faire varier deux paramètres importants qui seront la charge appliquée, mais aussi la nature du papier témoin.

◆ Différents papiers

Le premier paramètre que nous avons fait varier est la nature du papier. En effet comme nous l'avons vu précédemment cette méthode de caractérisation est très intrusive. Nous avons donc essayé de faire le contraste entre un papier épais (80 g/m²) et du papier très fin (du papier à cigarettes). Pour une force appliquée de 70 N. nous obtenons :



Figure 3-23 : Papier témoin à l'interface caténaire/plaque d'acier à 75 N : en haut papier 80 g/m² en bas papier à cigarette

Il est possible d'observer à travers cette simple expérience que la surface de contact est plus grande sur le papier plus épais (feuille en haut) et une surface beaucoup plus petite sur la feuille plus fine (feuille en bas). Ce résultat peut paraître normal, car si le papier est plus épais, il peut être en contact avec des spots qui ne devraient pas se toucher. Cela veut dire que nous sur évaluons le contact avec du papier épais. Cependant, nous utiliserons le papier épais pour les raisons pratiques suivantes :

- Une surface plus grande est plus facile à traiter informatiquement
- Elle permet des nuances de bleu. Ces nuances sont liées à la répartition de la force sur les spots

Nous pourrons grâce à cette méthode étudier deux phénomènes, la surface de contact ainsi que la répartition de la force sur chaque spot.

Quel que soit le papier utilisé, nous pouvons voir l'aspect multicontact. En effet à l'échelle millimétrique nous pouvons dénombrer les spots. Cela prouve que notre approche est pertinente pour ce sujet. Cette approche est d'autant plus pertinente que la plupart des essais électriques ont été réalisés sur des plaques de cuivre 625 mm². Ce qui est du même ordre de grandeur que la surface apparente de contact de notre caténaire usée.

Résultats

Nous obtenons le résultat suivant :

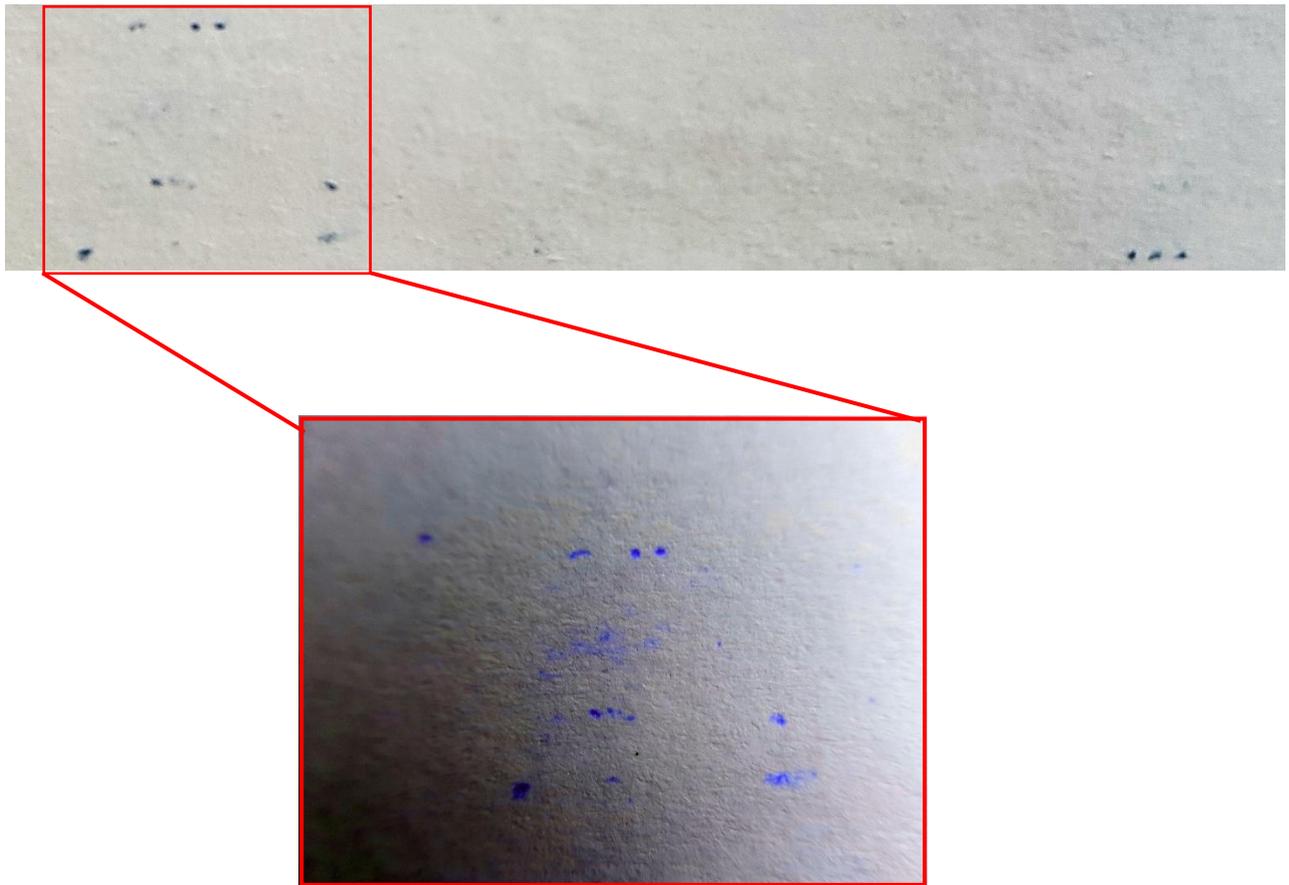


Figure 3-24 : Résultats bruts obtenus après compression

Nous avons déjà vu l'aspect multicontact plus haut, nous nous attarderons sur les différentes nuances de bleu. En effet, le papier d'occlusion à la particularité de marquer d'une nuance plus sombre lorsque la force est plus grande. Ce zoom (ainsi que le traitement d'image) permet de mettre en évidence différentes nuances. Ce qui prouve que le champ de forces n'est pas uniforme d'un spot à l'autre. Ce comportement peut avoir une influence sur la résistance de contact ou sur la résolution à utiliser.

◆ Différentes forces

Cependant, nous avons fait varier la force. Nous avons répété l'expérience pour 4 forces différentes : 30 N, 45 N, 60 et 75N. Afin de pouvoir traiter les données, nous avons scanné et traité chacun de ces résultats à l'aide d'un scanner.

La numérisation s'est faite grâce à un scanner **Lexmark X4650** à 600 dpi. Afin de simplifier le traitement des images futures, nous allons directement scanner en échelle de gris. Chaque nuance de bleu sera donc convertie en un gris plus ou moins foncé en fonction de la nuance de bleue. Nous obtenons les résultats suivants :

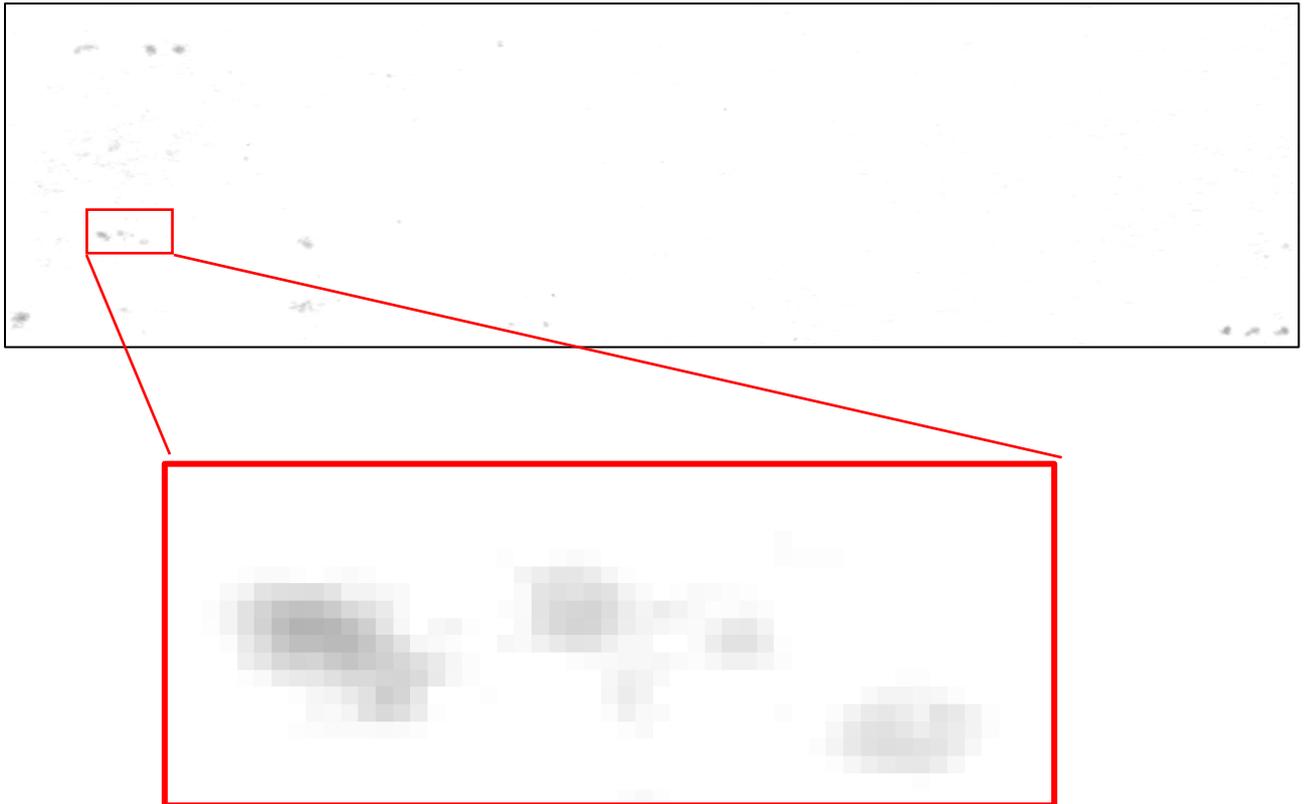


Figure 3-25 : Résultat numérisé

L'ensemble de ces numérisations est ensuite traité pour détourer chacun des spots et calculer la surface totale de contact. L'ensemble des résultats s'est fait sur du papier 80 g/m² et sur une caténaire usée. Nous obtenons le tableau [3-5] suivant :

Force appliquée (N)	Surface de contact (mm ²)	Nombre de spots	Carte de contact
45 N	4,02	229	
75 N	15,08	492	

Tableau 3-5 : Evolution des différents paramètres de contacts en fonction de la force

Comme nous l'avons déjà vu, l'erreur introduite par cette méthode ne nous permet pas d'avoir des résultats fiables, mais ces données peuvent être une indication du comportement. Nous pouvons constater l'ensemble des points suivants :

-
- La surface de contact augmente avec la force
 - Le nombre de contacts n'est pas proportionnel à l'aire de contact réelle.
 - Il est possible de constater la croissance de la surface des spots ce qui implique la fusion avec les spots voisins : Il y a coalescence.

Ces résultats permettent de faire une estimation du contact pour une gamme de force proche de celle établie entre le pantographe et la caténaire. Cela atteste de la notion de multicontact et permet de faire la part des choses entre l'aire géométrique et l'aire réelle de contact. Cette expérience permet aussi de justifier les échauffements à l'interface, car si un fort courant d'une centaine d'ampères passe par quelques millimètres carrés, cela implique des résistances de constriction très forte donc des échauffements locaux importants.

3.4.Application : Un nouvel outil l'imagerie numérique des surfaces

Logiciel de simulation des interfaces

Le papier d'occlusion ayant ses propres limites puisque c'est une méthode invasive, peu précise et avec une échelle inconnue. C'est pour ces raisons qu'une simulation du contact mécanique a été développé. Nous expliquerons dans cette partie comment la simulation fonctionne et quels résultats nous en avons tirés. Pour commencer, une interface Bille/Plan a été mise en place. C'est un contact ponctuel et elle présente l'avantage d'être le sujet d'étude physique le plus simple [dans le cas des interfaces multicontacts]. Nous finirons cependant par comparer des contacts plus complexes comme celui d'une interface pantographe/caténaire.

◆ Noyau de calcul

Comme nous venons de le préciser, il nous a été nécessaire de développer une simulation numérique de l'interface. Cette simulation fait suite à celle de Nicolas Foy développée lors de sa thèse. Cependant, une amélioration a été ajoutée pour permettre de calculer une carte de contact à partir de deux surfaces réelles. La mise à jour de cette simulation a permis d'apporter plusieurs compléments comme la surface réelle de contact, le nombre réel de contacts, mais surtout leur géométrie ainsi que leur évolution au cours du déplacement. L'ensemble de ces points apporte une explication ainsi qu'une prédiction de certains phénomènes liés à la compression. Ces résultats seront exposés dans le chapitre suivant **chapitre 4 : Simulation de la résistance électrique**. Ici, nous nous intéresserons surtout à développer comment nous obtenons les cartes de contact ainsi que leur évolution.

◆ Principe de fonctionnement

L'objectif de cette simulation est donc d'écraser deux surfaces réelles l'une contre l'autre afin d'obtenir une carte de contact réaliste. Il nous a donc été nécessaire de pouvoir importer les topographies obtenues par profilométrie. Pour pouvoir être traitées numériquement, elles ont été converties sous forme de matrice de point dans le logiciel Matlab nommées M_1 et M_2 respectivement la matrice de la surface inférieure et supérieure. Où chaque composant de M_1 et M_2 correspond un

pixel de la surface totale. L'aire du pixel est définie par les conditions expérimentales (que nous avons définies à $1 \mu\text{m}^2$). Ces deux matrices sont ensuite mises en regard séparées par la hauteur h définie par la somme des maximums de M_1 et M_2 :

$$h = \max(M_1) + \max(M_2) - \min(M_1) - \min(M_2) \quad (49)$$

Ensuite la simulation procède à une mise en contact des deux surfaces par le déplacement de M_2 . L'évolution de l'écrasement est mesurée par le déplacement δ . L'ensemble de ces étapes ont été représentées par la figure 3-26.

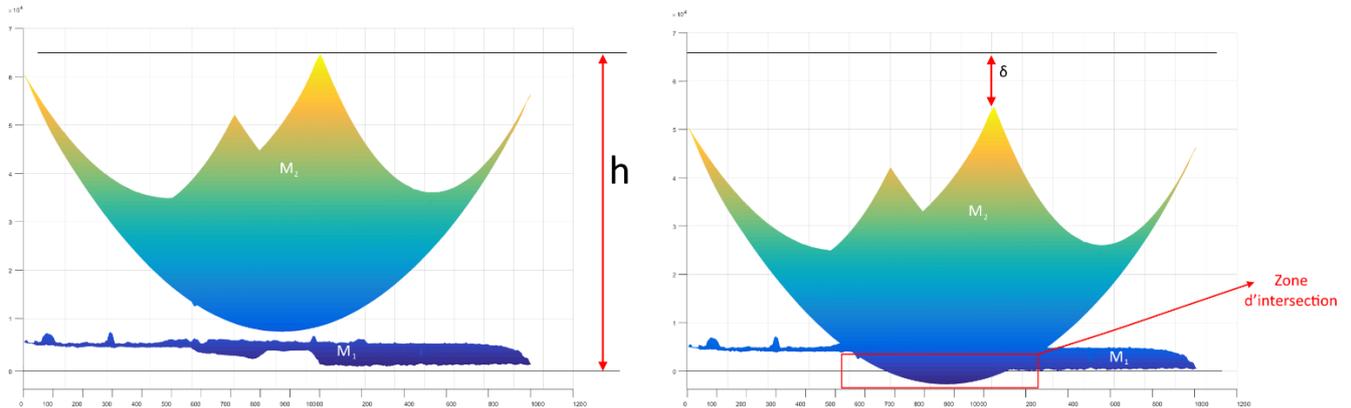


Figure 3-26 : mise en contact de deux profils réels

Le contact ainsi établi sera traité de manière purement géométrique. C'est-à-dire que le contact est considéré comme établi lorsqu'il existe une intersection entre M_1 et M_2 . L'ensemble de ces intersections représente la carte de contact nommée M_c ou chacune de ses composantes peut être définie par l'équation suivante :

$$m_{c \ i,j} = \begin{cases} 1 & \text{si } m_{1 \ i,j} \geq m_{2 \ i,j} \\ 0 & \text{si } m_{1 \ i,j} < m_{2 \ i,j} \end{cases} \quad (50)$$

Cette carte de contact, représentée figure 3-27, est composée de 0 lorsqu'il n'y a pas de contact et de 1 lorsque le contact est établi. Cette matrice M_c est calculée pour chaque pas de déplacement δ . Ce traitement mécanique est un traitement géométrique qui sera vérifié dans la partie suivante **Chapitre 3.4 Simulation du contact bille/plan.**



Figure 3-27 : Carte de contact

Nous avons conscience que ce modèle comporte des limites non négligeables, mais permet cependant de nous donner accès à une donnée encore inaccessible et qui sera indispensable pour la simulation de la résistance réelle de constriction.

Surfaces utilisées

Nous avons ici choisi de représenter la configuration suivante : Bille/Plan. Cette configuration a été très souvent utilisée pour nos expériences et elle a été choisie, car cette configuration permet de réduire le contact à un contact ponctuel. En condition réelle, nous compressons les billes entre deux plaques de cuivres ce qui donne la condition réelle Plan/Bille/Plan, mais pour des raisons de symétrie nous ne considérerons que l'interface Bille-Plan. Le protocole est le suivant, nous capturons une surface de $1 \times 1 \text{ mm}^2$ pour une bille et pour le plan. La capture de surface se fait grâce au profilomètre Bruker DectakXT avec une pointe de $2 \mu\text{m}$ et une résolution de $1 \mu\text{m}/\text{point}$. Nous mettons 5 heures pour faire une topographie. Et nous obtenons les résultats suivants :

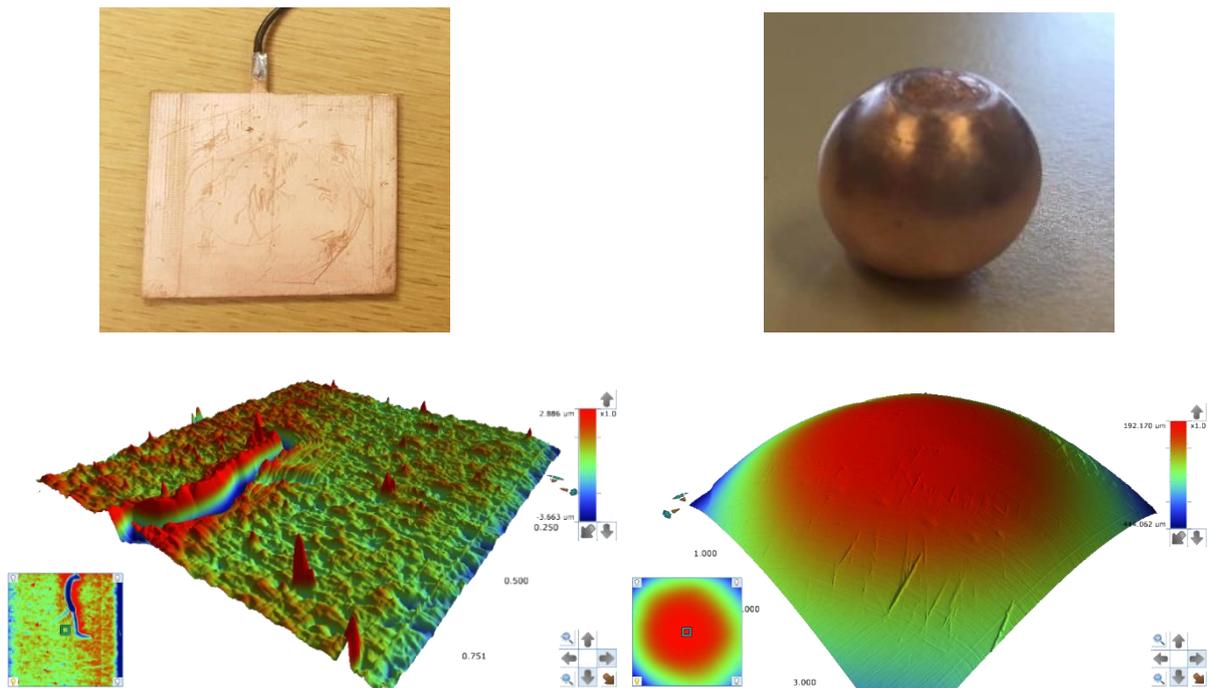


Figure 3-28 : À gauche : plaque de cuivre et sa topographie de surface. À droite : bille de cuivre avec sa topographie

À gauche, nous avons une topographie d'une plaque de cuivre que nous utilisons pour nos mesures et à gauche une topographie de la bille de cuivre polie.

Simulation du contact Bille/Plan

Il est souvent considéré dans les modèles (comme celui de Hertz) que les contacts bille/bille ou bille/plan sont ponctuels. Ici, nous avons voulu utiliser la simulation prenant en compte les surfaces réelles afin de vérifier la validité de ces modèles et d'approfondir le sujet. Les surfaces utilisées sont donc les suivantes :

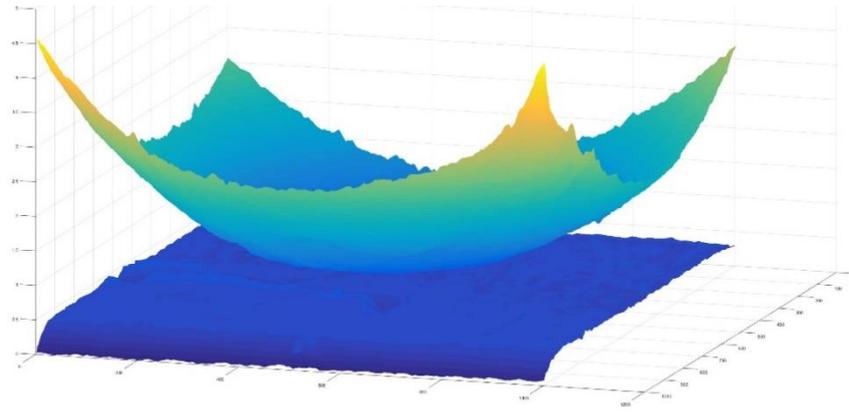


Figure 3-29 : Mise en contact des topographies de la bille de cuivre sur la plaque de cuivre

Ici, le paramètre ainsi maîtrisé est le déplacement. Et pour chaque déplacement, nous dénombrerons les spots, la surface de contact ainsi que la résistance de constriction.

La représentation 2D de la zone de contact nous donne la figure 3-30. Chaque zone blanche représente un contact et dans nos configurations expérimentales un pixel représente $1 \mu\text{m}^2$. Il devient donc facile de compter les spots ainsi que de calculer la surface réelle de contact.

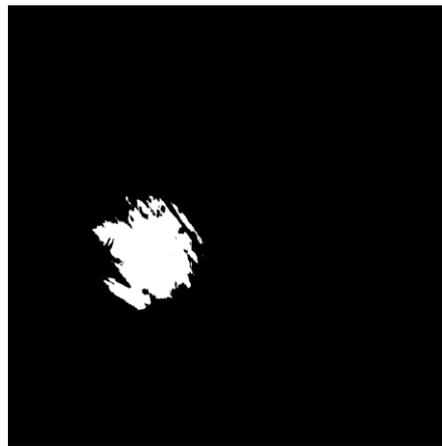


Figure 3-30 : Carte de contact entre une bille de cuivre et une plaque de cuivre

Nous pouvons donc suivre l'évolution graphique de la surface de contact. Ce qui nous donne le tableau [3-6] suivant :

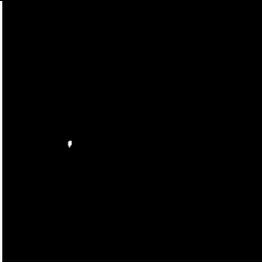
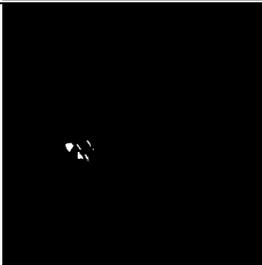
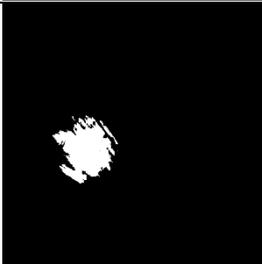
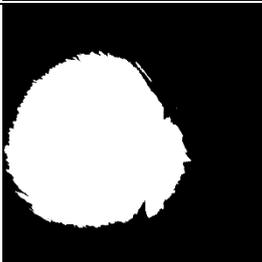
Surface en contacte (mm ²)	Image de surface en contact	
259 μm ² (10x30 μm ²)		
1450 μm ² (30x50 μm ²)		
34127 μm ² (340x100 μm ²)		
0,34 mm ²		

Tableau 3-6 : Évolution de la carte de contact simulée en fonction du déplacement

Ce qui est intéressant dans cette simulation, c'est de voir que si en théorie une bille représente un contact ponctuel nous pouvons voir que la réalité est tout autre. La figure 3-31 illustre très bien l'évolution du nombre de contact en fonction de l'écrasement. Dans le cas réel une simple rayure sur le plan de contact peut séparer un spot en deux, ce qui explique pourquoi l'évolution du nombre de contacts. L'augmentation du nombre de spots peut rendre le contact électrique plus résistif. Il est cependant possible que dans certaines limites, l'approximation d'un spot unique soit correcte. Nous confirmerons ce résultat par la simulation puis par l'expérimentation.

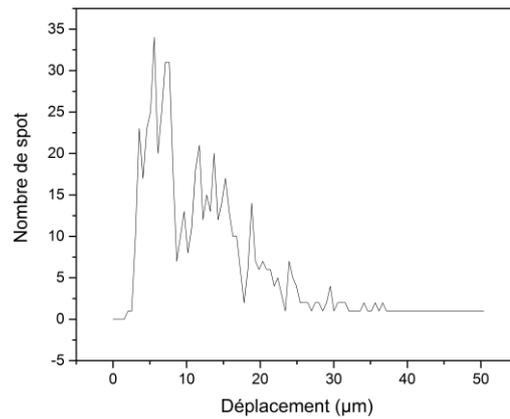


Figure 3-31 : Évolution du nombre de contacts en fonction du déplacement

Ce graphique nous permet aussi d'observer que le nombre de spots passe par maximum et ce à faible force (faible déplacement). Plus la force est grande plus le nombre de spots diminue. C'est le phénomène de coalescence qui a aussi été observé avec la méthode expérimentale de visualisation par empreinte.

La figure 3-32 suivante nous donne la surface en contact en fonction du déplacement, il est possible de remarquer que la surface en contact évolue linéaire avec le déplacement. Ce qui est caractéristique d'un contact sphérique géométrique. Ici cela implique que l'évolution de la surface de contact se fait en respectant le contact bille plan (équation 51) même si le nombre de contacts peut varier.

$$A = \pi r \delta \quad (51)$$

Où

r : le rayon de la bille

δ : déplacement

A : Surface de contact

À partir de la régression linéaire, nous pouvons retrouver le rayon de la bille qui est de 5 mm. Dans la deuxième partie du graphique, il est possible d'observer une saturation. Cela est dû au fait que la carte de contact sort des limites de la simulation et n'est donc plus pris en compte dans le calcul. (Ce qui ne correspond pas à un phénomène physique).

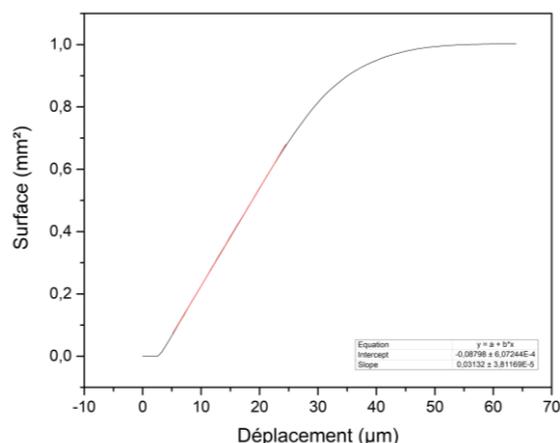


Figure 3-32 : Évolution de la surface de contact entre une bille de cuivre et une plaque de cuivre

Comparaison : Deux états de surfaces

Nous pouvons à présent comparer les profils des deux billes, dont nous avons capturé préalablement les surfaces. La figure 3-33 suivante montre la comparaison de l'état de surface de la bille polie et la bille non polie (brute) :



Figure 3-33 : Bille brute à gauche. Bille polie à droite

Nous obtenons le profil suivant pour la bille non polie :

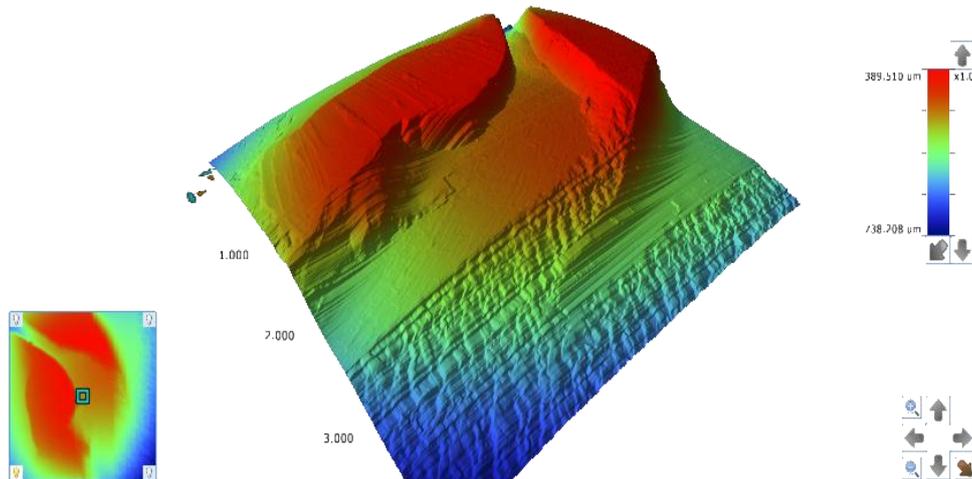


Figure 3-34 : Topographie de surface d'une bille de cuivre brute

À partir de cet état de surface, il est possible de déterminer si les paramètres de contact seront influencés de manière significative comme la géométrie du contact, le nombre de spots et son aire réelle de contact. Nous allons donc comparer les résultats de ces deux états de surface donnée par les profils suivants :

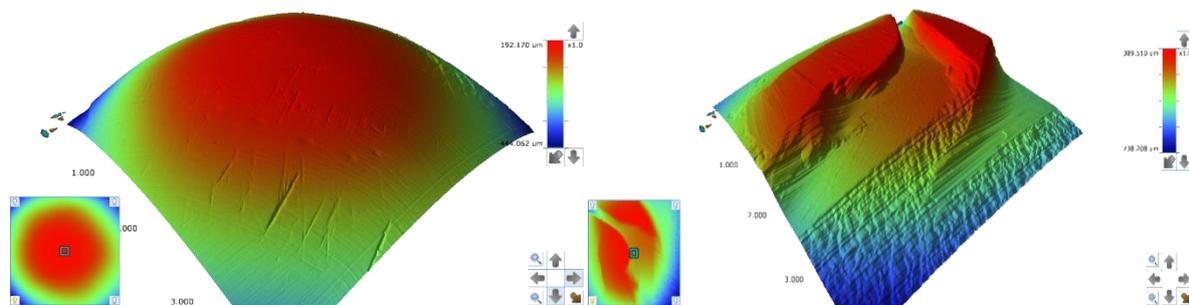


Figure 3-35 : Comparaison des topographies de surface de la bille polie (à gauche) et de la bille brute (à droite).

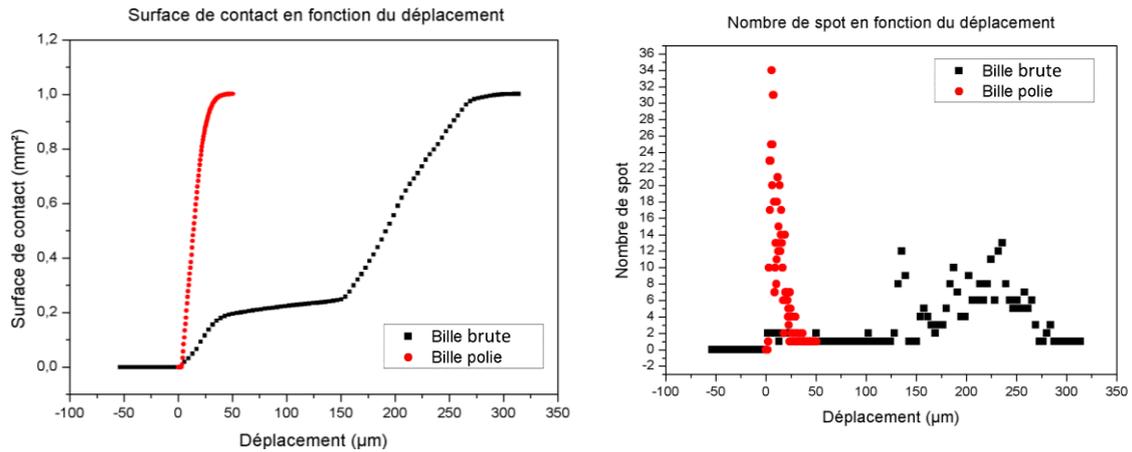


Figure 3-36 : Comparaison des aires de surface (à gauche) et du nombre de contacts (à droite) pour la bille brute et la bille polie

Dans le cas de l'évolution de la surface de contact, nous pouvons nous apercevoir qu'il existe une différence entre la bille polie et la bille accidentée. La bille accidentée évolue par palier alors que l'évolution de la bille polie est linéaire avant la saturation. Cela veut dire que pour atteindre une surface de 1 mm² le déplacement nécessaire n'est pas le même. Par conséquent, les forces à appliquer dans ces deux cas seront donc différentes. Il existera donc pour une force identique des résistances électriques différentes.

Comme dans le cas précédent, les comportements sont différents. Dans le cas de la bille polie, nous pouvons voir que c'est à faible force que le nombre de spots est grand. Alors que dans le cas de la bille accidentée c'est à plus grande force que le nombre de spots est élevé. Cela peut considérablement changer les dominances des mécanismes de transport électrique à l'interface.

◆ Système caténaire

À partir de cette simulation, nous pouvons à présent comparer les cartes de contact entre la méthode expérimentale et la simulation. Alors que dans le cas du contact bille/plan, les topographies utilisées sont de l'ordre du mm². Le contact caténaire/plan quant à lui demandera des topographies de l'ordre de 5 cm². Pour un système de plus grande taille, nous conservons le même principe pour la simulation. La différence se trouve majoritairement dans les limites matérielles de l'ordinateur si la matrice de point demande une mémoire supérieure à la capacité de l'ordinateur, il nous est impossible de réaliser la carte de contact. Ceci étant, la simulation de la carte de contact présente l'avantage que le temps de calcul n'est pas une limite.

Pour cette simulation nous avons utilisé une topographie de fil de contact usée. La longueur capturée par le profilomètre est de 5 cm de long, car cela correspond à la largeur d'une bande de captage. La largeur de la topographie est d'environ 1 cm, mais elle est en réalité imposée par l'usure de la caténaire. Ce qui nous donne la topographie de surface représentée sur la figure 3-37 suivante :



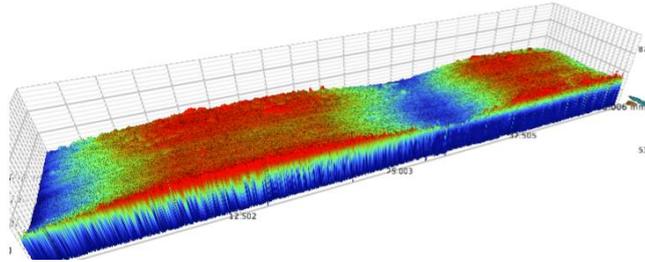


Figure 3-37 : Échantillon de fil de contact (en haut) et topographie de surface 50x10 mm² (en bas)

Comparaison : Simulation vs Expérimentation

Pour des raisons pratiques, il est quasiment impossible de retrouver et d'expérimenter l'endroit exact qui a été expérimenté par la méthode de visualisation par empreinte. En effet, trois types d'erreurs ont été introduites pour cette comparaison :

- Dans le cas réel, la caténaire peut se déformer
- Le papier capture aussi la force de contact à travers les contrastes de bleus. Ainsi les contacts à faibles forces peuvent ne pas apparaître.
- Le papier utilisé est un élément parasite sur le contact.

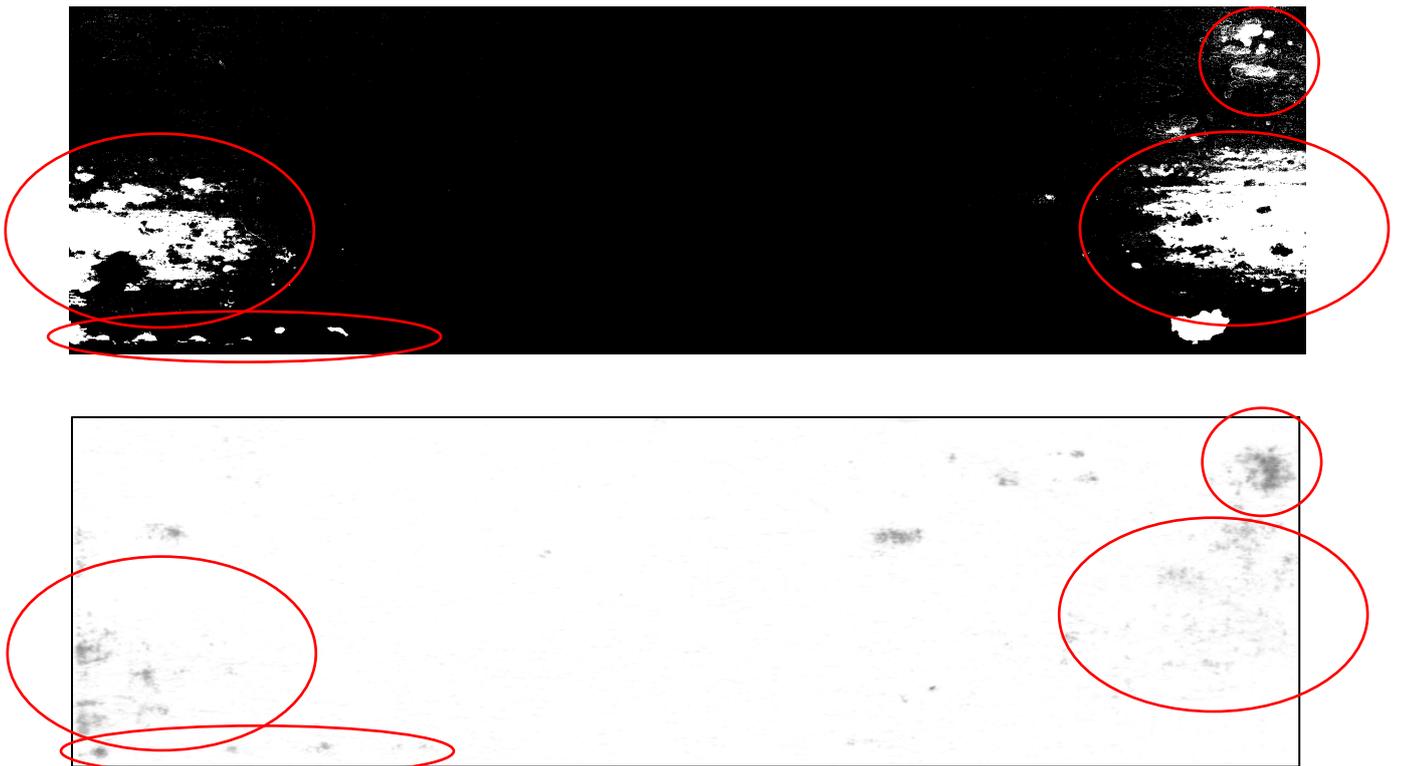


Figure 3-38 : Comparaison de la simulation du contact (en haut) et des résultats expérimentaux (en bas)

Malgré de nombreuses différences pouvant être expliquées par l'erreur introduite, mais aussi par la force nécessaire à appliquer sur le papier d'occlusion afin de laisser une empreinte, il est important de noter qu'il existe de nombreuses similitudes entre eux. En effet, nous retrouvons bien

une interface multicontact et la présence de 4 zones que nous sommes en mesure d'identifier. Cela indique un pouvoir prédictif à la simulation.

◆ Conclusion :

Cette partie permet de mieux comprendre comment se forme les interfaces multicontacts, comment les caractériser et estimer le contact des interfaces. Cette caractérisation est un enjeu afin de mieux décrire les effets physiques et sera la base de la simulation de la résistance électrique. Malgré les différents stratagèmes pour caractériser ces interfaces nous nous rendons compte que chaque méthode présente des avantages et des inconvénients. Pour des raisons pratiques, nous privilégierons la méthode de simulation des interfaces de contact, car elle présente l'avantage de pouvoir choisir la résolution et de ne pas être intrusive. Ce qui n'est pas possible par la méthode de l'empreinte.

Cette partie permet également d'estimer la surface de contact réelle entre les deux matériaux. Alors que pour une surface géométrique de 5 cm² la surface géométrique de contact est de l'ordre de quelques mm². Cela représente 2% - 4% de la surface géométrique dans le cas de l'interface pantographe/caténaire. Ce qui peut paraître peu.

Conclusion Chapitre 3

Ce chapitre possède deux objectifs, le premier est d'étudier l'évolution des états de surfaces au cours de l'usure. Puis dans un deuxième temps, estimer une aire de contact mécanique entre deux surfaces.

Dans le cadre de l'évolution de l'état de surface de la caténaire, nous pouvons voir que le dépôt de carbone augmente la rugosité. Cela sera un facteur influent sur la résistance de contact, et aura tendance à augmenter sa résistance.

Par la suite nous étudions l'usure de la forme de la caténaire qui, comme nous le montrons, augmente l'aire de contact géométrique à l'interface pantographe/caténaire pouvant la faire atteindre une valeur maximum de 5 cm². Cette augmentation de l'aire géométrique de contact ne nous permet pas de conclure sur l'évolution de la résistance de l'interface, mais elle peut devenir un facteur d'usure prématurée du contact dans le cas où la réduction de l'aire géométrique amène une diminution de l'aire réelle de contact. Dans ce cas, la densité de courant peut augmenter et produire une dissipation thermique capable de dégrader le système comme cela sera illustrer dans le **Chapitre 5.3 : Expérimentation échelle 1**. Dans ce cas une augmentation de l'aire de contact due à son usure est un facteur bénéfique pour le contact.

Au cours de son usure, la **structure cristalline de la bande de captage** semble évoluer vers une structure plus désordonnée (amorphe). Cela peut expliquer les résultats obtenus au **Chapitre 5.3 : Expérimentation échelle 1** où la puissance dissipée par les matériaux usés est plus importante que les matériaux neufs.

L'analyse EDX permet d'identifier **les éléments déposés** de la bande de captage vers la caténaire. Mais permet aussi d'affirmer que les éléments de la structure du pantographe se déposent sur les caténaires (comme le fer ou l'aluminium). L'hypothèse la plus probable serait que ce dépôt soit fait par pulvérisation lorsqu'un arc électrique est créé.

Dans un deuxième temps nous avons étudié expérimentalement la mise en contact de l'interface pantographe/caténaire à travers le papier d'occlusion. Cette approche nous a permis de

démontrer qu'une approche multi-contact est pertinente pour traiter ce sujet. Cette étude nous permet aussi de confirmer l'hypothèse de coalescence (déjà observé dans la thèse de N.Foy).

Pour pallier certains problèmes, une simulation d'un contact géométrique a été développée. L'aspect géométrique de cette simulation pose des limites sur le réalisme des contacts, mais permet cependant de recréer des aspects fondamentaux du contact mécanique comme l'accroissement de l'aire géométrique du contact ou encore la coalescence de spot. De plus elle permet d'être plus précise sur une gamme de déplacement si cela est nécessaire. Les cartes de contact obtenu de cette manière sera la base du calcul de la résistance de contact et pourra permettre de comprendre les différents mécanismes en jeu.

Chapitre 4 : Simulation de la résistance électrique.

4.1. Simulation de la résistance électrique en compression.

Ce chapitre se situe dans la continuité naturelle de cette thèse. Nous avons vu dans le **Chapitre 2 : Mécanismes électriques à l'interface**, les différents mécanismes de transfert électrique à l'interface notamment la constriction et les transferts par plasma. Dans le chapitre suivant, nous avons vu comment obtenir le contact réel entre ces deux matériaux. Et dans un 3ème temps, nous allons donc pouvoir construire une simulation prenant en compte le modèle et ayant comme entrée les cartes de contact obtenu grâce aux surfaces réelles. Nous pourrons ensuite comparer ces résultats aux résultats expérimentaux.

Discrétisation du modèle.

Pour commencer nous allons devoir discrétiser la résistance de constriction calculée au **Chapitre 2.2 : Résistance de constriction cas du spot vide** donnée par l'équation 17 (et remise comme suit par l'équation 52). Nous travaillerons dans l'hypothèse des spots indépendants, ce qui nous donnera une approximation de la résistance, et permettra de conserver la signature électrique des différents phénomènes mécaniques à l'interface [tel que la coalescence ou la création de nouveaux spots].

La donnée qui sera à l'entrée de cette simulation sera la carte de contact. Elle sera introduite en tant que matrice de points où 1 représentera un contact et 0 son absence. La longueur entre deux valeurs adjacentes d'une même ligne de la matrice représentera l'élément infinitésimal dx et dy entre deux valeurs adjacentes d'une colonne. Dans notre cas, nous avons normalisé les topographies pour que la distance $dx=dy= 1 \mu\text{m}/\text{pixel}$. Nous pouvons donc définir l'élément de surface élémentaire $dS=1 \mu\text{m}^2$

La résistance de constriction du **chapitre 2.2** est donc redonnée par l'équation suivante :

$$R = \frac{1}{2\pi\gamma A_\Sigma^2} \iint \frac{d^2x d^2x'}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \quad (52)$$

Pour le spot n la résistance de constriction discrétisée peut s'écrire :

$$R_n = \frac{1}{4\pi\gamma N^2} \sum_i^N \sum_j^N \frac{1}{L_{ij}} \quad \text{avec } i \neq j \quad (53)$$

Avec :

n : Indice du spot

N : le nombre de pixels total dans le spot n

I : indice du premier pixel dans le spot n

J : indice du deuxième pixel dans le spot n

L_{ij} : Distance entre les pixels i et le pixel j

Cette discrétisation est valable pour un spot. Dans le cas de l'approximation des spots dilués, c'est-à-dire que les spots sont suffisamment éloignés pour être indépendants, il suffit, pour une carte de contact, de calculer la résistance de chaque spot de manière individuelle.

L'ensemble de ces données peuvent être résumées comme l'illustre la figure 4-1 suivante :

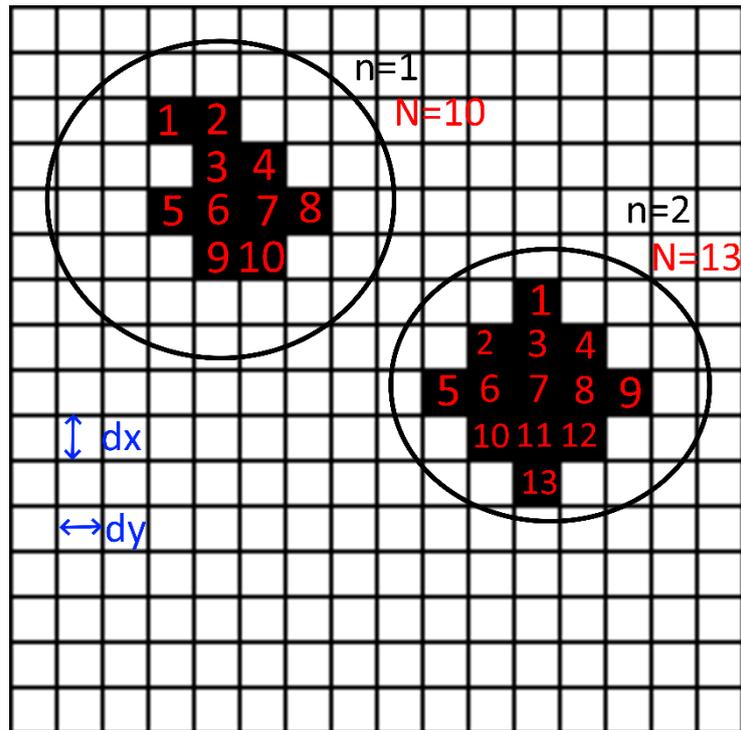


Figure 4-1 : Méthode de dénombrement numérique des spots

Connaissant par la suite la résistance de constriction de chaque spot, nous pouvons calculer la résistance de constriction équivalente pour tous les spots en parallèle :

$$R_{eq} = \frac{1}{\sum_{n=1}^{ntot} \frac{1}{R_n}} \quad (54)$$

Nous pouvons ici constater que cette simulation possède une certaine souplesse, car la carte de contact n'est pas obligée de dépendre de la simulation du contact vu au **Chapitre 3.4** et peut provenir de logiciel plus performant.

Simulation de la résistance pour un contact réel.

◆ Taille des surfaces

Grâce au **Chapitre 3.3 : Interface mécanique** nous avons pu déterminer que pour une surface géométrique de 5 cm², la surface réelle de contact est d'environ 3 mm². Cependant le calcul de la résistance d'interface, peut-être très compliqué. Il nous a d'ailleurs longtemps été impossible, car, cette simulation demandait des ressources trop importantes. En effet, le détournage de chaque spot ainsi que la double somme sur i et j sont des calculs très lourds et exponentiels en temps [doubler la taille d'un spot multiplie par 4 son temps de calcul]. Après un long travail d'optimisation, ce calcul est désormais possible même s'il reste relativement long pour des cartes de contact de 1 000 x 1 000 pixel soit des surfaces de 1 mm². Même si ces topographies ne sont pas du même ordre de grandeur que le cas réel, nous nous y rapprochons et nous pourrions déjà identifier des signatures électriques. Afin

d'illustrer la problématique du temps de calcul, le tableau [4-1] suivant montre l'évolution du temps que prend la simulation pour une carte de contact en entrée.

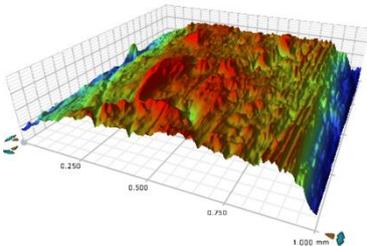
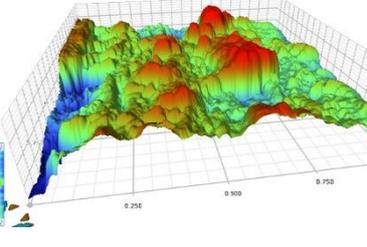
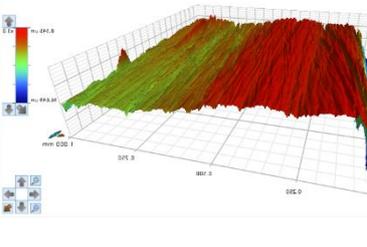
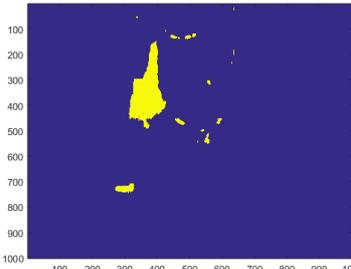
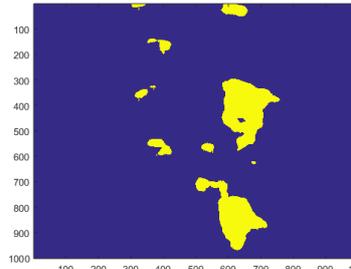
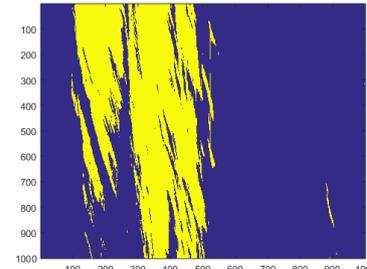
Caténaire neuve	Caténaire usée	Bande de captage usée
		
<p>Temps de calcul : 3 min</p>	<p>Temps de calcul : 15 min</p>	<p>Temps de calcul : 4 heures</p>
<p>Image de l'interface de contact</p> 	<p>Image de l'interface de contact</p> 	<p>Image de l'interface de contact</p> 

Tableau 4-1 : Evolution du temps de calcul en fonction de l'air de contact

Nous pouvons rapidement nous apercevoir que 4h de calcul pour une carte peut rapidement être une limite si nous voulons calculer une centaine de points.

◆ Cas réel

Après avoir défini la taille des topographies et discrétisé l'équation de la résistance de constriction, nous pouvons simuler la résistance en fonction de l'écrasement. Afin de pouvoir comparer les données numériques avec les données expérimentales, l'étude s'est portée sur les plaques de cuivre utiliser lors des expérimentations. Nous obtenons les topographies à travers la figure 4-2 suivante :

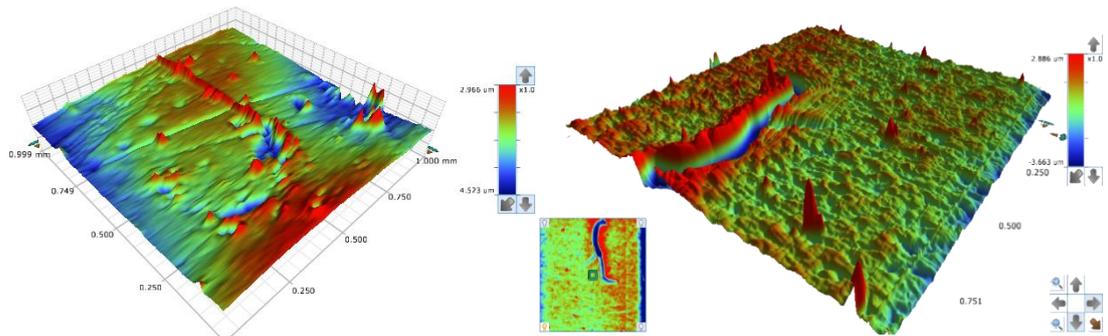


Figure 4-2 : topographies de surface de deux plaques de cuivre 1x1 mm²

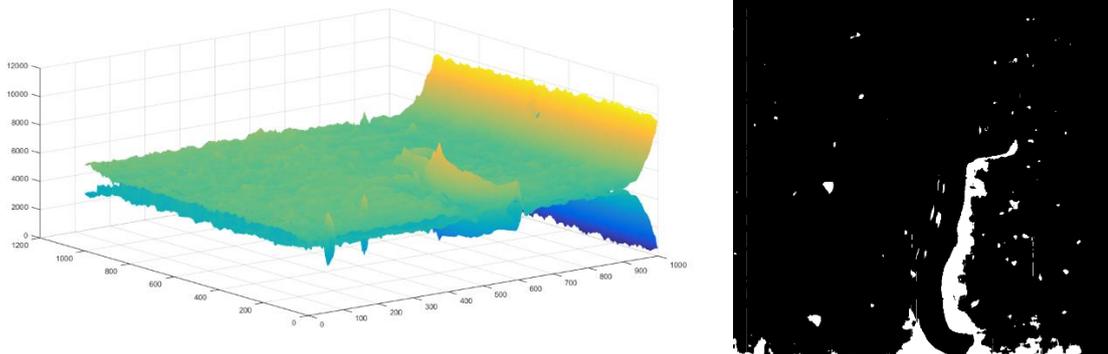


Figure 4-3 : Mise en contact des deux plaques de cuivre (à gauche) carte de contact (à droite)

Après avoir simulé la carte de contact, il devient possible de simuler la résistance en fonction du déplacement (fig. 4-4).

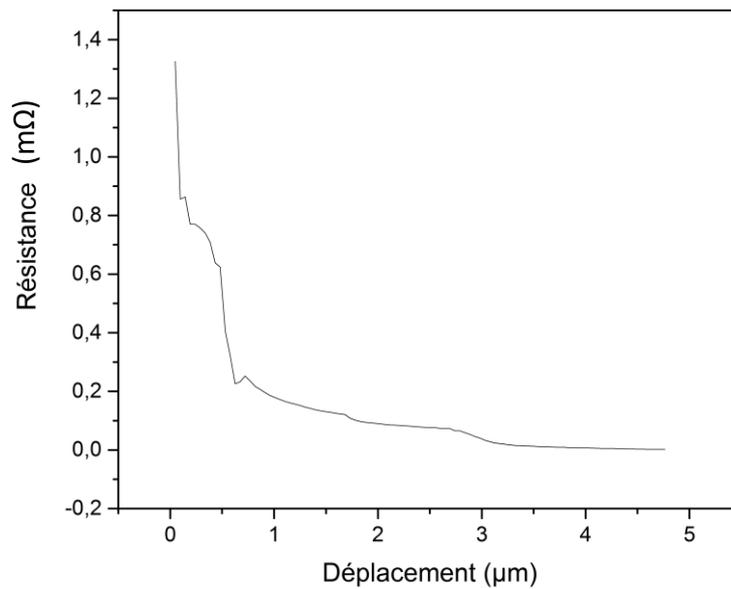


Figure 4-4 : Résistance de contact simulé entre deux plaques de cuivre

Cette évolution de la résistance en fonction de l'écrasement est intéressante, car elle contient l'ensemble des mécanismes différents que nous pouvons observer. Ces mécanismes ne sont pas tous

toujours présents, car ils dépendent du contact entre les deux surfaces. Le décalage de quelques microns d'une plaque par rapport à l'autre peut en modifier son comportement. Un caractère aléatoire commence donc à apparaître dans la notion de contact électrique, car répété un contact de manière identique est compliqué et devient impossible dans un cas industriel.

La figure 4-4 nous donne d'autres indications comme le fait que la résistance n'est pas strictement décroissante en fonction de l'écrasement. Nous pouvons aussi nous apercevoir que la décroissance n'est pas une décroissance en puissance comme le prédit le contact de Holm. Cependant, cela s'explique très bien lorsque nous étudions l'évolution de la résistance en fonction des paramètres tels que le nombre de spots, leur surface réelle ou encore leur géométrie.

Mécanismes de contacts

◆ 1 : La création de nouveaux spots

Lorsque nous étudions la résistance électrique en fonction du déplacement, nous pouvons voir qu'il existe un régime de décroissance à chaque fois que le nombre de spots est constant. Cependant, à la création d'un nouveau spot, il est possible d'apercevoir une rupture de continuité puis un nouveau régime de décroissance ce qui est visible à l'intersection de chaque zone comme entre A et B de la figure 4-5 suivante :

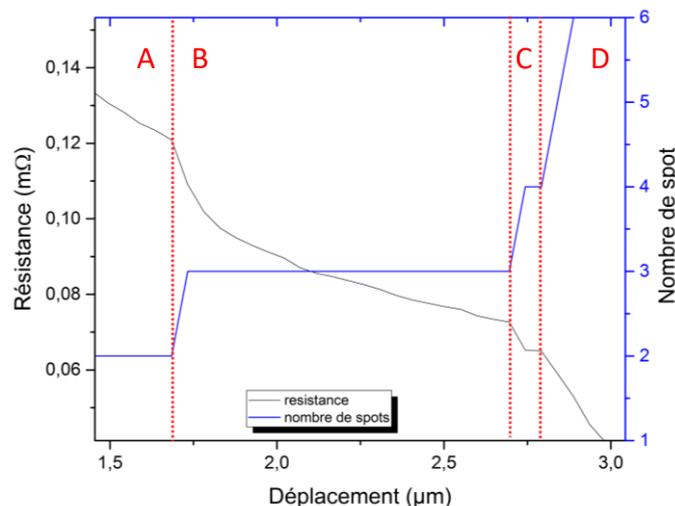


Figure 4-5 : Évolution de la résistance (en noire) et du nombre de contacts (en bleu) en fonction du déplacement : cas du nombre de spots constant

Nous pouvons donc voir que la création d'un nouveau spot a plutôt tendance à baisser la résistance de contact et provoque une rupture de continuité. S'en suit alors une croissance linéaire de l'aire de contact. La répétition de ce mécanisme explique les différents sauts suivis d'une décroissance. Cela veut dire que chaque écart à la décroissance de Holm est provoqué par ce mécanisme. Ce cas sera vérifié tant que la résistance du nouveau spot créé reste du même ordre de grandeur que ceux déjà établis. Lorsque cela n'est plus le cas et le 3ème mécanisme (que nous voyons un peu plus loin) remplacera ces successions de décroissances.

◆ 2 : Coalescence et géométrie des spots

À partir de la figure 4-6, il est possible d'observer deux phénomènes distincts. Le premier (en A) est une croissance de la résistance alors que le nombre de spots est constant. Cela veut dire que l'évolution de la géométrie de contact est défavorable au passage du courant. Ce phénomène n'est pas visible à chaque contact, mais il peut être présent et peut expliquer certaines remontées de résistance.

Le deuxième phénomène observable (en B) est une diminution du nombre de spots, mais une augmentation de la résistance électrique ce qui implique que deux spots fusionnent entre eux [ce que nous avons appelé coalescence]. Cette fusion peut être favorable ou défavorable au passage du courant. Dans ce cas présent, cette fusion de spots augmente la résistance. Comme précédemment, ce phénomène n'est pas un phénomène présent à chaque contact. Cependant, il est important de pouvoir l'identifier en tant que mécanisme permettant la remontée de la résistance.

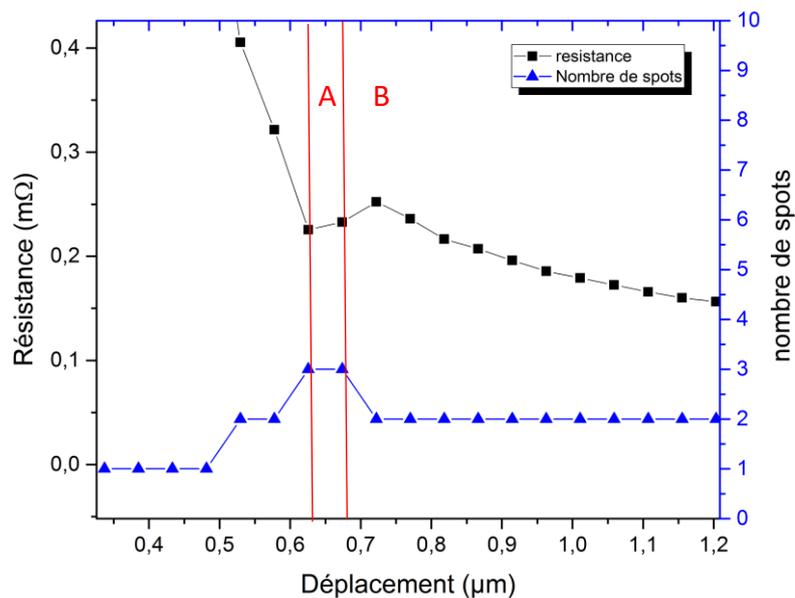
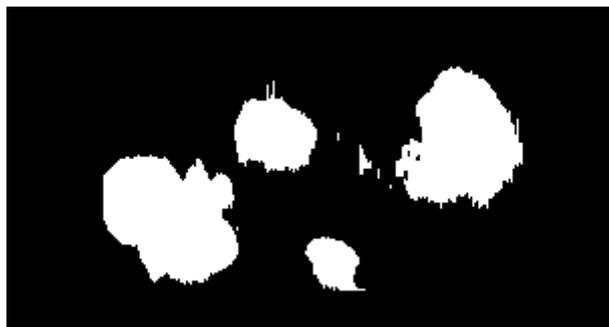


Figure 4-6 : Évolution de la résistance (en noire) et du nombre de contacts (en bleu) en fonction du déplacement : Cas de la coalescence

Visuellement, la coalescence des spots peut être observée sur les cartes de contacts. Instinctivement, nous pouvons penser que la coalescence est toujours favorable au passage du courant, car la surface de contact est plus grande. Or, cela n'est pas toujours le cas, car sa géométrie peut-être moins favorable. La visualisation d'une coalescence plus résistive est présentée sur la figure 4-7 qui représente les cartes de contact entre deux pas d'écrasement.



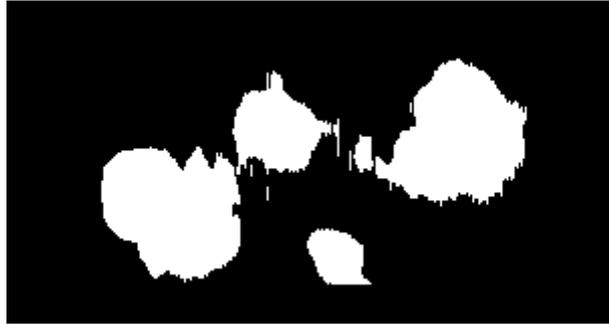


Figure 4-7 : Évolution des cartes de contact dans le cas d'une coalescence plus résistive

◆ 3 : forte variation du nombre de spots

Lorsque l'écrasement commence à se faire plus grand, la taille de certains spots est largement supérieure à la taille de petit spot. Ces très grands spots possèdent une résistance électrique beaucoup plus faible et dominent donc les effets électriques. Dans le cas de la figure 4-8 nous pouvons voir que la variation du nombre de contacts n'affecte pas, ou peu, la variation de résistance. Seule la variation d'aire des spots déjà existants domine la résistance. Cela s'explique par la présence des deux spots prédominant comme il est possible de constater grâce à la figure 4-3. Lorsqu'un ou plusieurs spots atteignent des tailles suffisantes, elle domine les effets de création de spot, mais aussi de coalescence ou géométrique. Seule la variation d'aire de leur surface est importante.

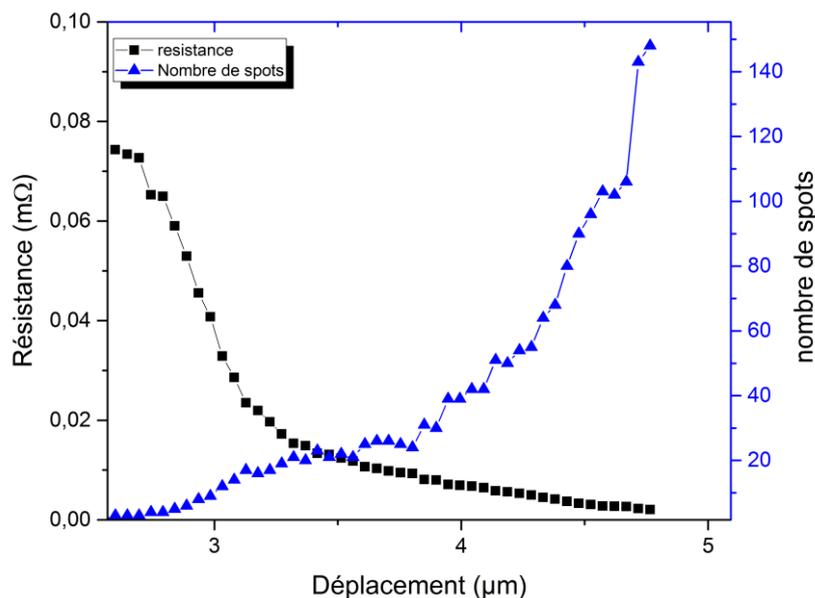


Figure 4-8 : Évolution de la résistance (en noire) et du nombre de contacts (en bleu) en fonction du déplacement : Cas d'un domaine de dominance

◆ Conclusion :

La simulation permet de prédire que de manière globale la résistance électrique, en fonction de l'écrasement, aura tendance à diminuer. Cependant, elle prédit aussi que la résistance peut localement augmenter, car sa géométrie peut être défavorable au passage du courant. Elle prédit aussi que la résistance évolue par plateau à chaque fois qu'un nouveau spot est créé [discontinuité de résistance puis nouveau régime de décroissance]. Cette évolution explique les écarts qui existent entre le modèle de Holm et le cas réel.

4.2. Simulation claquage arc électrique

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent **Chapitre 2.4 : Arcs électriques à l'interface**, une des méthodes de transfert électrique peut être réalisée par arc électrique. Pour cela il suffit que le champ électrique qui sépare les deux matériaux en contact soit inférieur au champ de claquage. Si la différence de potentiel est constante, le paramètre permettant de franchir ce seuil est la distance qui les sépare. Par exemple, pour une différence de potentiel de 1 V entre les deux surfaces, un arc électrique peut apparaître pour des distances inférieures à 1 μm . Cela revient à avoir une résistance de constriction en parallèle avec des interrupteurs de puissance qui se déclenchent par seuil (de tension ou de distance) que nous pouvons représenter par le circuit équivalent suivant.

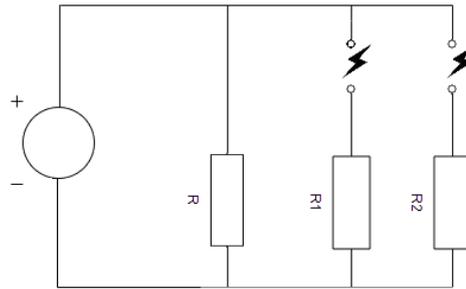


Figure 4-9 : Équivalent électrique

Afin de regarder l'influence qu'aurait cet effet à l'interface, nous avons développé une simulation sur Simulink qui prendra en compte deux effets distincts. Le premier effet sera une dégradation de l'interface par la création de micros ponts et dans un deuxième cas nous simulerons l'effet de l'hystérésis des arcs électriques à l'interface.

Simulation

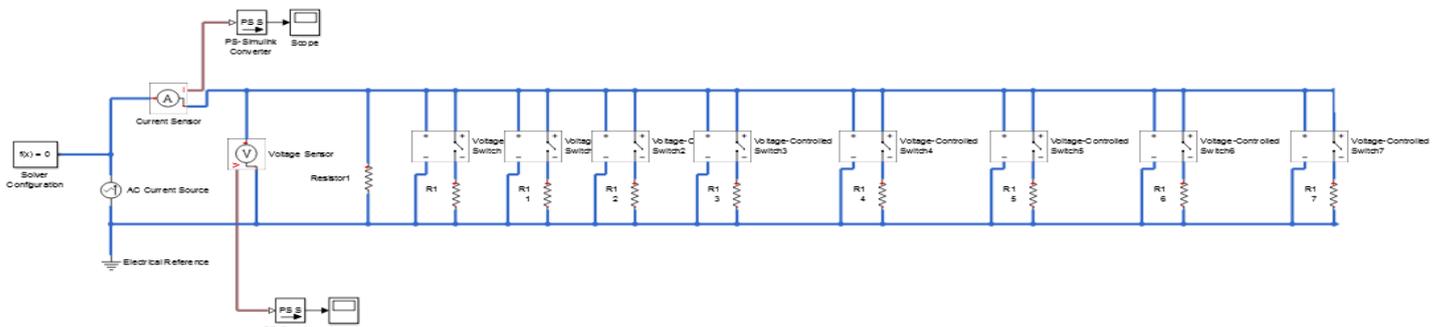


Figure 4-10 : Équivalent électrique Simulink

La simulation s'est faite à l'aide de simulink comme le présente la figure 4-10. Simulink est classiquement composée d'un solveur qui permet de faire les calculs. Dans notre cas, une rampe de montée/descente du courant a été appliquée jusqu'à une valeur de 5A. Un ampèremètre et un voltmètre sont reliés à un « scope » qui permet de récupérer les données simulées. Pour le reste, nous avons mis une résistance R qui symbolise la résistance de contact en parallèle à plusieurs résistances connectées à un « voltage controlled switch » (spark gap). Chaque interrupteur se ferme quand une certaine tension seuil est atteinte.

◆ 1^{er} Cas : Création de microponts

Dans ce premier cas lorsqu'un interrupteur est fermé il le reste. Cela symbolise la création d'un micropont [61-62] qui a comme conséquence une dégradation de l'état de surface, c'est-à-dire une déformation permanente de l'état de surface. Cela implique un mécanisme d'usure naturel lié à la présence des arcs électriques.

Pour chaque interrupteur de puissance (spark gap) nous avons affecté une tension de claquage différente qui symbolise les différentes de hauteur entre les deux surfaces. La figure 4-11-a est le résultat de la simulation faite avec 8 interrupteurs qui ont comme valeurs des tensions de claquage allant de 0,4 V à 0,54 V avec un pas de 0,02 V. La figure 4-11-b est quant à elle le résultat de la simulation faite avec 15 interrupteurs et des tensions de claquage allant de 0,4 V à 0,68 V avec un pas de 0,02 V.

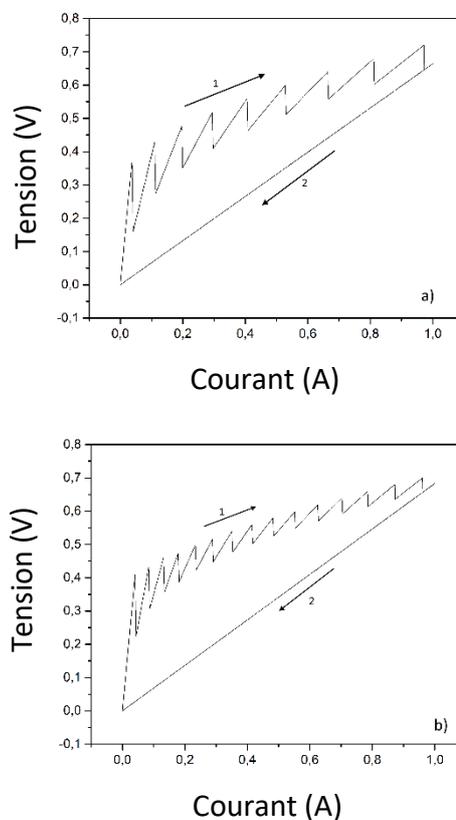


Figure 4-11 : Simulation pour a) 8 interrupteurs b) 15 interrupteurs

Sur ces caractérisations courant/tension ainsi obtenues, nous pouvons voir que l'augmentation du nombre d'interrupteurs permet un lissage de la courbe. Ce comportement concorde avec les données expérimentales figure 4-16 (développées dans le dans la partie 3) nous retrouvons l'hystérésis due aux microponts, mais surtout nous retrouvons aussi une caractéristique non linéaire et saccadée à la montée. L'ensemble de ces simulations est en accord avec les travaux de Ma, T., Wang, H.-X., Shi et Al [71]

◆ 2ème Cas : Hystérésis des arcs

Dans un deuxième temps nous allons nous intéresser au cas où les interrupteurs se ferment lorsque nous atteignons le seuil de claquage et s'ouvrent lorsqu'ils passent en dessous d'un seuil dit « d'extinction ». Ce deuxième seuil est différent du seuil de claquage. Ces seuils ont été créés afin de mieux rendre compte des effets hystérétiques des arcs électriques. [65-66]. La simulation de montée et descente en courant pour un seul interrupteur placé en parallèle avec une résistance nous donne la caractéristique courant/tension de la figure 4-12.

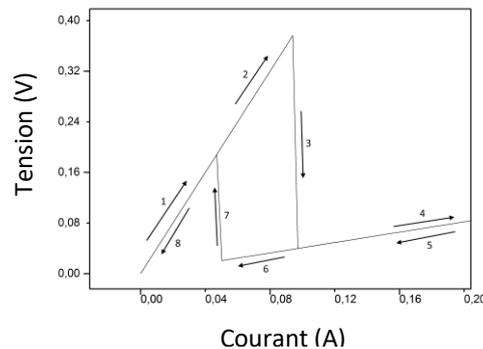


Figure 4-12 : Caractéristique courant/tension des interrupteurs

Cette courbe est compatible avec la caractéristique i-V des plasmas. Cette hystérésis représente les propriétés électriques de l'arc et non une dégradation de la surface comme indiqué au cas 1. Lorsque nous mettons 9 interrupteurs en parallèle, nous obtenons les résultats de la figure 4-13. Dans ce cas, la caractéristique retour n'est plus linéaire et possède la même courbure qu'à la montée. Ces résultats sont compatibles avec les données expérimentales comme le montre la figure 4-14 obtenue avec un contact cylindre/plan entre du cuivre et du carbone. Comme nous l'avons dit, cette hystérésis est due aux propriétés des décharges électriques et non à la dégradation de la surface. Ce modèle prédit un cas instable que nous n'avons pas développé dans ce papier. Il s'agit du cas où la résistance équivalente après claquage donne une tension inférieure au seuil d'extinction. Un système dynamique de création/extinction d'arc électrique se manifestera de manière aléatoire.

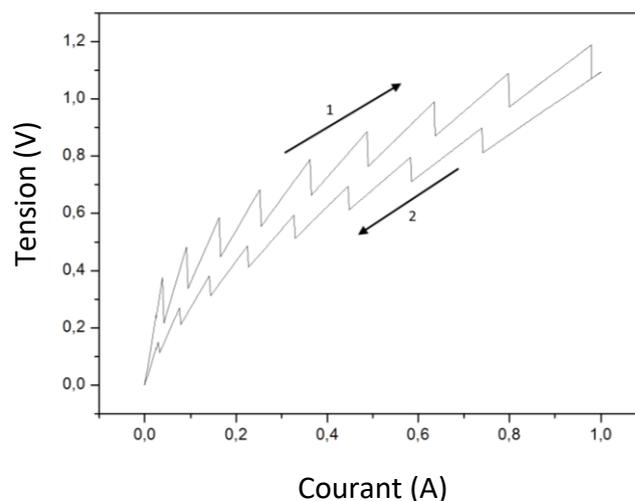


Figure 4-13 : Résultat de la simulation avec hystérésis

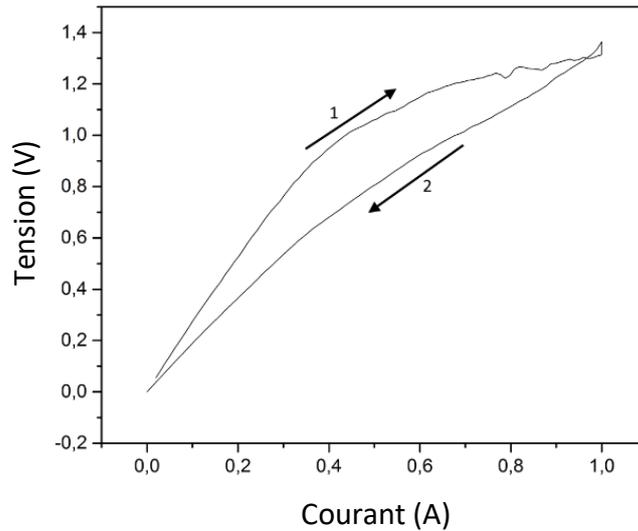


Figure 4-14 : résultat expérimental entre du cuivre et du carbone

Résistance d'un nouveau passage électrique

Nous allons nous intéresser dans cette partie aux valeurs expérimentales. Pour cela, nous avons mis au point un dispositif expérimental figure 4-15 permettant d'associer plusieurs billes en acier en série. La succession de plusieurs interfaces permet une amplification de la caractéristique i-V non linéaire.

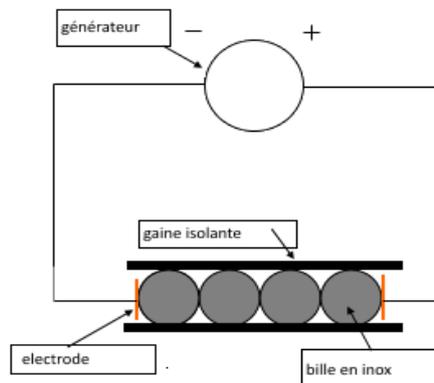


Figure 4-15 : Montage expérimental

Pour un état mécanique donné, nous appliquons une rampe montée/descente de courant de 0 A à 1,5 A en 3 s. Cette rampe a été appliquée par un générateur de courant et permet une capture de 2000 points sur l'ensemble de la rampe. Nous obtenons la caractéristique i-V de la figure 4-16 :

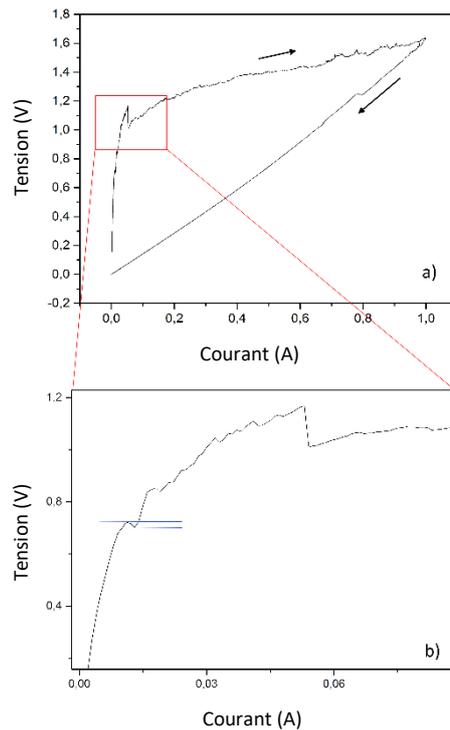


Figure 4-16 : Caractéristique courant/tension du système de billes

Les similitudes avec la simulation précédente sont flagrantes. Le zoom sur la montée montre des saccades liées aux claquages électriques et une caractéristique non linéaire. Avec ce modèle, chaque saut de résistance correspond à un claquage diélectrique ce qui permet d'estimer la résistance liée à ce nouveau passage. Sur la figure 4-16-b le premier saut de résistance passe de 66Ω à 53Ω . En utilisant la loi d'Ohm, nous pouvons déduire la résistance électrique de ce nouveau passage qui est de 269Ω . Il est aussi possible d'estimer la distance entre les deux surfaces qui est de $0,7 \mu\text{m}$.

Conclusion Chapitre 4

Ce chapitre a pour but d'étudier, d'expliquer et de prédire les différents résultats expérimentaux. La première partie concerne la simulation de la résistance de constriction à l'interface qui se situe dans la continuité de la thèse de N.Foy et C.Rabette. La nouveauté apportée par cette thèse se situe dans l'utilisation de carte de contact simulé à travers des surfaces réelles. Cela permet d'identifier 4 mécanismes influençant la résistance de constriction. Ils peuvent être listés et décrits de la manière suivante :

- **La création de spots** : Un nouveau spot est créé ce qui provoque une discontinuité de l'évolution de la résistance en fonction du déplacement. Cela provoque aussi un nouveau régime de décroissance (fig 4-5).
- **La coalescence de spots** : Ce mécanisme résulte de la fusion de deux spots pour en former un ayant une aire plus grande.
- **L'augmentation de résistance** : Dans certains cas l'évolution de la forme des contacts peut être défavorable au passage du courant et peut localement provoquer une augmentation de la résistance.
- **La prédominance** : Lorsqu'un spot possède une aire de contact strictement supérieur aux autres spots, sa résistance domine les effets d'interface. Dans ce cas la création n'affecte pas (ou peu) le régime de décroissance.

Tous ces mécanismes sont confrontés à l'expérimentation en **Chapitre 5 : Mesures électriques Hystérésis et arcs électriques.**

Dans un deuxième temps une simulation de la théorie des arcs électriques a été mise en place traitant de deux cas distincts. Le premier étant le cas où les arcs électriques dégradent l'interface et créent des microponts et le deuxième cas où une hystérésis des arcs est prise en compte.

Ces deux mécanismes (le cas réversible et le cas hystérétique) sont compatibles avec les résultats expérimentaux et laissent supposer qu'ils sont présents à l'interface. Ce qui explique de manière très simple la caractéristique aller/retour des courbes courant/tension aux bornes d'une interface multicontact. L'ensemble des phénomènes expliquent pourquoi la caractéristique du courant n'est qu'en partie réversible. De plus, cette théorie des arcs électriques est compatible avec les théories déjà existantes et reste cohérente avec l'augmentation de la résistance lorsque la couche d'oxyde est présente ce qui a comme conséquence d'élever le seuil de claquage.

Cette analyse permet donc d'expliquer la non-linéarité des caractéristiques courant/tension des interfaces multicontact pour une rampe croissante. Elle permet aussi d'expliquer la courbure sur la caractéristique retour et donne une explication supplémentaire sur la formation des microponts qui peut se faire lors de la création d'arcs électriques soit par une soudure due à l'échauffement soit par une soudure par pulvérisation.

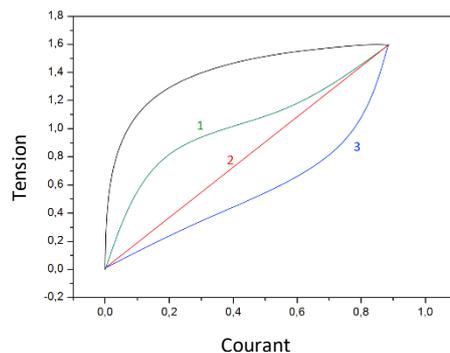


Figure 4-17 : Caractéristique courant/tension avec un retour 1) À courbure négative 2) Linéaire 3) À courbure positive

Cette analyse permet aussi d'interpréter le sens de courbure de la caractéristique retour. En effet, une caractéristique linéaire viendrait uniquement des microponts alors qu'une caractéristique retour avec une courbure négative refléterait une extinction des arcs et une courbure positive traduirait une augmentation de la résistance par effet Joule.

Cette théorie est aussi très intéressante vis-à-vis des effets d'échelle. En effet d'un point de vue des interfaces électriques, l'échelle des interactions est imposée par la différence de potentiel qu'il existe entre les deux matériaux en contact. En effet pour un champ de claquage de 10 kV/cm et une différence de potentiel imposé de 1 V alors, toutes distances inférieures au micromètre laisseront passer le courant. La résolution la plus basse est donc imposée par les conditions de l'interface.

Chapitre 5 : Mesures électriques - Hystérésis et arcs électriques

Cette partie aborde de manière expérimentale la notion de contact à travers différents paramètres électriques. Le but étant de caractériser une interface à travers des valeurs objectives. En effet, pour des raisons techniques, il nous est impossible d'observer le contact de manière directe. Nous nous intéresserons donc à l'évolution de ces différents paramètres électriques afin d'appréhender les contacts.

Ici, l'enjeu est de taille, car le contact électrique est un sujet ouvert dans le domaine de la physique depuis plus de deux siècles comme l'atteste le célèbre effet Branly [72-73-74-75] découvert au XIXème siècle. Nous serons d'ailleurs amenés à en discuter puisqu'il représente un cas particulier du contact.

Sans vouloir gâcher la surprise, mais dans un souci de clarté je suis obligé de développer les différentes mesures que nous pouvons/avons appliquées aux interfaces afin de lier état de surface à la résistance électrique.

Trois types de mesure ont donc été développés.

- La première consiste à regarder l'évolution de la résistance en fonction du temps.
- La deuxième consiste à étudier l'évolution de la caractéristique courant/tension aux bornes des interfaces
- La troisième consiste à regarder l'évolution de la résistance en fonction de la force appliquée.

Chacun de ces trois types de mesure s'intéresse à un paramètre de l'état de surface et sera détaillé dans chacune des parties suivantes.

5.1. Évolution de la résistance en fonction du temps

Précaution de mesure

Il est vraiment très délicat de mesurer les propriétés du contact dans un système isolé. Le concept paraît simple, deux matériaux sont mis en contact l'un avec l'autre et il ne reste plus qu'à faire passer du courant pour commencer. Branchons notre système à l'appareil de mesure... Ha ? Est-ce que le contact induit par le branchement ne va pas interférer dans la mesure du contact du système ? La réponse est : « Bien évidemment ». Ce problème une fois soulevé n'est que la partie immergée de l'iceberg. Bien que le problème de branchement soit connu, même étudié sous différents angles, les contacts sont inéluctables dans la mesure. Cependant, il est possible de réduire le nombre grâce à des soudures. Mais laquelle, colle, brasure, tig, mig ? n'ont-elles pas les mêmes propriétés que les contacts ? Il faudrait le mesurer oui, mais comment sans introduire la notion de contacts ?

À ce moment, il devient vite compréhensible que nous ne puissions répondre à ces questions sans connaître les propriétés des contacts. Il serait donc tentant de balayer ce problème en négligeant tout simplement les effets introduits par les branchements. Mais cela n'est pas si simple, car un autre effet des contacts vient renforcer le premier ; la résistance électrique est TRÈS sensible à une variation mécanique. Nous verrons qu'une faible variation de force peut entraîner une variation électrique de plusieurs ordres de grandeur. De plus, un faible décalage (même micrométrique) peut avoir une incidence sur la non-linéarité des caractéristiques courant/tension. Ce qui amène un nouveau problème qui est la reproductibilité des mesures.

Avec toutes ces contraintes, il est facile de comprendre que le problème de contact électrique est un problème encore ouvert aujourd'hui. Cependant, une bonne méthode pour chacun des trois

types d'expérience que nous avons citée nous permettra de nous affranchir de certains problèmes et ainsi confirmer les mécanismes des différents types de transport, de déformation, etc.

Matériel

L'ensemble des mesures électriques ont été réalisées avec un appareil qui permet de générer le courant, mais qui permet aussi sa lecture. Ces unités sont plus connues sous le nom de SMU « Source mesure unit » et présente l'avantage de toujours avoir une mesure adaptée à la source de courant. Que ce soit au temps court ou au temps long. Il présente aussi l'avantage de produire des sources de courant souvent plus stable que des sources séparées qui sera utile par la suite. Dans notre cas le modèle utilisé est le Keithley 2611A qui permet un échantillonnage à la milliseconde et une sensibilité de l'ordre de 100 nA, un paramètre qui est important de préciser afin de pouvoir exclure tout bruit mesurer induit par la machine. Cette unité sera donc utilisée de différente manière en fonction du paramètre observé comme il sera décrit dans la partie « méthode ».

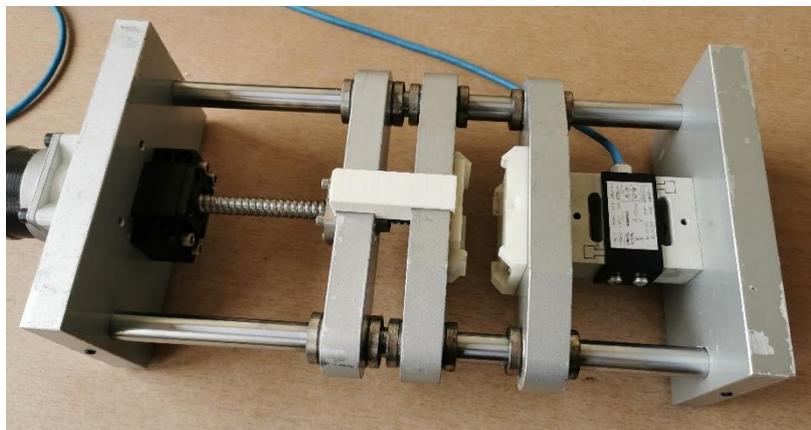


Figure 5-1 : Banc expérimental de mise en contact

Évolution de l'état de surface en fonction de temps

Ici, l'objectif est de déduire l'évolution d'un état de surface statique en fonction du temps. Il est important de définir clairement le but de l'expérimentation, car la méthode pour y parvenir va en dépendre. Grâce à la simulation qui a été développée [qui permet de faire le lien entre état de surface et résistance électrique de constriction] nous pourrions suivre l'évolution de l'état de surface à travers la mesure électrique.

◆ Méthode

Afin de garantir la meilleure mesure possible, il est nécessaire de réduire le nombre de contacts dans le système. C'est pour cette raison que les câbles d'alimentation ont été soudés sur les plaques de cuivre par une brasure à l'étain. Nous considérons que la puissance dissipée par la soudure est constante au cours du temps. Concernant les contacts que voulons étudier, nous avons décidé de minimiser la taille du contact, ainsi que son nombre, en créant une interface plan/bille/plan comme le montre la figure 5-2. Ici, minimiser le nombre de contacts à étudier permet d'éviter un effet statistique de leur évolution. En effet, différents mécanismes peuvent entrer en jeu [cf. **Chapitre 4.1 : Mécanismes de contact**] et certains peuvent dominer. Dans ce cas, les autres effets peuvent devenir imperceptibles pour nos appareils de mesures. C'est pourquoi cette configuration plan/bille/plan a été appliquée, car la faible surface de contact permet de limiter la forte variabilité de la surface de contact. Le choix de la taille de la bille a été défini pour permettre de garder une échelle millimétrique [correspondant aux topographies étudiées dans le **Chapitre 3.4 : Surfaces utilisées**]. Les branchements

au générateur resteront des interfaces « parasite » (dans le sens où ces interfaces ne sont pas voulues, mais restent présentes). Cependant, une précaution a été prise, les branchements ont été réalisés plusieurs jours avant le début de l'expérimentation. Cela [comme nous le verrons plus tard] garantit une faible variation de résistance par rapport à un « nouveau contact » (ici dans le sens d'un contact mécanique nouvellement établie). Ceci a été mis en évidence dans la thèse de Aymen^[4].

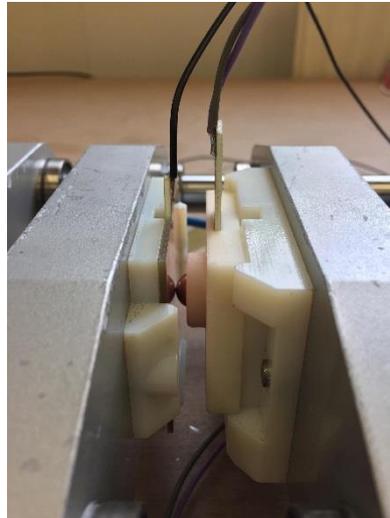


Figure 5-2 : Contact expérimental bille/plan

Une fois l'ensemble du montage effectué (plusieurs jours avant), le contact est établi par le banc de mesure qui comprime les deux plans en cuivre contre une bille de 1 cm de diamètre. La force appliquée par le banc d'une force allant de 1 N à 150 N. Un courant est généré lorsque le contact mécanique est établi une fois que la force cible est atteinte. Dans cette expérimentation, nous avons imposé un courant constant (pour des raisons pratiques de calcul) et nous observons l'évolution de la tension. Le courant a été établi sur des temps relativement courts de l'ordre de quelques minutes, car c'est dans cette période que les variations sont les plus importantes et révèlent les phénomènes les plus pertinents. Comme l'illustre la figure 5-3 :

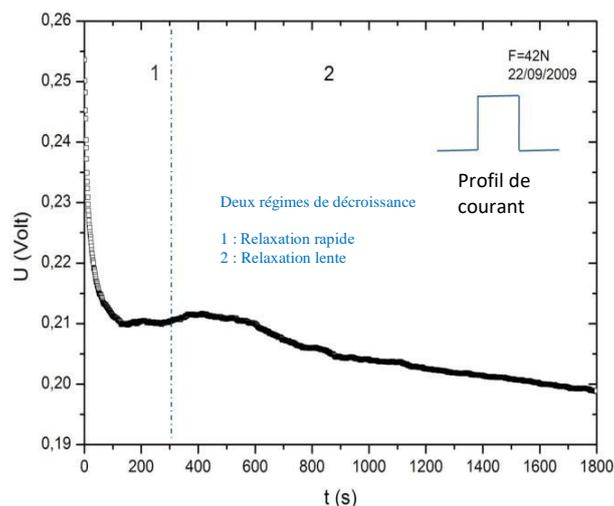


Figure 5-3 : Exemple de relaxation de la tension électrique aux bornes d'un milieu granulaire lorsque nous appliquons un courant électrique continu et avec une intensité constante. Thèse Aymen Tekaya^[4]

◆ Résultats expérimentaux

Afin d'étudier l'influence de l'état de surface sur la caractéristique courant/tension, nous avons réalisé une étude expérimentale sur les billes utilisées lors de la simulation du **Chapitre 3.4 : Surfaces utilisées**. Cela nous permettra d'envisager une explication des différentes signatures électriques dans les deux cas. Le polissage a été réalisé avec de la toile émeri à différentes tailles de grain pour arriver au grain 1000. La finition s'est faite avec une pâte à polir. Le résultat avant/après est représenté sur la figure 5-4 [En haut]. Au profilomètre, la différence des états de surface est tout aussi flagrante aussi comme l'illustre la figure 5-4 [En bas]. Nous analyserons donc comment influe cette géométrie sur le transfert du courant.

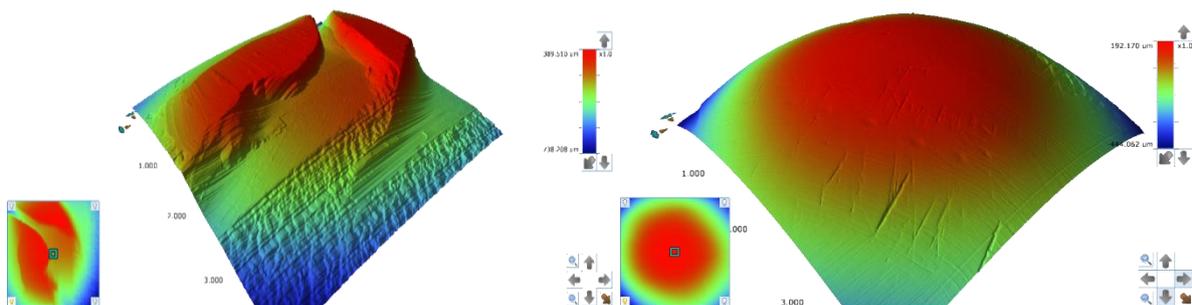


Figure 5-4 : Comparaison bille brute (à gauche) et bille polie(à droite)

Nous avons conscience que le polissage des surfaces comprend un changement de la topologie, mais aussi de la chimie de surface. Cependant, nous n'avons pas réussi à définir de protocole ne modifiant que l'un ou l'autre de ces paramètres. De plus ne connaissant les conséquences électriques d'une modification de l'état de surface [au sens large morphologique et chimique] nous avons été obligés tester dans un premier temps une évolution radicale de ces deux états de surface. Cependant, nous arriverons à déterminer une prédiction de cette évolution et aujourd'hui une étude progressive de cette évolution est en cours de réalisation.

◆ L'état mécanique sur l'Effet de Creep

Le premier effet étudié dans ce chapitre est l'effet de Creep [76]. Il correspond à une relaxation vitreuse du métal amorphe et cette relaxation évolue de manière logarithmique. Le but ici est de

comparer l'évolution de cet effet pour différents états de contact. Pour se faire nous avons comprimé entre deux plaques, les billes en cuivres dont nous avons déjà simulé l'aire de contact dans le **Chapitre 3.4 : Surfaces utilisées**. Ensuite, nous fixons le courant $I=0,5$ A, la force à 20 N et laissons notre système relaxé ce qui permet ainsi de mesurer la tension en fonction du temps.

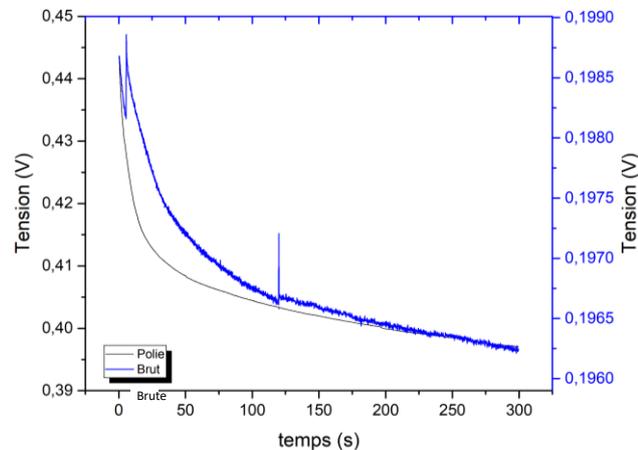


Figure 5-5 : comparaison effet de Creep avant/après polissage

Nous nous intéresserons plus particulièrement à l'évolution de la tension et non à son écart relatif. En effet [comme nous verrons plus tard] la résistance électrique du système est très sensible aux conditions initiales, et comme il nous est impossible de maîtriser ce paramètre, seules les signatures électriques peuvent nous renseigner sur les mécanismes en jeu. Nous savons cependant que ce phénomène a tendance à augmenter la surface de contact entre les deux matériaux en fonction du temps ce qui explique la baisse de la tension. Les temps caractéristiques de ces relaxations sont logarithmiques comme cela avait été montré expérimentalement dans la thèse d'Aymen[4].

$$V(t) = V_0 \left(1 + B \log \left(1 + \frac{t}{\tau} \right) \right) \quad (55)$$

Où V_0 est la tension initiale du système et B est le coefficient de relaxation qui dépend du courant appliqué, de la tension initiale ainsi que la nature du système (état mécanique/chimique et nombre de contacts en série et parallèle).

Sur un temps long, le coefficient B est toujours négatif et cette décroissance se vérifie dans toutes nos expérimentations. Cependant, il peut y avoir localement une augmentation de la tension comme il est possible d'observer (en bleu) sur la figure 5-5. Cette augmentation de tension apparaît de manière aléatoire (à 5 s et 120 s sur le graphique) même si les conditions initiales paraissent identiques. Cette situation a été prédite par notre simulation comme cela a été développé dans le **Chapitre 4.1 : Mécanismes de contact**. Elle résulte de la coalescence et de la géométrie des spots qui sont deux des mécanismes qui peuvent augmenter la résistance. Ce phénomène apparaît donc deux fois pour la bille brute [rugueuse et oxydé]. Une fois à 5 s et une deuxième fois à 120 s. Entre ces deux mécanismes, la bille se relaxe augmente son aire de contact. Ce phénomène se traduit par une décroissance de la résistance.

Pour le cas de la bille polie, le manque de rugosité favorise un contact unique et ne favorise pas un phénomène augmentant la résistance, ce qui explique que sa tension est strictement décroissante.

Ici, nous confirmons donc que l'effet de Creep peut être correctement décrit par des variations mécaniques du contact [création de spot, coalescence, etc.] et que **chaque** écart à une décroissance logarithmique est la conséquence des mécanismes de croissance de la surface de contact.

5.2.Caractéristiques courant/tension

Montée descente en tension

L'objectif de cette expérimentation est d'évaluer la puissance dissipée au niveau de l'interface. Comme il a été précisé dans les chapitres **Chapitre 2 : mécanismes électriques des MCI** et **Chapitre 4.1 : Mécanismes de contact**, il existe plusieurs phénomènes à l'origine du transfert électrique et chacun d'entre eux possède son effet dissipatif. Afin de mesurer cet effet, nous avons suivi cette procédure :

- Établir un contact entre deux matériaux
- Définir une force entre les deux
- Appliquer une rampe de courant aller/retour.

Comme dans l'expérience précédente le matériau en contact peut être comprimé entre deux plaques de cuivre, mais cela sera précisé pour chaque expérience et la force sera comprise entre 1 N et 150 N. Ensuite, pour un état de surface donnée le courant sera appliqué par rampe et pouvant aller jusqu'à 1,5 A en montée puis en descente. Le temps de montée/descente lui variera entre 3 s et 3 min comme cela sera indiqué après chaque résultat. La montée et la descente sont faites de manière linéaire et auront un profil typique comme l'indique la figure 5-6 :

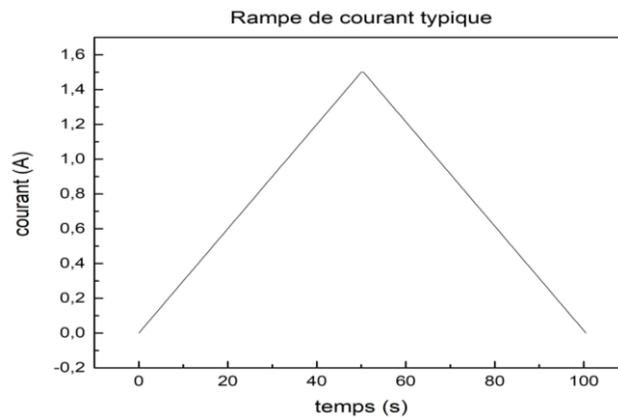


Figure 5-6 : Rampe de courant en fonction du temps

Nous verrons par la suite que l'histoire du contact a une importance sur sa mesure. Le temps depuis lequel le contact est établi et le courant qui l'a déjà traversé auront une influence sur la résistance du contact. Afin d'étudier un nouveau contact, il est donc important de « Renouveler le contact ». Ce terme est utilisé pour décrire l'action de rompre le contact [séparer mécaniquement et électriquement les deux matériaux] et ensuite rétablir le contact. Ce phénomène est déjà connu, dans le cas du cohéreur de Branly, il suffisait de donner une impulsion sur les parois afin de retrouver les propriétés initiales.

Interface multicontact : Un système non linéaire.

Cette partie de la thèse va s'intéresser aux caractéristiques courant des interfaces multicontacts. Ces caractéristiques ont la particularité d'être non-linéaire et hystérétique. Comme cela a déjà été expliqué à travers la théorie des arcs électriques et des microponts dans le **Chapitre 2.4** :

Arcs électriques à l'interface. Cependant, nous allons remettre ici les résultats expérimentaux afin de mettre en évidence l'ensemble des incompréhensions sur les interfaces multicontacts qui émergent de cette caractéristique inattendue. [Inattendue dans le sens ou la propriété émerge de la présence des interfaces puisqu'elle n'existe pas dans les métaux.]

Nous avons donc mis au point un protocole d'essais sur deux plaques de cuivre et à faible force. Dans le cas de deux plaques de cuivre de 5cm de côté en un contact statique, nous obtenons la figure 5-7. Cette figure a été obtenue en exerçant une force de 1 N et fait parcourir un courant allant de 0 A à 1 A en 30s (**en noir**). Puis nous avons fait la mesure inverse de 1 A à 0 A (**en rouge**).

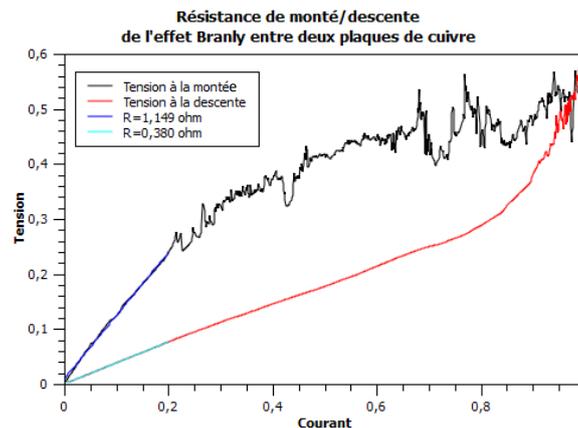


Figure 5-7 : Caractéristique courant/tension entre deux plaques de cuivre

Ce résultat est une signature caractéristique de la présence d'une ou plusieurs interfaces. Cette forme de la caractéristique courant/tension est aussi observée au sein des poudres métalliques comme l'a mis en évidence E. Branly. Afin de caractériser au mieux cette courbe, il est souvent fait par convention de définir la résistance du système à la montée et à la descente sur leur partie respective (tracé bleu et cyan sur le graphique). Ici, nous pouvons voir que la résistance à la montée est quasiment 3 fois plus élevée qu'à la descente. Dans cette thèse, nous nous limiterons qu'aux seuls cas où la résistance à la montée est plus élevée que la résistance à la descente, c'est pourquoi nous ne précisons pas le sens d'évolution du courant, car de fait, il devient évident. Cependant, il peut être intéressant de savoir qu'il existe de rares cas où la résistance à la montée est plus faible qu'à la descente. Ce cas nous est apparu de manière aléatoire et en de trop faibles occasions pour en dégager un paramètre influent et ainsi forcer sa reproductibilité.

Pour en revenir au cas de la figure 5-7, cette différence de résistance montée/descente nous montre déjà les problématiques liées aux interfaces qui sont de définir la résistance d'un système. De plus, la résistance à la descente dépend du courant maximum appliqué au système. Il devient donc difficile de prédire quelle sera la puissance dissipée par l'interface. Une deuxième difficulté qui apparaît c'est la reproductibilité des mesures. Car un décalage de quelques micromètres peut faire changer la résistance de plus ou moins un ordre de grandeur. Ce qui peut générer un échauffement beaucoup plus important. Un troisième problème qui empêche la prédiction de la résistance c'est l'évolution de la résistance en fonction du temps comme nous l'avons vu précédemment. Aussi un dernier phénomène est présent, qui est l'histoire de l'interface. En effet si un deuxième cycle est réalisé sans interagir mécaniquement avec l'interface une nouvelle résistance de montée et de descente est réalisée comme l'illustre la figure 5-8 :

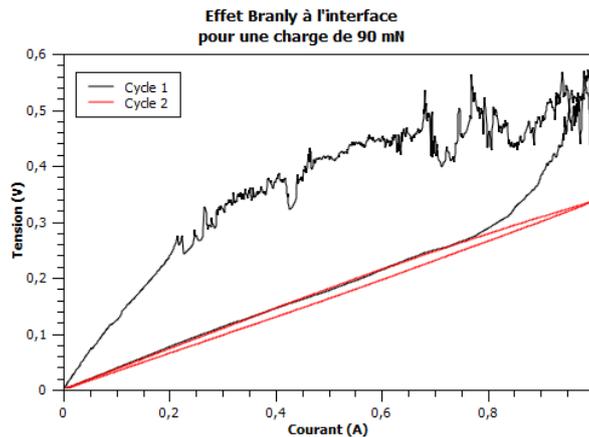


Figure5- 8 : Caractéristique courant/tension après 1 et 2 cycles

De manière générale, le deuxième cycle, ainsi que les suivants, sont plus stables que le premier. C'est-à-dire que la montée et la descente comportent des variations de tension beaucoup plus faible que lors du premier cycle. Il est aussi à noter que la résistance à la montée et à la descente sont respectivement plus faible sur le second cycle. Cependant, contrairement à la figure 5-8 la résistance à la montée peut (assez souvent et de manière aléatoire) être plus forte que la résistance à la descente du premier cycle. [Formulé différemment : la résistance à la montée du deuxième cycle se situe entre la résistance à la montée et à la descente du premier cycle]. Ce qui exclut un mécanisme uniquement basé sur une dégradation irréversible des interfaces. Un dernier phénomène que nous pouvons observer et qui est bien illustré sur cette figure 5-8 est la diminution du ventre qui devient de plus en plus faible pour finir dans la majorité des cas ohmique.

Reproductibilité

Avant d'approfondir nos recherches, nous avons été confrontés à un problème de reproductibilité. En effet, le décalage de quelques micromètres peut avoir une forte influence sur les caractéristiques courant/tension. Ce qui implique que pour plusieurs mesures qui peuvent sembler identiques [même interface, même force appliquée, même rampe de courant], les résultats expérimentaux varieront fortement.

Afin d'illustrer ces propos, nous avons mis en place des caractéristiques courant/tension comme décrites précédemment. Ce protocole concerne une interface plan/bille/plan afin de réduire la disparité et a, dans un premier temps, été répété plusieurs fois à 30 N. (fig. 5-9-A). Entre chaque mesure, l'interface a été renouvelée. Une fois l'ensemble, des mesures réalisées à 30 N la force a été changée et deux autres séries ont été réalisées à 10 N et 6 N. Ces deux dernières ont été comparées dans la figure 5-9-B

Pour les expérimentations réalisées à 30 N nous pouvons déjà voir une disparité apparaitre sur la forme des courbes hystérétiques. En effet, nous pouvons dans certains cas voire le ventre apparaitre (bleu et noir) et dans certains cas observer une forme linéaire ohmique (Rouge). Toujours à 30 N, nous pouvons relever à 0,4 A les valeurs de tensions suivantes : 0,5 V pour la courbe rouge, 0,1 V pour la courbe noire et 1,25 V pour la courbe bleue.

Cela nous donne pour 3 essais avec des conditions expérimentales identiques il y a une forte variation avec une résistance qui peut être 10 fois plus élevée. Cette disparité est d'autant plus grande que la force est faible. La figure 5-9-B permet d'illustrer que la disparité peut fausser l'analyse des comportements. En effet, dans ce cas pour deux essais à deux forces différentes il est impossible de

déterminer laquelle de ces deux interfaces est plus favorable au passage du courant. Or, comme nous le verrons à la fin de ce chapitre, la résistance d'une interface décroît sous l'effet de la force. Pourtant cet exemple montre que la courbe bleue (10 N) est supérieure à la courbe rouge (6 N).

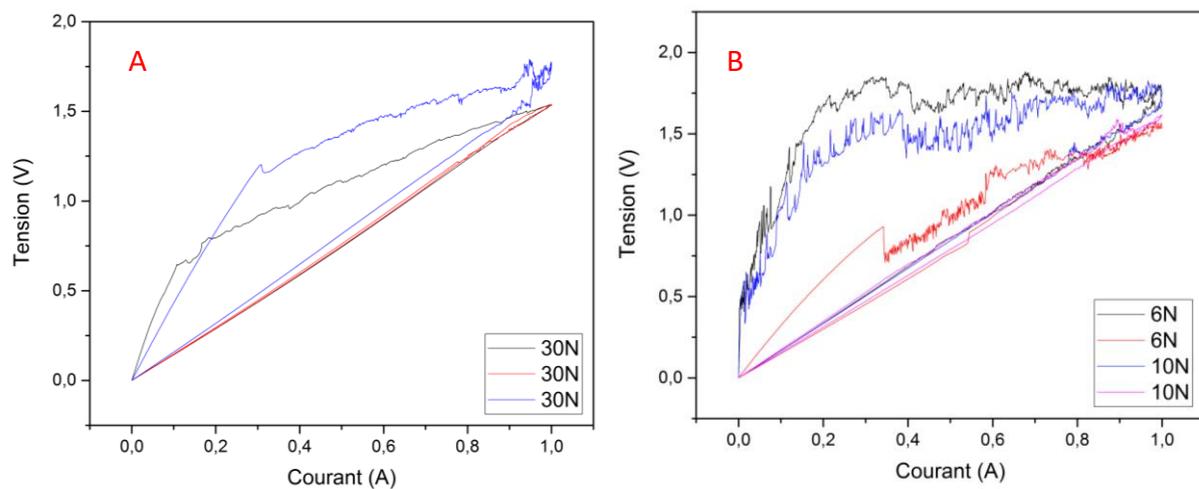


Figure 5-9 : illustration des problèmes de reproductibilité à travers les caractéristiques courant/tension pour différentes forces. A) à 30 N. b) À 6 N et 10 N

Cette forte disparité est problématique dans le cas des interfaces pantographe/caténaire. Comme nous l'avons vu, les courants passant à travers l'interface peuvent être très élevés. Ainsi, une résistance deux fois plus élevée peut avoir des conséquences désastreuses sur l'interface. C'est pourquoi notre étude s'intéresse en priorité aux différents mécanismes de transfert électrique pour ainsi limiter cette disparité et à terme définir des paramètres statistiques pertinents de caractérisation des interfaces.

Un contact ponctuel

◆ Effet de l'état de surface

Afin d'évaluer l'effet de l'état de surface ainsi que l'oxyde dans les caractéristiques courant/tension, nous avons comparé les résultats expérimentaux des billes brutes et polies à travers la figure 5-10.

La comparaison nous montre que le polissage a eu deux effets visibles sur cette caractéristique courant/tension. La première est que le cycle est moins bruité et globalement moins résistif et les sauts de tension tendent à disparaître. Cependant, l'effet hystérétique ainsi que la sensibilité aux conditions initiales sont toujours présents et peuvent dans certains cas amener les résistances à se chevaucher. Dans le cas de la figure 5-10 la tension de la bille polie à la montée est supérieure à la tension à celle de la bille brute à la descente. Cette nuance est assez importante, car cela implique qu'une simple mesure de la résistance ne permet pas d'établir qu'un système est plus résistif qu'un autre [surtout si la mesure est effectuée par un voltmètre étant donné que la résistance est calculée sur l'évolution d'une tension au cours du temps]. Il faudra dans ce cas mener une étude plus approfondie.

Grâce à cette étude de la caractéristique courant/tension, nous pouvons conclure qu'une surface rugueuse avec une forte oxydation a tendance à amplifier les effets hystérétiques et le bruit à la montée contrairement à un état de surface lisse qui aurait tendance à supprimer ces effets. Cette conclusion a déjà été observée dans la littérature [77].

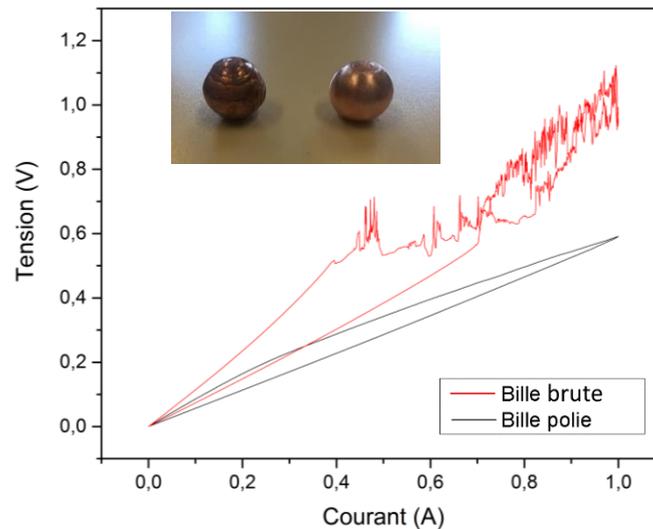


Figure 5-10 : Comparaison des caractéristiques I-V avant/après polissage

Comme nous l'avons vu, nous n'avons pas pu déterminer un protocole ne pouvant modifier que la géométrie de surface ou uniquement la chimie de surface c'est pourquoi la suite des études nous servira à déterminer comment vont influencer l'augmentation du nombre de contacts ou la chimie sur les effets d'interfaces

Plusieurs contacts en parallèle

Afin de mieux comprendre l'effet de la création d'un nouveau spot à l'interface, nous avons réalisé une étude où le nombre de billes en parallèle est le paramètre.

Nous avons imprimé une extension pour notre banc d'essais à l'aide d'une imprimante 3D, pouvant permettre de placer jusqu'à 9 billes en parallèle d'une taille de 10 mm de diamètre. Ces billes sont isolées les unes des autres par du plastique comme le montre la figure 5-11.

Notre étude consiste à établir une loi de comportement de la résistance en fonction du nombre de contacts en parallèle (Nombre de billes). L'extension est placée entre deux plaques de cuivre et nous faisons parcourir une rampe de courant de 0 A à 1 A puis de 1 A à 0 A en 30 s.

Afin de garder une pression constante, nous avons multiplié la force d'une bille par le nombre de billes. En effet, si la force de contact est constante la pression sur chaque bille varierait, ce qui modifierait l'aire de contact. Nous voulions que dans chaque cas, l'aire de contact par bille soit constante.

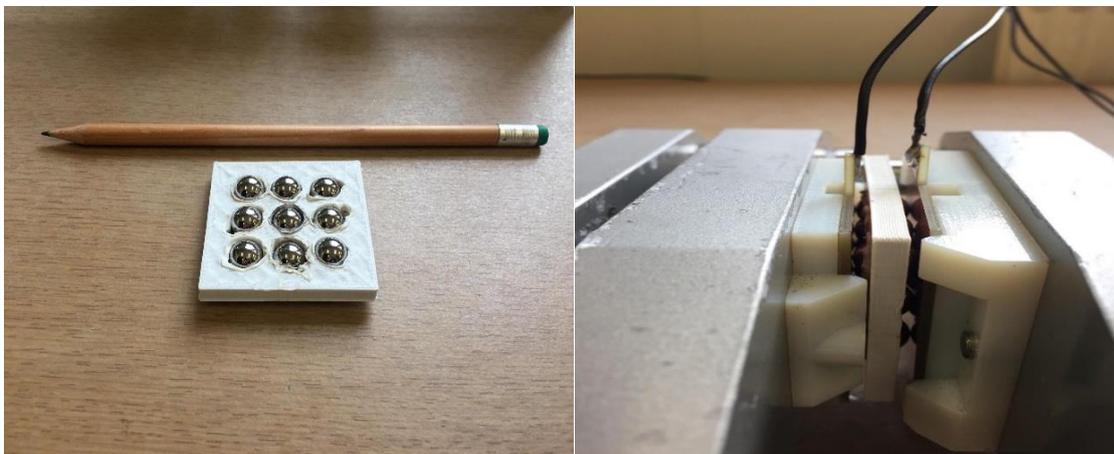


Figure 5-11 : Montage expérimental pour plusieurs billes en parallèle entre deux plaques de cuivre

Nous avons donc appliqué pour le contact d'une bille une force de 10 N. Ce qui implique que pour 2 billes la force est de 20N jusqu'à 9 billes où la force de contact est de 90 N. Lorsque nous traçons les caractéristiques courant/tension sur un même graphique nous obtenons la figure 5-12 suivante :

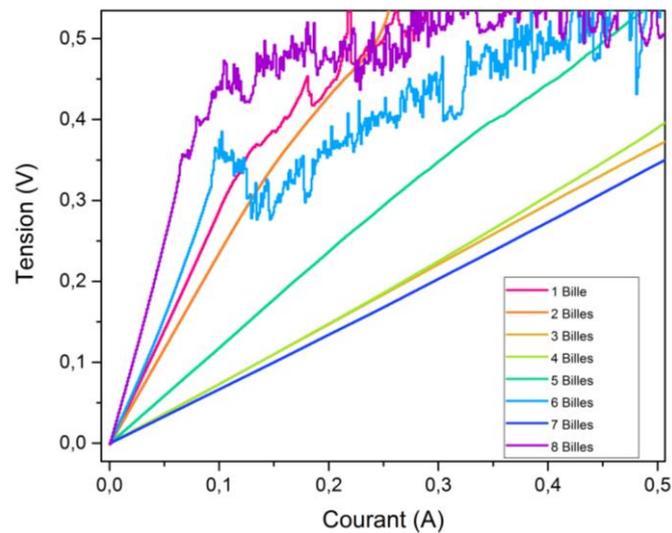


Figure 5-12 : Résistance de montée en fonction du nombre de billes en parallèle

Afin de simplifier la lecture du graphique nous avons uniquement représenté que la résistance à la montée de comprise entre 0 A et 0,5 A. Ce résultat plutôt inattendu ne nous permet pas de conclure que l'augmentation du nombre de contacts en parallèle baisse significativement la résistance d'interface. Ici, 3 hypothèses (qui ne s'excluent en aucun cas) ont été retenues pour expliquer ce phénomène. La première que nous avons vue précédemment peut venir de la forte dispersion des mesures des caractéristiques courant/tension. La deuxième est que la pression ne se répartit pas de manière homogène sur toutes les billes. Ce qui implique qu'un contact domine sur les autres comme nous l'avons vu dans la partie **Chapitre 4.1 : Mécanismes de contact**. Et la 3^{ème} viendrait d'un mécanisme de transfert qui n'est pas encore connu. Nous privilégions la piste des deux premières hypothèses.

Plusieurs contacts en série

Alors que nous avons étudié le cas de plusieurs contacts en parallèle nous nous intéresserons cette fois-ci l'influence de l'augmentation du nombre de contacts en série. Pour se faire nous avons dû concevoir et imprimer une pièce avec l'imprimante 3D (fig. 5-13-b), cette pièce permet de placer de 1 à 4 billes en série de taille 10mm, comme le montre la figure 5-13-A.

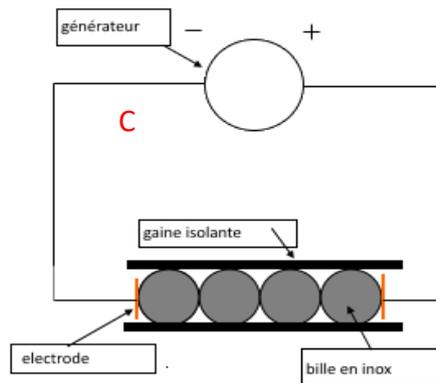
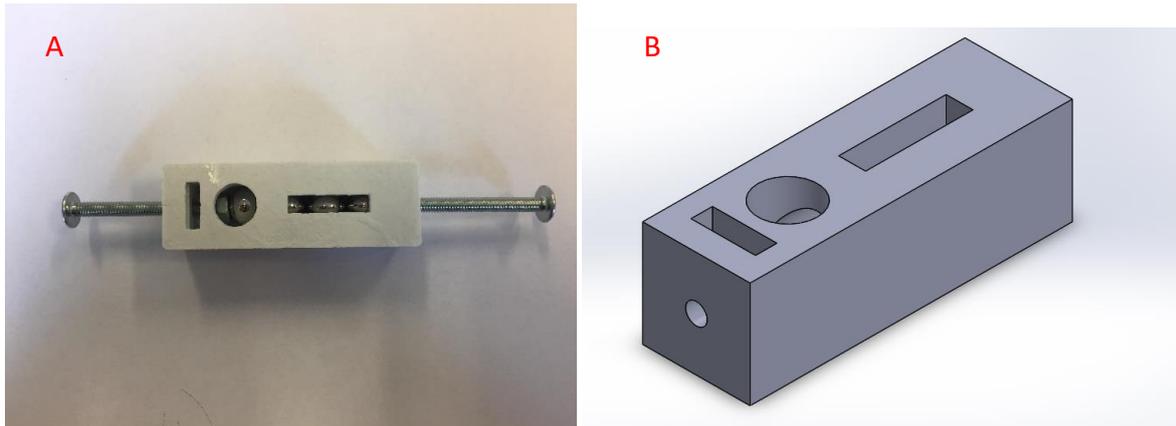


Figure 5-13 : Montage expérimental pour plusieurs billes en série

Dans cette configuration, la force appliquée ne nous est pas accessible. Cependant, cette expérimentation nous est nécessaire, car il nous est primordial de pouvoir faire la distinction entre les effets des contacts en parallèle et ceux en série. Nous essayerons donc de dégager des signatures électriques des billes en série. En appliquant la rampe de courant de 0 A à 1 A nous obtenons aux bornes de 4 billes, nous obtenons la figure 5-14 suivante :

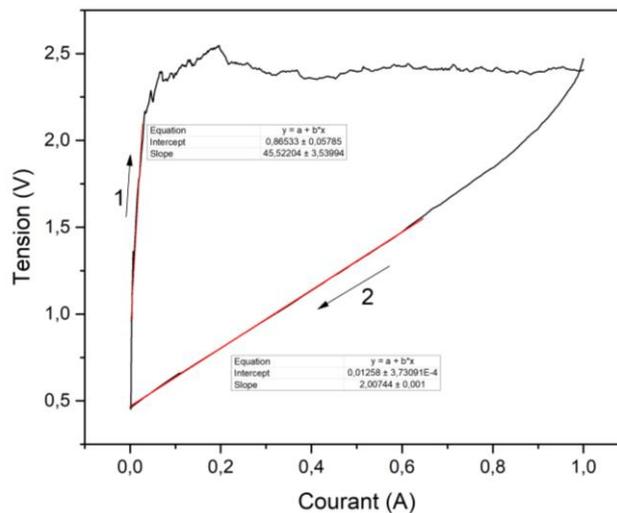


Figure 5-14 : caractéristique courant/tension pour 4 billes en parallèle.

Nous pouvons, à partir de cette figure 5-14 apercevoir un nouveau comportement. Nous pouvons voir apparaître un plateau de saturation à environ 2,5 V. Cette saturation n'est jamais apparue dans le cas des billes en parallèle ce qui nous permet d'affirmer que cette signature électrique est spécifique aux billes en série. L'hypothèse la plus pertinente que nous avons retenue pour cette saturation serait un effet amplifié des arcs électriques dû à l'augmentation de la résistance. Cela engendre une augmentation de la tension, ce qui favorise l'effet des arcs électriques. Un deuxième effet observable est que cette la résistance de montée est beaucoup plus importante que dans le cas des billes en parallèle. Cela est cohérent, car les résistances doivent s'additionner en série. Dans cet exemple illustré, la résistance à la montée est de 45 Ω alors que la résistance à la descente est de 2 Ω [ce qui est proche de la résistance d'une bille seule].

Un contact réel : cas de l'interface pantographe caténaire

Depuis le départ, l'ensemble de nos travaux concerne des interfaces métal/métal. Or l'une des problématiques de l'interface pantographe/caténaire c'est que les deux matériaux sont différents. En effet, la caténaire est en cuivre alors que la bande de captage est en carbone. La différence fondamentale réside dans le fait que le carbone est un semi-conducteur à gap nul. Même si ces deux matériaux sont de bons conducteurs, il ne faut pas exclure que leur structure électronique puisse avoir des comportements différents sur cette nouvelle nature du contact. Afin de nous assurer que ces effets d'interface sont présents dans le cas du contact pantographe/caténaire, nous avons récupéré des échantillons de fil de contact et de bande de captage, dont chacun d'eux ayant déjà été utilisé en conditions réelles. Ici donc le but de ces travaux est de réaliser les conditions réelles à l'échelle du laboratoire c'est-à-dire à faible force et faible courant.

Ce montage expérimental a été très simple à réaliser. Afin de respecter au mieux les conditions réelles, nous avons voulu conserver la surface géométrique réalisée dans le cas réel c'est-à-dire 5x1 cm². Nous avons donc découpé un morceau de 5x5 cm² de carbone récupéré à partir d'une bande de captage. Pour le fil de contact, nous avons utilisé un échantillon de 10 cm de long. Nous les avons comprimés grâce à notre banc de mesure et nous avons ensuite appliqué la même rampe de courant que pour les billes. Ce qui nous donne le montage suivant (fig. 5-15) :

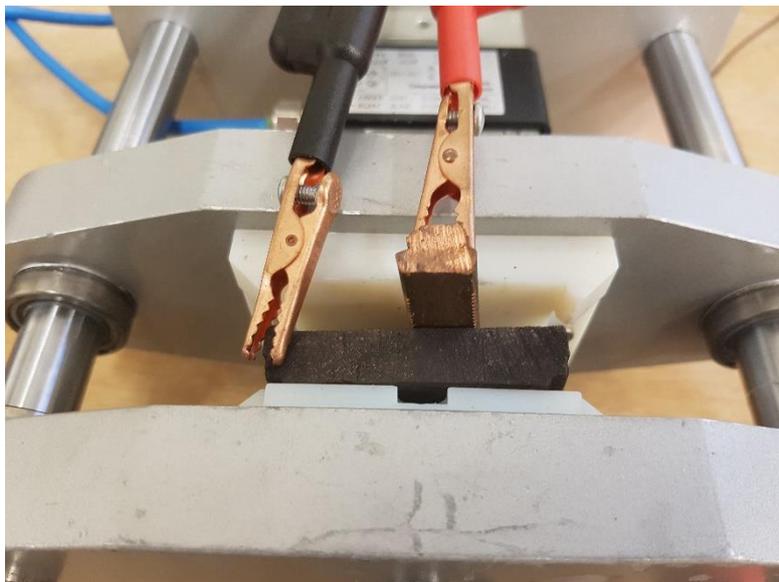


Figure 5-15 : Montage expérimental entre un fil de contact neuf et un échantillon de bande de captage

À partir de ce montage, nous avons essayé de déterminer quelle est la force la plus grande qui nous permet d'observer l'effet Branly. Malheureusement, il est très difficile d'estimer cette

information avec précision, car les effets apparaissent en dessous de 1 N. De plus, l'apparition des effets est très dépendante du contact.

Cependant, à partir de ce montage, nous avons réalisé plusieurs mesures à différentes forces. Nous avons représenté sur la figure 5-16-A le cycle ayant la plus forte hystérésis avec une force estimée à 1 N et le résultat ou l'hystérésis n'est plus visible à 15 N (fig. 5-16-b).

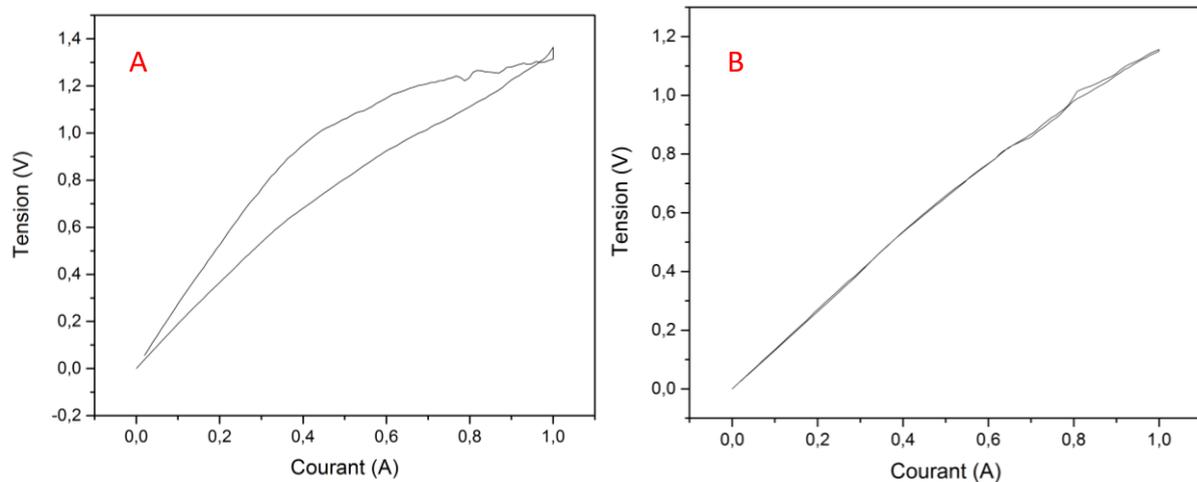


Figure 5-16 : à gauche $F=0,9N$ à droite $F=15N$

Cette expérimentation à l'échelle du laboratoire est pour nous essentielle, et ce pour plusieurs raisons. La première c'est qu'elle nous permet d'observer que les effets d'interfaces, que nous avons mis en évidence, sont aussi présents dans le cas des interfaces pantographe/caténaire. Ce qui veut dire que la structure électronique du carbone n'annule pas les autres effets lorsqu'elle est en contact avec un métal. Deuxièmement, nous pouvons observer une autre particularité sur cette courbe, c'est que la tension à la descente possède une courbure négative. Un cas que nous avons prédit dans le **Chapitre 2.4 : Arcs électriques à l'interface** en faisant la supposition que des arcs électriques se forment à l'interface. **Cette découverte peut être déterminante sur la recherche d'une solution de l'usure prématurée des bandes de captages.** En effet, comme nous l'avons vu, il y a un lien étroit entre l'usure des bandes et le nombre d'arcs électriques. Si les arcs sont déjà présents lorsque le contact est établi, cela peut favoriser la création d'un arc plus puissant et destructeur lors d'une rupture de contact. Une solution intéressante qui peut être mise en œuvre pour pallier à ce problème serait de proposer un matériau limitant la création d'arcs pour diminuer significativement les arcs destructeurs lors d'une rupture de contact. **Ce qui permettrait une diminution significative de l'usure des bandes de captage.**

L'effet Branly est donc bien présent à l'interface pantographe/caténaire. Toutes ces étapes étaient nécessaires afin de comprendre tous les effets présents, mais surtout d'être sûr qu'elles étaient présentes dans le cas cuivre/carbone. Il est maintenant important de démontrer que cela est présent dans le cas réel pousser l'étude plus loin en réalisant les expérimentations des interfaces pantographe/caténaire dans des conditions à l'échelle 1. Ces expérimentations sont présentées dans la partie suivante et ont été permises grâce à l'AEF et Faiveley.

5.3. Expérimentation échelle 1

La problématique des expérimentations à l'échelle du laboratoire, c'est que leurs comportements peuvent être différents par rapport au cas réel. En effet, malgré l'universalité des méthodes de transfert à l'interface, le changement de matériau ou l'ordre de grandeur du courant peut changer le régime de dominance de chacun des effets.

Nous avons donc mis un point d'honneur de passer au cas réel que nous avons pu mettre en place grâce à la collaboration et à la participation de Faiveley et de l'AEF (Agence de l'Essai Ferroviaire).

Faiveley

Nous avons eu l'occasion de travailler chez Faiveley dans les locaux de Saint-Pierre-des-Corps. Nous avons eu accès à un pantographe, différent type de bande de captage ainsi qu'une alimentation en courant continu pouvant aller jusqu'à 100 A et une alimentation alternative 50 Hz, pilotable en courant que nous avons fait varier jusqu'à 60 A.

Dans ce cas présent, le pantographe lève son « bras » de manière pneumatique. C'est-à-dire grâce à la force de pression que le gaz exerce sur le bras du pantographe. Ce système a la propriété de pouvoir s'adapter à la hauteur du fil de contact. Comme cela est expliqué dans le **Chapitre 1.1 : Description du système ferroviaire**. Dans le cas d'un contact statique, cela ne présente aucune différence avec une autre méthode d'application de la force. Cependant, cela devient très différent lorsqu'il s'agit d'un contact dynamique, car après un choque (de la bande de captage sur le fil de contact) la pression du gaz peut osciller et faire varier la force de contact périodiquement ce qui introduit des oscillations mécaniques. [Même si ces oscillations sortent de ce qu'il a été possible lors de cette thèse, une piste de recherche a déjà été entamée afin d'étudier une spectroscopie d'impédance électrique influencée par les oscillations mécaniques].

Matériel et méthode

Dans ce cas nous allons reproduire le plus fidèlement possible le protocole établi lors des expérimentations laboratoires de nos interfaces métal/métal. La première étape sera d'établir le contact entre le pantographe et la caténaire. Ici, le fil de contact utilisé est un échantillon de fil neuf. N'ayant pas d'échantillon de fil usé adapté à ces expériences nous n'avons pu le définir comme un paramètre. Pour ce qui est de l'application de la force, cela se fait en augmentant la pression du système pneumatique puis nous mesurons la force appliquée à l'aide d'un dynamomètre. L'ensemble des expérimentations ont été réalisés entre 30 N et 150 N. Ensuite, le générateur de courant est mis sous tension, puis une rampe de courant est appliquée entre 0 A et 60 A. Cette rampe est appliquée manuellement comme l'illustre la figure 5-17 ce qui veut dire qu'elle n'est pas triangulaire, comme cela a été le cas dans les conditions du laboratoire. La mesure du courant a été réalisée grâce à une pince ampèremétrique reliée à un oscilloscope et la différence de potentielle a été réalisée entre le fil de contact et une extrémité de la bande de captage.

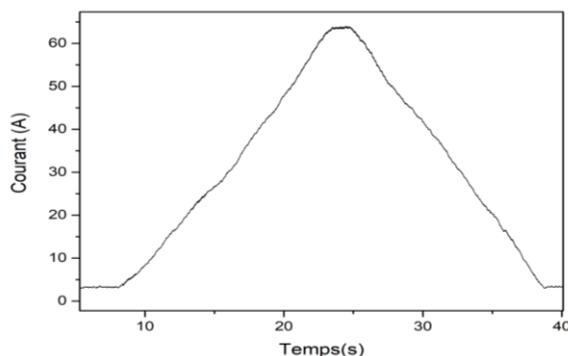


Figure 5-17 : Rampe de courant appliquée en fonction du temps

- Bande de captage
- Caténaire neuve
- Sortie du courant
- Centrale d'acquisition
- Entrée de courant
- Contrôle de la pression

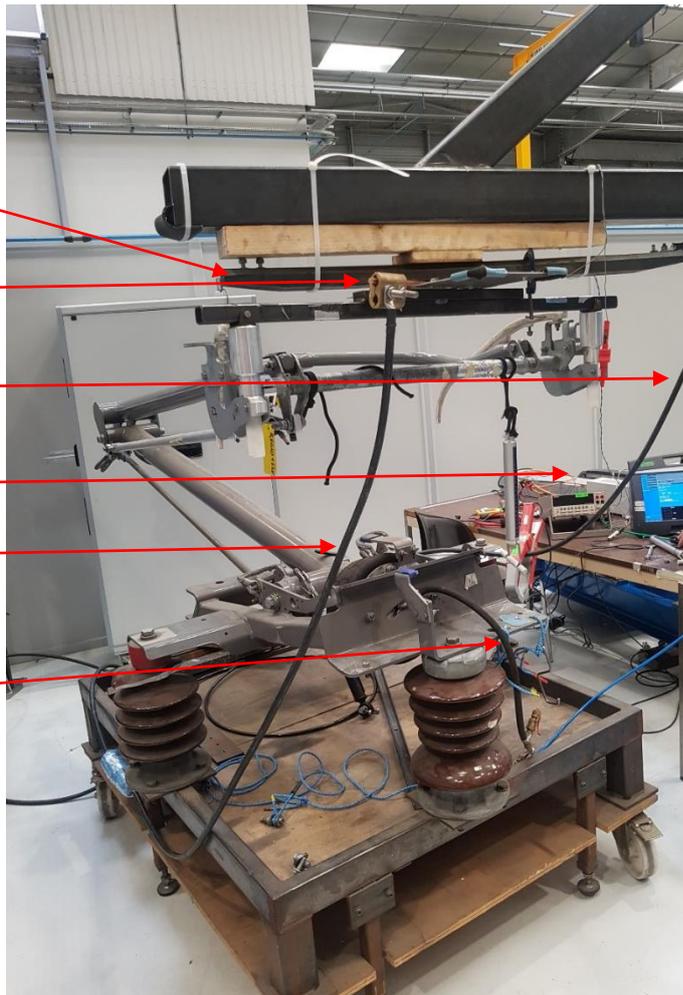


Figure 5-18 : Montage expérimental échelle 1 du contact pantographe/caténaire.

Pour réaliser ces expériences, nous avons eu à disposition 4 types de bandes de captage. Des bandes carbonées neuves et usées ainsi que des bandes imprégnées de cuivre neuves et usées. Comme cela est illustré sur la figure 5-19 suivante :



Figure 5-19 : Bande de captage en carbone pur à gauche et imprégné de cuivre à droite

Résultats expérimentaux

◆ Caractéristiques I-V

Dans un premier temps, il a été nécessaire de vérifier si la caractéristique courant/tension présentait toujours une hystérésis, un bruit à la montée ainsi qu'un deuxième cycle moins résistif. Nous avons donc réalisé deux cycles courant/tension dans le cas d'une interface cuivre/carbone usée à 100 N. Ces conditions expérimentales nous ont permis d'obtenir la figure 5-20 suivante :

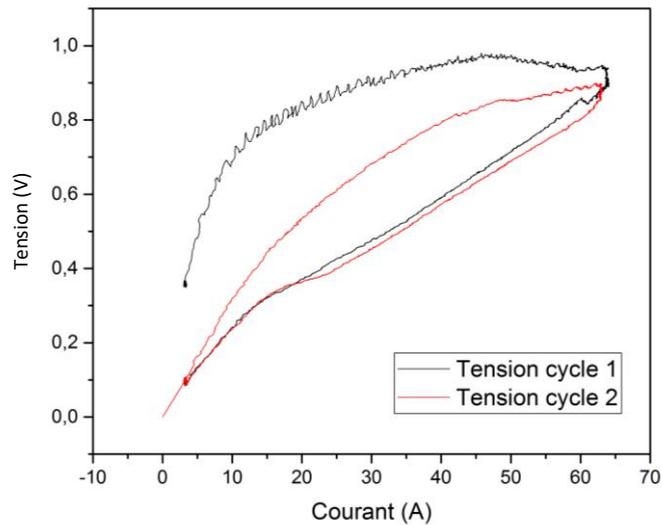


Figure 5-20 : caractéristique courant/tension pour différents cycles dans le cas du carbone pur

Nous retrouvons exactement les mêmes caractéristiques que nos interfaces métal/métal pour des forces et des courants moins élevés. Comme nous l'avons vu, l'augmentation de la force a tendance à effacer l'hystérésis ainsi que la forme non linéaire des courbes de courant/tension. Cela implique qu'une augmentation du courant à l'effet inverse et exacerbe ces caractéristiques.

Effet de la force

Dans un second temps, nous avons voulu vérifier l'effet de la force sur ces caractéristiques courant/tension. Pour ce faire, nous avons appliqué différentes forces tout en gardant la bande de captage usée. Entre chaque cycle, nous avons renouvelé l'interface, cela nous donne les résultats de la figure 5-21 suivants :

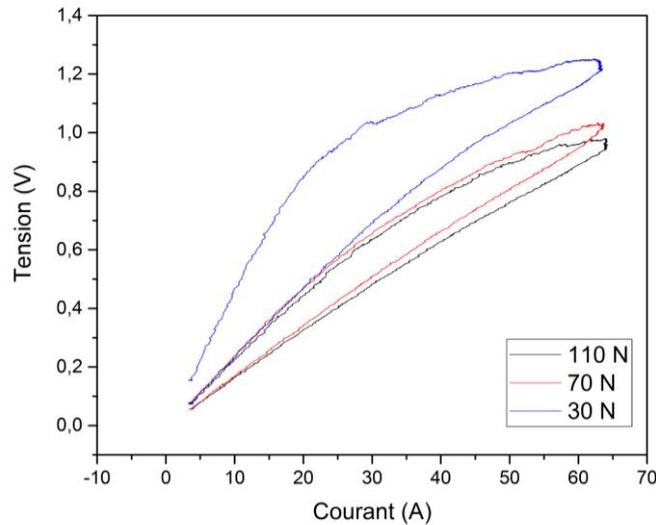


Figure 5-21 : Évolution de la caractéristique courant/tension en fonction de la force.

Comme nous nous y attendons, la puissance dissipée est plus faible quand la force augmente. Ce comportement a été prévu par la simulation et sera démontré expérimentalement dans le **Chapitre 5.6 : Résistance en fonction de la force**. Nous pouvons aussi observer que la courbure au retour est négative. Ce qui est rare dans le cas de l'interface métal/métal, mais qui était déjà présent dans les expérimentations laboratoire de l'interface cuivre/carbone.

Bande neuve usée

Nous arrivons ici au cœur de la problématique de notre thèse qui est l'échauffement à l'interface pantographe/caténaire. En effet, au fur et à mesure que la bande de captage s'use, l'échauffement est de plus en plus grand. Nous devrions donc retrouver une caractéristique courant/tension plus faible pour la bande de captage neuve que pour la bande de captage usé. Afin de comparer ces deux courbes, nous avons appliqué une force de 100 N puis appliqué une rampe de courant. Nous obtenons la figure 5-22 suivante :

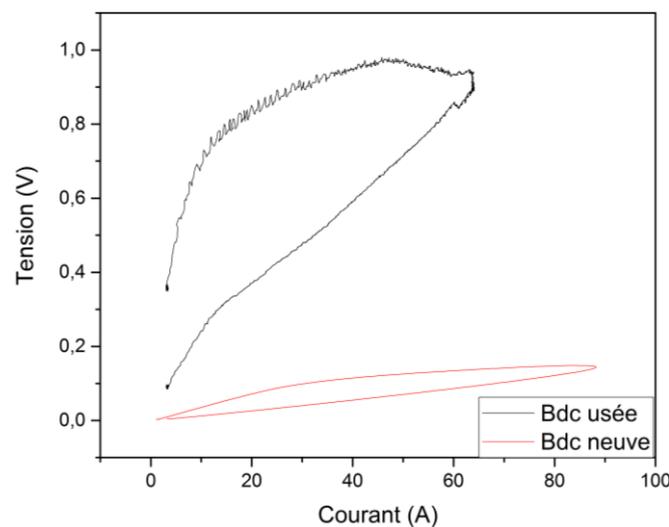


Figure 5-22 : Évolution de la caractéristique courant /tension pour le cas d'une bande neuve et usée

Ici, comme nous pouvions nous y attendre la bande de captage neuve a une caractéristique courant/tension ainsi qu'un ventre beaucoup plus faible. De plus, il est possible de constater que pour la bande de captage usée la courbure à la montée est beaucoup plus bruitée. Cela est donc plus propice aux arcs électriques et donc à une usure prématurée. Tous ces éléments indiquent qu'une solution est envisageable en développant un matériau moins sensible à l'hystérésis et aux arcs électriques. Cette idée sera développée dans les perspectives techniques.

Bande de carbone / Bande imprégné de cuivre

Dans un dernier temps, nous avons trouvé intéressant de comparer les différents types de caténares afin de comparer leur puissance dissipée pour une force établie à 30 N.

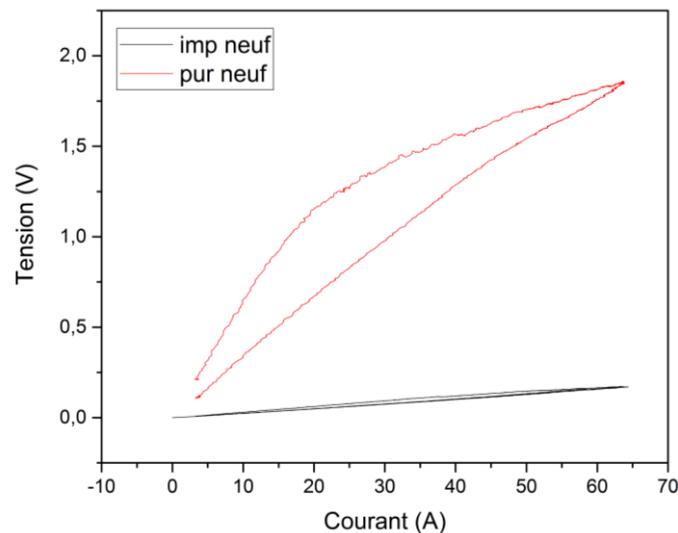


Figure 5-23 : Comparaison des caractéristiques courant/tension entre une bande de carbone pure et une bande imprégnée de cuivre

Ici, il est clair que les bandes de carbone imprégné de cuivre sont moins résistives que les simples bandes de carbones. Dans ce cas précis, la résistance est 10x plus faible pour la bande de captage imprégné ce qui implique une puissance dissipée 10x plus faible.

Conclusion :

L'ensemble des essais à l'échelle 1 nous ont permis de confirmer tous résultats obtenus sur les contacts métal/métal. Cela implique que le dépôt de la poudre de carbone sur le fil de contact augmentera la résistance ainsi que les effets d'interfaces, qui sont dans notre cas, parasites. Cependant, cela nous permet de confirmer qu'une solution est envisageable afin de réduire la quantité d'arcs électriques à l'interface en proposant un matériau conducteur et capacitif afin de diminuer les variations de potentiel qui pourrait favoriser les arcs électriques.

Effet de la résistance

Comme nous l'avons vu plus haut, une forte dispersion des données due à l'état de surface peut augmenter considérablement la résistance. Nous avons relevé un cas spécifique [ce cas a été découvert accidentellement, mais a pu être reproduit autant de fois que nécessaire] qui produit un rayonnement électromagnétique visible dans le rouge (fig. 5-24-A). La température n'a pu être relevée directement, mais un dépôt de cuivre sur bande de captage nous a laissés supposer que localement la température de fusion de cuivre a été atteinte (fig. 5-24-B).

Afin de réaliser ces conditions, il fallait qu'un angle faible entre la caténaire et la bande de captage existe pour ainsi diminuer la surface géométrique de contact. La deuxième condition à réaliser est que la puissance dissipée soit supérieure à 50 W. Ce facteur est un facteur qui était aléatoire, mais que nous avons provoqué en diminuant la force de contact à 30 N.

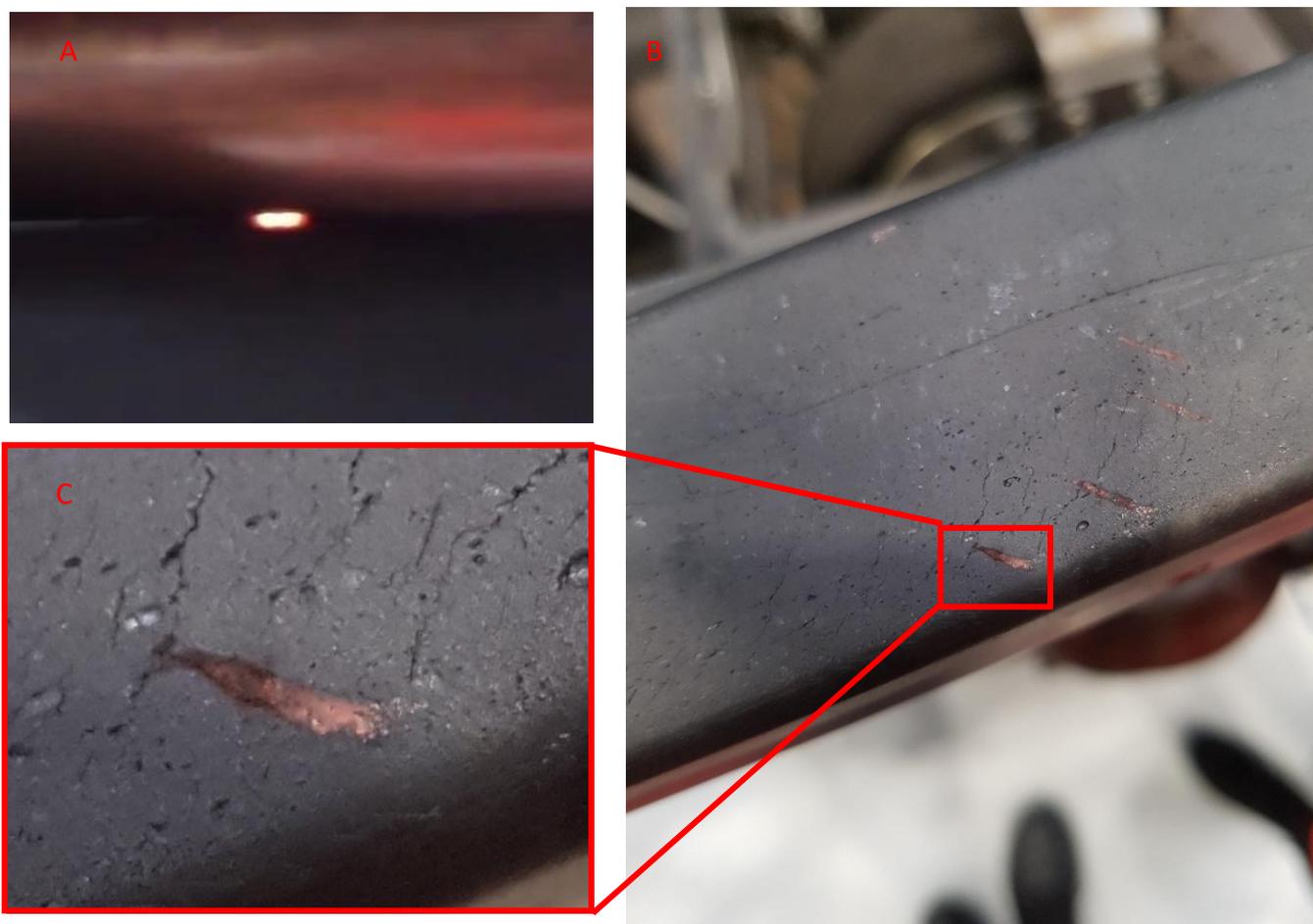


Figure 5-24 : Echauffement local par effet joule du point de contact entre le pantographe et la caténaire pour une puissance dissipée de 50 W. A) rayonnement de la caténaire dans le visible. B) Dépôt de cuivre sur la bande de captage. C) zoom sur un dépôt d'environ 1 mm²

Nous avons pu établir que cet échauffement était réalisable lorsqu'une puissance dissipée de 50 W à travers une surface d'environ 3 mm². L'estimation du contact a été faite en mesurant le dépôt de cuivre laissé sur la bande de captage.

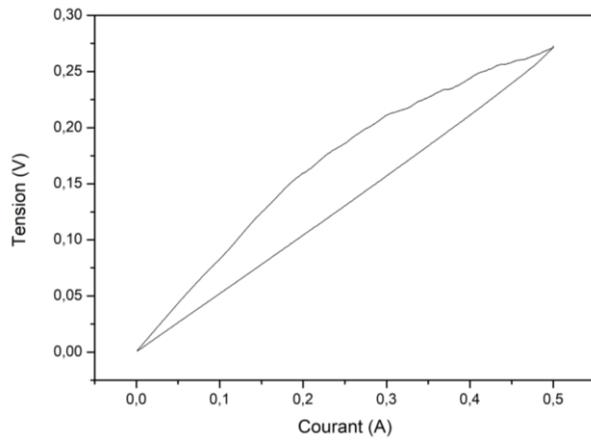
Ce résultat est intéressant, car il permet de devenir un critère pour définir une résistance critique à ne pas dépasser pour une bande de captage.

5.4. Morphologie des courbes courant/tension

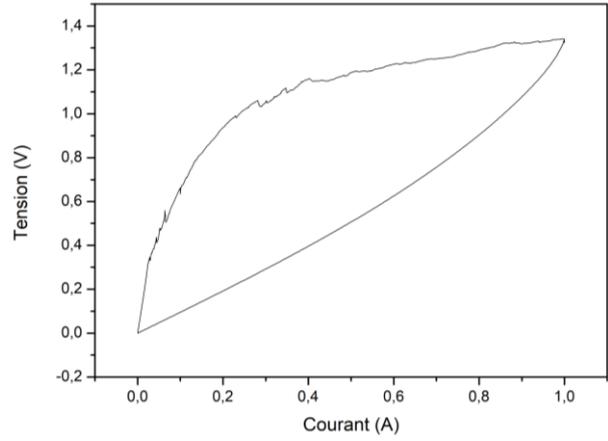
Peut-être l'auriez-vous noté, peut-être cela vous aura-t-il intrigué, mais lors de la lecture des expériences précédentes, la morphologie des courbes courant/tension est fortement variable. Cela est a été problématique durant toute la thèse et a rendu son étude plus ardue. En effet, que ce soit du point de vue sur leur puissance dissipée ou aussi dans leur hystérésis leur apparition est très aléatoire. Dans la littérature la morphologie de la courbe I-V la plus courante est celle représentée en figure 5-7. La raison est simple, en réalité c'est la morphologie la plus courante dans le domaine des interfaces, mais c'est aussi la plus simple à étudier et à expliquer. Cependant, comme nous avons pu l'observer tout au long de ce chapitre il existe d'autres morphologies que nous ne pouvons négliger, car la configuration des contacts en série ou en parallèle ou une couche d'oxyde influence cette morphologie.

Nous avons donc dressé le tableau des différentes morphologies que nous avons rencontrées dans le cadre des différentes interfaces que nous avons établies. Il faut avoir conscience que certaines morphologies n'apparaissent que dans des cas spécifiques comme nous le révélons dans les résultats suivants :

Montée lisse

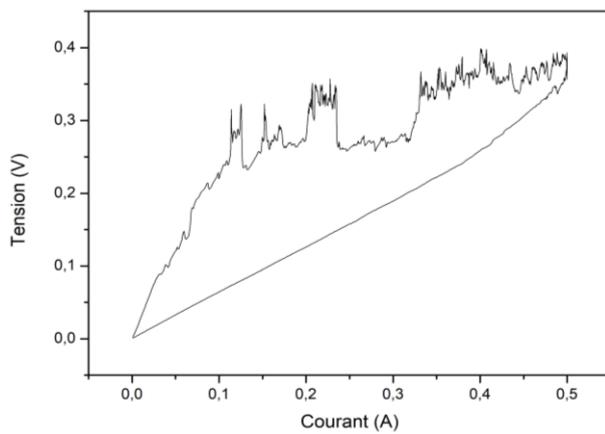


1)

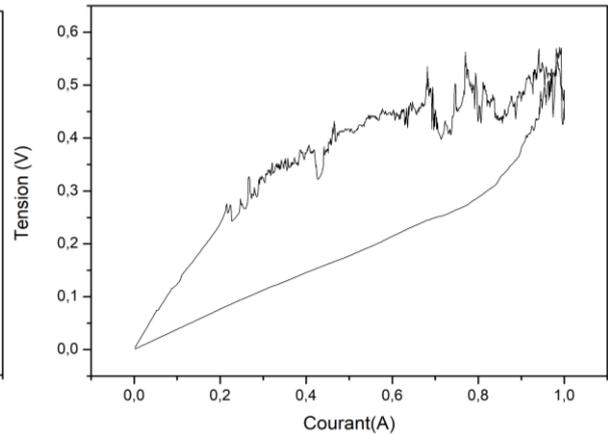


2)

Montée bruitée

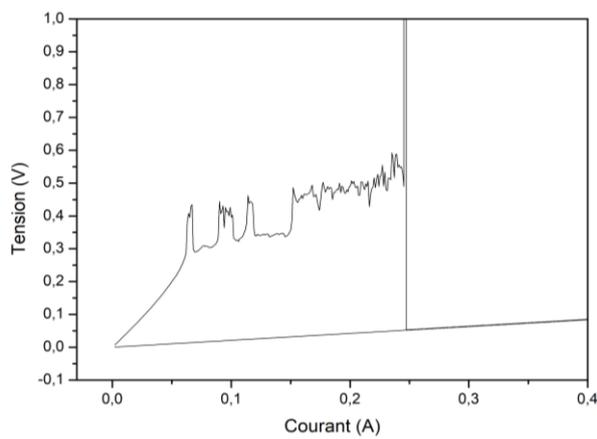


3)

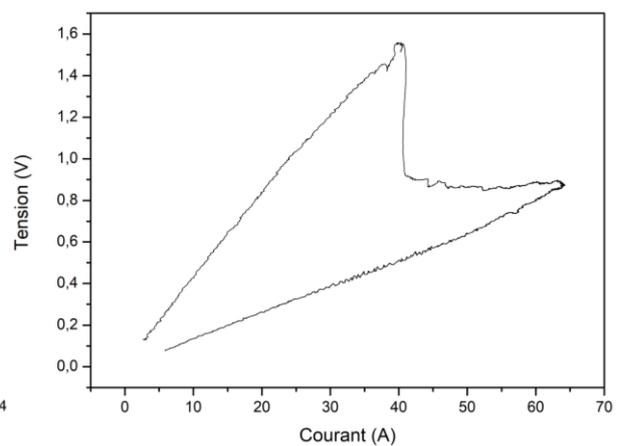


4)

Claquage



5)



6)

◆ Descriptif

1)

Courbure : Courbure à la montée négative et retour linéaire.

Fréquence d'obtention : Commun

Description : C'est la forme courante pour un contact avec des métaux d'aspect lisse et sans oxydation avec un écrasement fort, mais qui n'est pas suffisant pour obtenir un système ohmique. Le retour linéaire est souvent corrélé à une faible hystérésis.

Type de contact : matériaux propres peu rugueux sans oxydation. /

2)

Caractéristiques : Courbure à la montée négative et courbure à la descente positive.

Fréquence d'obtention : Commun

Description : Malgré la courbure positive de la descente en courant elle est similaire à la caractéristique 1). Elle est d'ailleurs obtenue dans les mêmes conditions à un paramètre près. Soit une force plus élevée soit une rampe de courant plus forte.

Type de contact : matériaux propres peu rugueux sans oxydation.

3)

Caractéristiques : Courbure à la montée négative et retour linéaire.

Fréquence d'obtention : Commun

Description : Bruit à la montée apparait le plus souvent pour des surfaces rugueuses et/ou oxydées. Comme pour 1) le retour linéaire est dû soit à une faible force soit une rampe de courant faible.

Type de contact : matériaux peu rugueux et/ou oxydation modérée.

4)

Caractéristiques : Courbure à la montée négative et courbure à la descente positive.

Fréquence d'obtention : Commun

Description : Forme i-V obtenu fréquemment. Obtenu dans les mêmes conditions que 2) avec par contre un matériau plus rugueux et/ou oxydé

Type de contact : matériaux peu rugueux et/ou oxydation modérée.

5)

Caractéristiques : Seuil de claquage et retour linéaire.

Fréquence d'obtention : Rare

Description : Forme i-V obtenu rarement. Une fois un certain seuil de courant atteint, le système devient ohmique de manière brutale.

Type de contact : matériaux peu rugueux et/ou oxydation modérée.

NB : Un générateur plus puissant pourrait forcer un comportement de ce type

6)

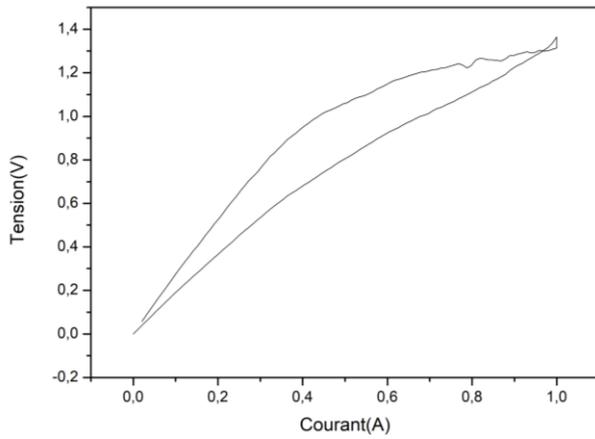
Caractéristiques : Seuil de claquage et retour linéaire.

Fréquence d'obtention : exceptionnelle

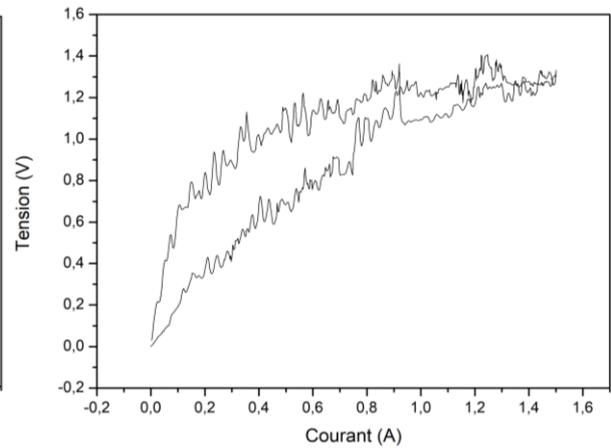
Description : Une fois un certain seuil de courant atteint, le système subit une chute de tension brutale et garde une tension constante en fonction du courant avec un retour est ohmique.

Type de contact : Obtenu dans le cas d'un contact entre un cylindre en cuivre lisse et un pantographe neuf.

Descente à courbure négative

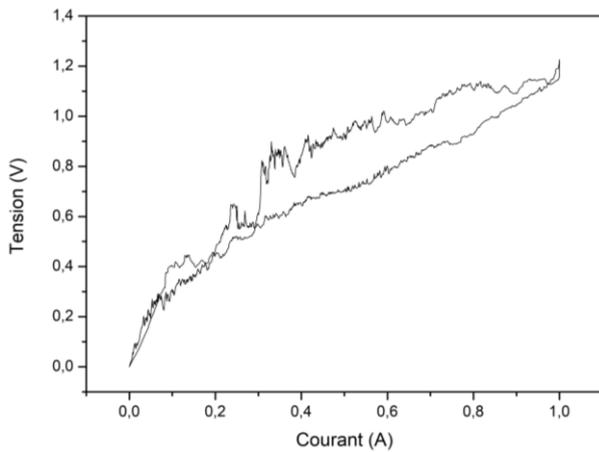


7)

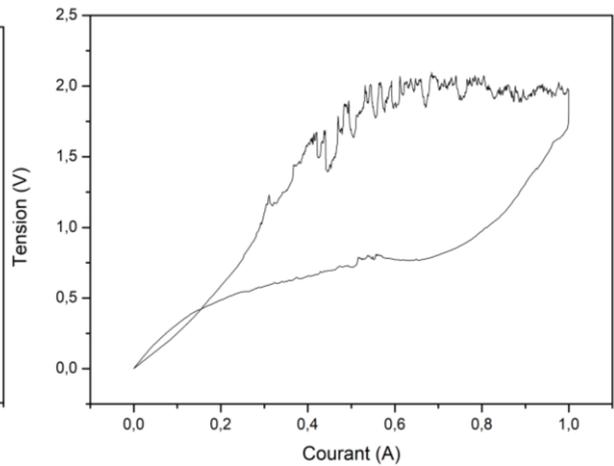


8)

Changement de courbure à la décente

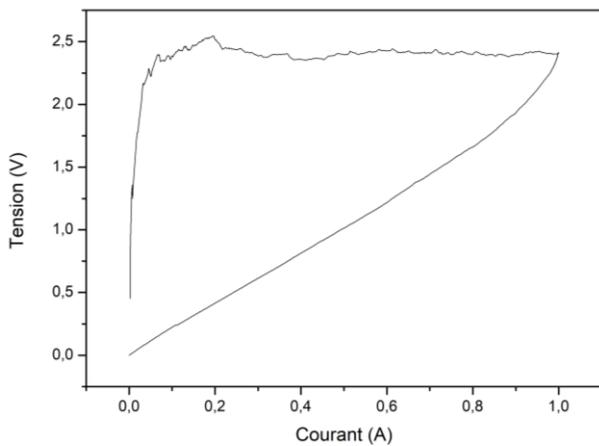


9)

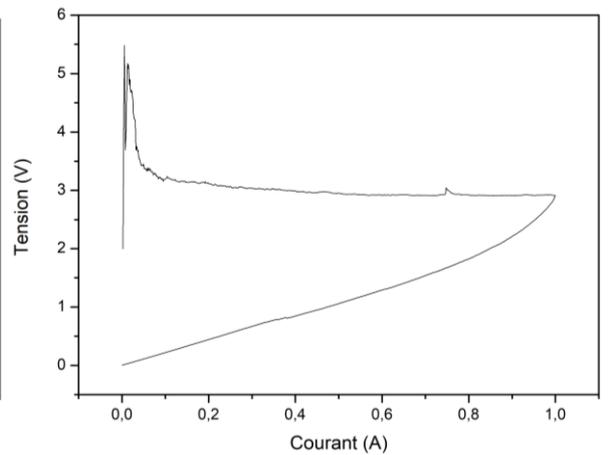


10)

Résistance constante $\frac{\delta U}{\delta i} = cte$ ou négative $\frac{\delta U}{\delta i} = -\alpha$



11)



12)

◆ Descriptif

7)

Caractéristiques : Courbure à la montée négative et courbure à la descente négative.

Fréquence d'obtention : Commun / Rare

Description : La montée peut être lisse ou bruitée, mais le retour à une courbure négative. Ce retour peut être obtenu souvent dans le cas d'une interface métal/Carbon, mais devient plus rare dans le cas d'un contact métal/métal.

Type de contact : métal/carbone ou métal rugueux et/ou oxydé

8)

Caractéristiques : Courbure à la montée négative et courbure à la descente négative.

Fréquence d'obtention : Rare

Description : La montée et la descente sont bruitées. Effet rare et traduit une reproductibilité très faible.

Type de contact : métal/carbone ou métal/métal

9)

Caractéristiques : Courbure à la montée négative et changement de courbure à la descente.

Fréquence d'obtention : Rare

Description : La montée et la descente sont bruitées. Effet rare et traduit une reproductibilité très faible.

Type de contact : métal/carbone ou métal/métal

10)

Caractéristiques : Courbure à la montée négative et changement de courbure à la descente.

Fréquence d'obtention : Rare

Description : La caractéristique retour peut repasser au-dessus de la caractéristique aller. Effet rare et traduit une reproductibilité très faible.

Type de contact : métal/carbone ou métal/métal

11)

Caractéristiques : **A la montée** Courbure négative puis tension constante en fonction du courant
À la descente : retour linéaire.

Fréquence d'obtention : Rare/commun

Description : Le plateau de tension est une caractéristique rare des interfaces, mais peut être obtenu volontairement en ajoutant des interfaces en série (ici 9 billes en acier de 5 mm de diamètre) avec une faible force.

Type de contact : métal/métal

12)

Caractéristiques : **A la montée** Caractéristique de claquages puis tension négative
À la descente : retour linéaire ou courbure positive.

Fréquence d'obtention : Rare/exceptionnelle

Description : Une caractéristique de tension négative est une caractéristique rare même avec des interfaces mises en en série (ici 9 billes en acier de 5 mm de diamètre) avec une faible force.

Type de contact : métal/métal

5.5. Courant/tension alternatif

Courant tension à 50 Hz

Après avoir approfondi nos connaissances sur le comportement des interfaces pour un courant continu, nous allons maintenant étudier le comportement des caractéristiques courant/tension dans le cas d'un courant alternatif. Afin de réaliser une expérimentation semblable aux caractéristiques courant/tension, une rampe de courant alternatif a été appliquée. Le générateur produit un courant alternatif à 50 Hz avec la possibilité de faire varier le courant max. comme l'illustre la figure 5-25. Nous avons donc établi une rampe de courant de 0 A à 60 A.

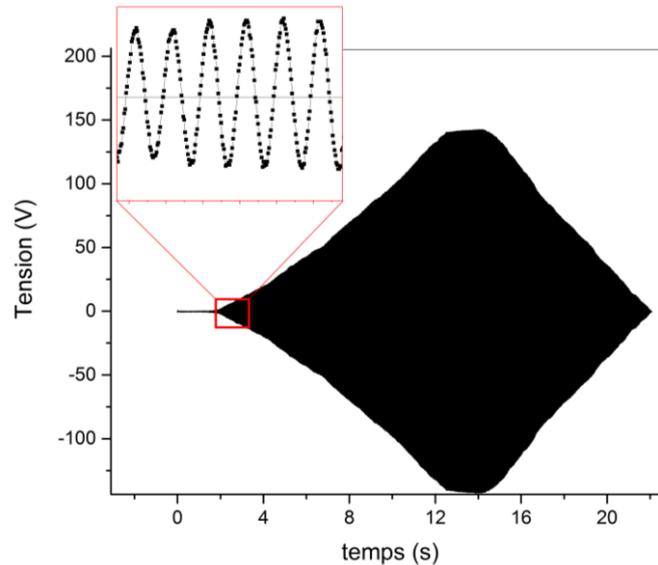


Figure 5-25 : rampe courant alternatif

L'exemple donné a été réalisé dans le cas de l'interface pantographe/caténaire à fort courant. Cependant, ce comportement s'observe aussi dans le cas du contact métal/métal. Ce qui nous permet d'obtenir les résultats de la figure 5-26 suivants :

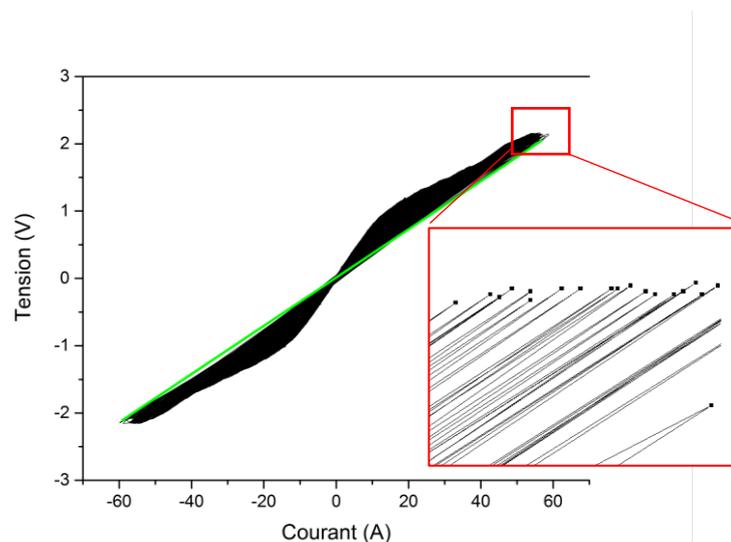


Figure 5-26 : succession de plusieurs cycles réalisés en courant alternatif 50 Hz

Ce qui est intéressant dans ce cas, c'est d'observer que la partie négative du courant possède elle aussi une hystérésis. Cependant, la fréquence ne change pas le comportement déjà observé dans le cas des cycles successifs. C'est-à-dire que sur l'ensemble des périodes le phénomène hystérétique semble s'effacer pour tendre vers un comportement ohmique (**ligne verte** sur la figure 5-26). Ceci nous donne l'avantage de pouvoir définir une résistance propre à un contact donné [c'est-à-dire que sa résistance dépend de l'histoire de l'application du courant]. Ce résultat est assez important, car il montre que la succession de cycle permet de stabiliser la résistance vers une valeur unique pour un état mécanique donné. Cette propriété sera utilisée lorsque nous établirons l'évolution de la résistance en fonction de la force. Cependant, il faut garder à l'esprit que la stabilisation de la résistance après plusieurs cycles ne peut pas être transposée dans le cas de l'interface pantographe caténaire lorsque le train est en mouvement. En effet, la fréquence du courant est trop faible pour que, dans le référentiel de l'interface, le courant paraisse variable. La démonstration est assez simple il suffit de définir une nouvelle variable qui serait le nombre de périodes électrique par mètre. Pour une vitesse de déplacement donnée, et une fréquence électrique, nous pouvons définir cette variable de la manière suivante :

$$\Delta = \frac{f}{v} \quad (56)$$

Si nous prenons le cas d'un train qui roule à 180 km/h soit 50 m/s avec la fréquence du courant électrique de 50 Hz, nous obtenons un nombre de cycles par mètre de $\Delta=1$ cycle/m soit une période par mètre. Comme nous l'avons vu, l'échelle micrométrique est suffisante pour avoir une influence sur l'interface. Pour que nous puissions compter sur l'effet de linéarisation de la résistance il aurait fallu que $\Delta \gg 10^6 \text{ m}^{-1}$, [dit autrement il faudrait que Δ soit strictement supérieur à une période par micromètre] soit une fréquence électrique supérieure au MHz. Cette condition n'est pas réalisée et nous pouvons considérer que dans le cas dynamique du contact pantographe caténaire, le courant vu par l'interface est statique. [Pour aller plus loin, dans le contact roue/rail, cette condition n'est pas réalisée non plus, car les fréquences utilisées sont de l'ordre de kHz, dans les gammes de 1,7 kHz et 2,6 kHz ^[78]].

Impédance de l'interface

Ici, la mesure de l'impédance se fait à l'aide de l'impédancemètre Solartron SI-1260. Cette expérimentation se fait entre deux plaques de cuivre de $5 \times 5 \text{ cm}^2$. Le contact est établi entre les deux plaques de cuivre jusqu'à atteindre une force cible puis, un balayage en fréquence est appliqué successivement allant de 100 Hz à 5 MHz. Pour une force de 5 N. Nous obtenons les résultats de la figure 5-27.

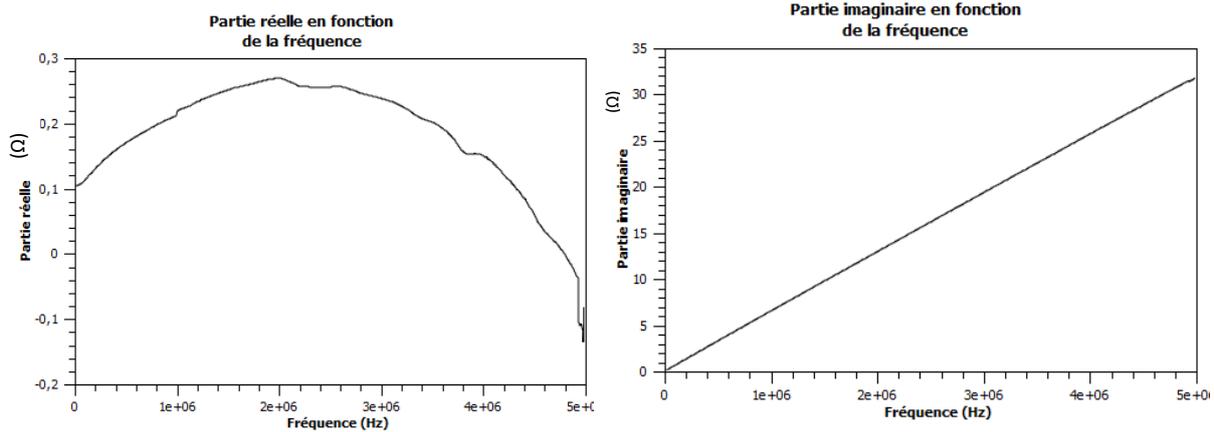


Figure 5-27 : Évolution de la partie réelle (à gauche) et de partie imaginaire (à droite) en fonction de la fréquence.

Nous pouvons voir que la partie réelle dépend de la pulsation en ω^2 alors que la partie imaginaire est linéaire et positive en fonction de la pulsation ω . Le fait que la partie imaginaire soit linéaire et positif ne peut être explicable qu'à partir l'inductance de Drude L_d donné par l'équation 45 redonner comme suit :

$$Im(Z_{interface}) = \omega \frac{J\tau}{2\pi\gamma_c a} \quad (57)$$

Cette équation prédit le caractère linéaire de la partie imaginaire, mais prévoit aussi la décroissance de la pente en fonction de la force. Car le facteur $\frac{1}{a}$ est décroissant en fonction de la force. Cela veut dire que l'inductance de Drude est le mécanisme de réactance qui domine l'interface. Pour ce qui est de la partie réelle, sa forme peut venir des propriétés capacitives de l'interface ainsi que des propriétés chimiques des surfaces comme cela a été décrit dans d'autres publications [79]

Dans un deuxième temps, nous avons mesuré l'impédance pour des charges croissantes de 5 N à 50 N avec un pas de 5 N. Pour une facilité de lecture, nous avons représenté les cas de charges extrêmes : la courbe de 5 N (en noire) et la courbe de 50 N (en rouge). Nous obtenons les résultats de la figure 5-28 suivants :

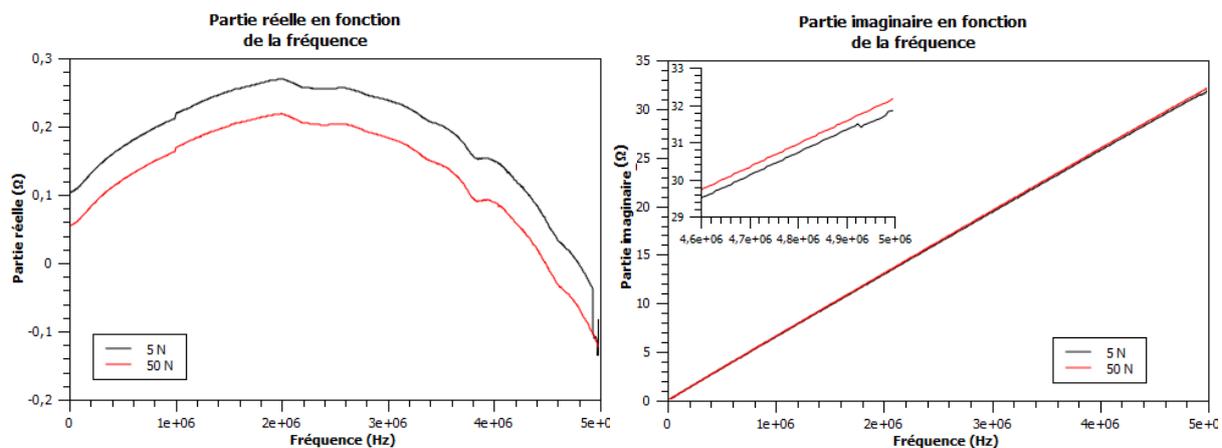


Figure 5-28 : Comparaison des parties réelles et imaginaires pour une force de 5 N et de 50 N

Pour la partie imaginaire, l'évolution en fonction de la force ne modifie que la pente de la courbe comme cela a été prédit. Pour la partie réelle, nous pouvons voir que l'effet de la force abaisse la résistance, mais semble conserver la forme.

Afin d'appuyer ces conjectures, nous avons soustrait les courbes de 5 N et 50 N pour la partie réelle et la partie imaginaire. Nous obtenons les résultats de la figure 5-29 suivants :

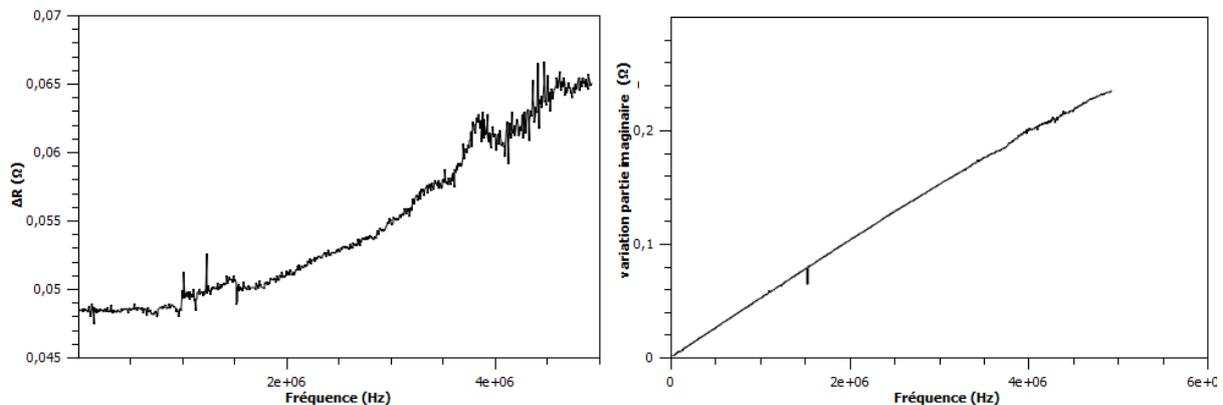


Figure 5-29 : a) différence entre la partie réelle à 5 N et à 50 N

b) Différence entre la partie imaginaire à 5 N et 50 N

Ces résultats confirment pour la partie imaginaire que seule la pente change en fonction de la charge.

Par contre, l'évolution de la partie réelle est très intéressante. Nous pouvons voir que dans une certaine gamme de fréquences entre 0 Hz et 1 MHz l'écart entre les deux courbes est constant. Par contre après 1 MHz cet écart grandit en fonction de la pulsation. D'autres études devront être menées pour savoir si ce phénomène est dû à l'interface. Si c'est le cas, cela veut dire que plus la fréquence est grande, plus la résistance diminue lorsque nous appliquons une force.

5.6. Résistance en fonction de la force

Matériel et méthode

Cette partie s'intéresse à l'évolution de la puissance dissipée à l'interface en fonction de la force appliquée.

Grâce à la méthode de l'impédance, nous avons un moyen de contourner l'hystérésis des caractéristiques courant/tension. Cela permet donc de supprimer les erreurs qui peuvent survenir du bruit ou de la forme provoquer par ces cycles. Cependant, cela ne retire pas le caractère aléatoire dû à la surface de contact mécanique qui peut fortement varier à cause d'un léger décalage en x ou en y. Et comme précédemment nous essayerons plutôt de retrouver les signatures électriques ainsi que leurs causes pour les comparer à la simulation et ainsi prédire un comportement que nous pourrions optimiser.

Nous avons donc mis en place un quatrième type d'expérimentation permettant de mesurer l'évolution de la résistance en fonction de la force. Le but est de faire le lien entre le contact mécanique et la résistance électrique du système. Dans ce cas même, si nous gardons le même banc expérimental figure 5-1 afin d'établir le contact. Le protocole appliqué est lui différent. Premièrement, le pilotage se fait en tension plutôt qu'en courant. Ceci est dû au fait que nous allumons le générateur avant la mise en contact mécanique. Une fois que le générateur de tension est allumé les deux plaques se mettent

en mouvement pour créer un contact et ensuite atteindre une force cible. Nous pouvons résumer la succession d'étapes sous la forme suivante :

- Mise sous tension du générateur.
- Mise en fonction du moteur qui approche les deux surfaces entre elles jusqu'à l'établissement du contact mécanique
- Le moteur continue sa course pour appliquer une force continue jusqu'à atteindre une force cible.

Dans le même temps, l'impédancemètre mesure de manière continue la valeur de l'impédance tout au long de ces étapes. L'impédancemètre utilisé lors de ces expérimentations est un Hioki IM 3570. La tension imposée est de 1 V avec une fréquence de 10 kHz. Ces valeurs ont été choisies afin de garantir un meilleur rapport signal sur bruit. Elles ont aussi été choisies pour être dans le domaine où la variation de résistance en fonction de la force appliquée ne dépend pas du temps. Et pour finir, cette fréquence a aussi été choisie pour que le nombre de périodes par pas soit largement supérieur au nombre de pas du moteur. En effet, le banc de mesure est composé d'un moteur pas-à-pas qui est utilisé à une vitesse de 500 pas par seconde. Nous pouvons donc réaliser 20 périodes par pas. Tout au long de l'expérimentation, l'impédancemètre est configuré pour renvoyer les données suivantes : la norme de l'impédance et son déphasage. Les autres paramètres en sont déduits par la suite.

Résistance d'interface en compression

◆ Expérimentation

Expérimentalement, la partie imaginaire de l'impédance va nous être très utile. En effet avant que les plaques de cuivre soient en contact, nous verrons apparaître des propriétés capacitives [deux plaques de cuivre en vis-à-vis sont le plus simple des condensateurs]. Nous aurons donc une partie imaginaire négatif. À contrario, lorsque le contact est établi, nous aurons les propriétés que nous avons vues précédemment, c'est-à-dire une partie imaginaire proche de 0 pour 10 kHz. Grâce à ce changement brutal de comportement, il nous est possible de définir avec précision lorsque le contact électrique est établi. Pour la suite, nous considérerons que le contact mécanique est établi lorsque le contact électrique l'est aussi. Grâce à cette méthode, nous obtenons l'évolution de la partie imaginaire en fonction du déplacement de la plaque de cuivre comme le montre la figure 5-30 suivante :

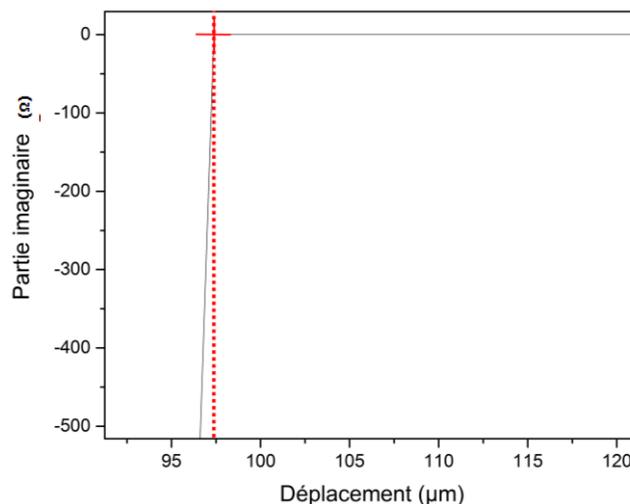


Figure 5-30 : Évolution de la partie imaginaire en fonction du déplacement des plaques

Sur ce graphique, le contact s'établit de manière très visible à la valeur de 97 μm ce qui nous permet de corrélér l'établissement du contact avec le déplacement du moteur pas à pas. Nous pouvons ainsi représenter la résistance de contact en fonction du déplacement de manière précise ce qui n'était pas permis par le détecteur de force. La figure 5-31 nous donne l'évolution de la résistance en fonction du déplacement à partir de l'établissement du contact.

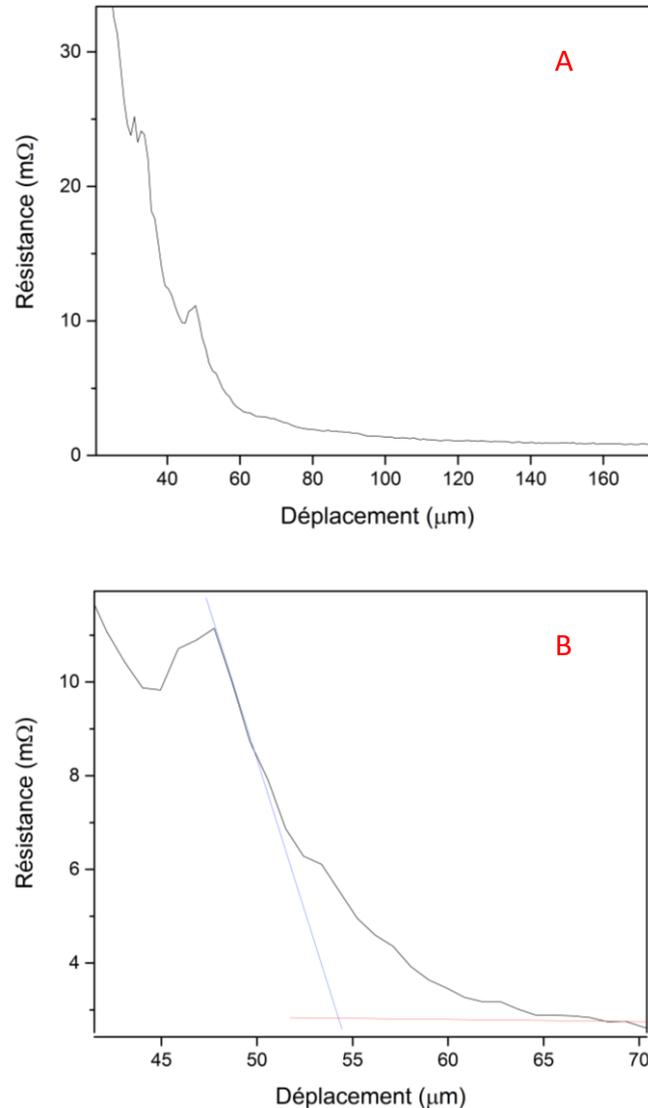


Figure 5-31 : A) Résultats expérimentaux de la résistance en fonction du déplacement des plaques. B) Zoom sur la résistance entre 45 μm et 70 μm

Cette résistance est très semblable aux différentes résistances simulées que nous avons vues dans le **Chapitre 4 : Simulation de la résistance électrique**.

Nous retrouvons également les différents mécanismes. En zoomant sur la décroissance en fonction du déplacement (fig. 5-31-B) nous pouvons retrouver le mécanisme de saut (**en bleu**) et plateau (**en rouge**) formé par le mécanisme de création des spots.

Ces sauts de résistance ont déjà été remarqués dans la littérature [80] cependant elles n'ont jamais été expliquées. Ainsi pour améliorer notre compréhension et connaître quels phénomènes sont à l'œuvre pour ces plateaux de résistance, nous avons mis en relation une simulation électrique. Pour que cette simulation soit le plus réaliste possible, nous avons travaillé sur des cartes capturées depuis les plaques de cuivre utilisé lors de cette expérience.

Simulation de la résistance en fonction du déplacement

En reprenant la résistance simulée en fonction de l'écrasement des plaques de cuivre nous pouvons comparer les résultats expérimentaux à la simulation. Nous obtenons la comparaison suivante :

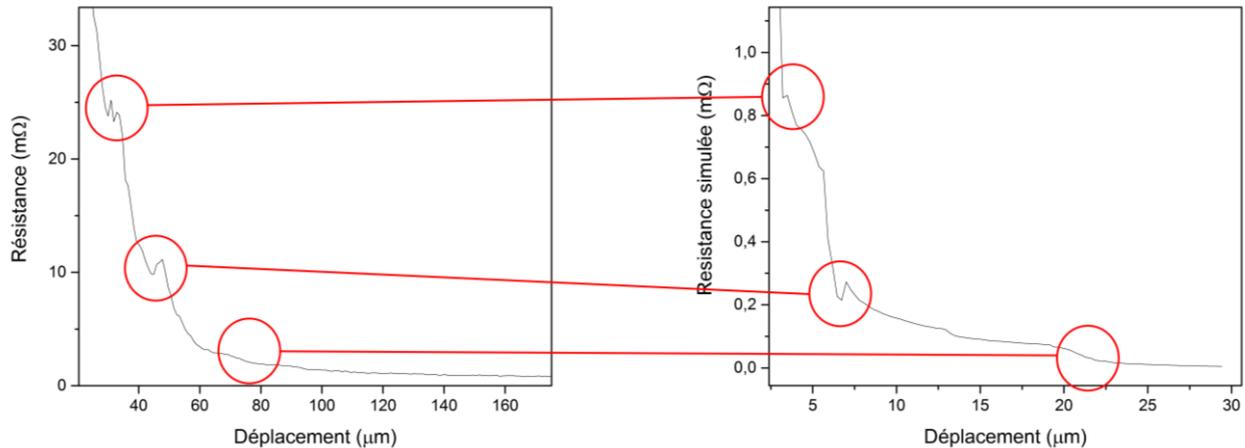


Figure 5-32 : Comparaison des résultats expérimentaux (à gauche) avec les résultats simulés (à droite)

Comme le montre cette comparaison, nous pouvons voir des comportements similaires, plusieurs plateaux suivis d'une décroissance exponentielle après. Cette simulation prenant plusieurs facteurs en compte nous allons analyser ce qui provoque ce mécanisme.

Ici, comme nous l'avons vu au **Chapitre 4.1 Simulation de la résistance électrique en compression** les ordres de grandeur de la résistance ne sont pas identiques. Cependant, il est intéressant de voir des comportements similaires entre la simulation et l'expérience. Cela nous laisse penser qu'au moins une partie des phénomènes sont liés au nombre de contact ainsi que de leur géométrie.

◆ Conclusion

L'ensemble des résultats montre que l'introduction d'une interface multicontact dans le système modifie sa réponse électrique. Alors que l'ensemble de ces expérimentations reste basé sur des contacts statiques, qui est le cas le plus simple, permet de mettre en évidence la forte dépendance des différents modes de transfert à l'interface. De plus, elle introduit une dissipation d'énergie supplémentaire ainsi qu'un aspect aléatoire. Sans un cadre bien défini de ces différents modes de transfert à l'interface, il est impossible de comprendre comment seront modifiés l'ensemble de ses paramètres : impédance, puissance dissipée, etc. Dans le cas du captage de courant à l'interface pantographe/caténaire, ces éléments sont nuisibles, car ils sont la cause d'une usure prématurée. Cependant, cette étude du comportement des interfaces nous montre comment l'état du contact mécanique va influencer la réponse électrique. Ceci nous permet d'envisager des solutions techniques que ce soit sur la nature du matériau ou sa géométrie de surface.

De plus, cette étude a permis sur un plan académique d'approfondir nos connaissances que ce soit sur un plan théorique ou sur un plan expérimental et confirme la position de la résistance de constriction en série sur les autres types ou le nouveau type de transfert à l'interface que sont les arcs électriques.

Conclusion Chapitre 5

Dans ce chapitre nous avons pu étudier les évolutions de la tension sous influence de différents paramètres : le temps, le courant, les contacts mécaniques ou encore la force appliquée.

Cela a permis de confirmer la présence des différents mécanismes mis en évidence grâce à la simulation de la résistance de constriction :

- La création de spots
- La coalescence de spots
- L'évolution de la géométrie du contact défavorable au passage du courant
- La prédominance.

Cette étude a aussi permis de confirmer expérimentalement la présence d'arc électrique à l'interface même pour de faibles tensions (de l'ordre de 1 V). Il a été possible de calculer la résistance électrique d'un nouveau passage liée aux arcs qui est de l'ordre de 269 Ω .

La comparaison de l'évolution de la résistance en fonction de la force avec la simulation nous a permis de confirmer que la signature électrique à l'interface est dominée par le phénomène de constriction même si les autres effets peuvent augmenter la valeur nominale de la résistance.

D'un point de vue industriel, nous avons pu, grâce aux expériences échelle 1, confirmer que les études laboratoire permettent de prendre en compte tous les effets présents à l'interface. Cela rend pertinent l'étude à de plus petites échelles (en force, courant, etc.) et donc éviter des couts liés aux changements d'échelles.

Cette étude nous a aussi permis de créer un catalogue des différentes morphologies des caractéristiques courant/tension contenant les paramètres favorisant les différents types de comportements.

Afin de résumer l'ensemble des paramètres influant l'interface il a été possible des les recenser à travers le tableau suivant :

Mécanisme \ Effet	Résistance du système	Bruit de résistance	Ventre hystérétique
Oxydation de surface	↑	↑	↑
Rugosité élevée	↑	↑	↑
Création de spots	↓	=	↓
Surface en série	↑	=	↑↑↑
Arcs électriques	=	↑	↑
Coalescence de spots	↑ ou ↓	=	=
Relaxation (Creep)	↓	↓	↓
Force appliquée	↓	↓	↓
Courant appliqué élevé	↓	=	↑

Tableau 5-1 : Influence des différents mécanismes sur les transferts électriques à l'interface

Conclusion et perspective technique

Cette thèse a été très riche tant sur le plan académique que sur le plan technique. Cela est dû à la stratégie adoptée combinant une approche applicative à une voie de recherche fondamentale. En effet, notre objectif a toujours été de pouvoir appliquer nos nouveaux résultats à la situation concrète, mais néanmoins complexe d'une interface pantographe/caténaire. Il n'a pas toujours été aisé de trouver une application ou au moins une pertinence 'pratique' à une nouvelle piste d'étude. À l'inverse, il n'a pas non plus toujours été facile de convertir une question pratique liée à l'application en une problématique fondamentale (y compris expérimentale). Cette approche a permis à toute l'équipe ayant travaillé sur ce sujet, de mettre en œuvre le triptyque usuel de la science, à savoir Théorie/expérimentation/simulation, ce qui a permis tous ces progrès. *[Même si cela n'a pas toujours été aisé de mettre tout le monde d'accord, convaincre chaque membre de l'équipe a garanti une rigueur scientifique tout au long de la thèse.]*

Cette thèse concernait la Physique des interfaces multicontacts (MCI), qui sont omniprésentes dans les applications industrielles et dont la maîtrise et l'optimisation constituent un enjeu important. Signature de ces interfaces, l'imbrication de différents processus physiques parmi lesquels les comportements électriques, si déconcertants, reflètent la complexité structurale et fonctionnelle de celles-ci. C'est cette complexité qui est à l'origine des difficultés d'interprétation et de compréhension, préalable nécessaire à toute tentative d'optimisation des interfaces recrutées dans les applications industrielles.

L'état physique d'une interface MCI statique ou dynamique doit, pour être convenablement défini, capturer l'essentiel de la complexité de l'interface et permettre la détermination – sur la base d'un modèle approprié – de l'ensemble de ses propriétés physiques dans des conditions de sollicitation fixées. Cette notion doit présenter un contenu prédictif et doit rendre compte de l'interface comme un milieu à part entière, à la fois comme le prolongement des métaux en contact et aussi comme un milieu effectif manifestant des comportements émergents. La notion naïve d'état physique, implicitement admise dans nombre d'études, comprend la donnée des morphologies et compositions chimiques des surfaces sous compression ainsi que les propriétés mécaniques, électriques et thermiques des métaux impliqués. Mais il s'agit là de données d'entrée issues de la caractérisation complète des métaux avant compression. Il devient alors aisé de comprendre l'intérêt majeur de l'imagerie numérique des spots qui intégrant ces données, conduit à une description complète de l'interface conçue comme un milieu physique à part entière.

Afin de résumer l'ensemble des avancées de la thèse et contrairement à l'usage habituel, je propose deux conclusions pour illustrer la complémentarité de recherches menées à la fois sur les fronts académique et industriel. Pour cela, une première conclusion académique rassemblera les avancées fondamentales, et une deuxième conclusion aura trait aux aspects plus applicatifs de ce travail.

Conclusion académique.

L'ensemble des travaux académiques a permis de distinguer quels éléments étaient responsables de la variabilité des mesures que ce soit sur la valeur de la résistance, la nature des 'bruits' accompagnant cette résistance ou encore les effets hystérétiques d'une interface multicontacts. L'ensemble de ces données peut être résumé dans le tableau[C-1] suivant :

Effet Mécanisme	Résistance du système	Bruit de résistance	Ventre hystérétique
Oxydation de surface	↑	↑	↑
Rugosité élevée	↑	↑	↑
Création de spots	↓	=	↓
Surface en série	↑	=	↑↑↑
Arcs électriques	=	↑	↑
Coalescence de spots	↑ ou ↓	=	=
Relaxation (Creep)	↓	↓	↓
Force appliquée	↓	↓	↓
Courant appliqué élevé	↓	=	↑

Tableau C-1 : Influence des différents mécanismes sur les transferts électriques à l'interface

D'une autre part, la simulation numérique de la résistance de contact a permis de mettre en évidence 4 mécanismes influençant la résistance de constriction. Ils peuvent être listés et décrits de la manière suivante :

- **La création de spots** : Un nouveau spot est créé ce qui provoque une discontinuité de l'évolution de la résistance en fonction du déplacement. Cela provoque aussi un nouveau régime de décroissance.
- **La coalescence de spots** : Ce mécanisme résulte de la fusion de deux spots pour en former un ayant une aire plus grande.
- **L'augmentation de résistance** : Dans certains cas l'évolution de la forme des contacts peut être défavorable au passage du courant et peut localement provoquer une augmentation de la résistance.
- **La prédominance** : Lorsqu'un spot possède une aire de contact strictement supérieur aux autres spots, sa résistance domine les effets d'interface. Dans ce cas la création n'affecte pas (ou peu) le régime de décroissance.

Pour finir, une nouvelle approche du transfert électrique à l'interface est proposée dans cette thèse : L'effet de claquage. Il permet d'expliquer des phénomènes observables restés jusqu'aujourd'hui incompris. Comme la résistance de montée du deuxième cycle hystérétique se situant entre la résistance de montée et de descente du premier cycle. Ou encore la courbure négative de la caractéristique retour du cycle. Comme l'illustre la figure C-1 suivante :

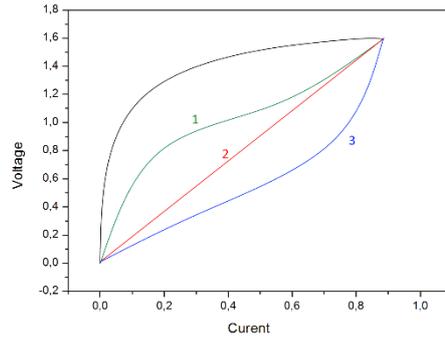


Figure C-1 : Caractéristique courant/tension avec un retour 1) À courbure négative 2) Linéaire 3) À courbure positive

Cette théorie permet aussi de fixer l'échelle d'observation des interfaces multicontacts d'un point de vue électrique. Comme nous l'avons vu, la différence de potentiel imposé à l'interface provoque le passage du courant pour des distances inférieures à un seuil. La théorie des arcs électriques a fait l'objet d'une publication [81].

Conclusion industrielle et perspective :

L'ensemble des résultats obtenus nous a permis d'envisager une optimisation des bandes de captages. En effet, la mise en évidence de la présence d'arcs électriques même lorsque le contact est établi nous permet de penser que cela favorise les arcs électriques plus puissants et plus destructeurs lors d'une rupture de contact. Cette hypothèse émerge du caractère hystérétique des arcs. Il est plus facile de maintenir un arc s'il est déjà présent plutôt que de provoquer un claquage diélectrique. Afin de pallier ce problème, une solution envisageable serait d'étudier le décollement d'une interface tout en tenant compte du champ électrique afin de surveiller si un arc électrique peut apparaître.

Il est donc possible de construire un modèle de décollement de la bande de captage. Ce modèle va être construit selon des hypothèses simples, mais qui pourra si nécessaire être complexifié par la suite.

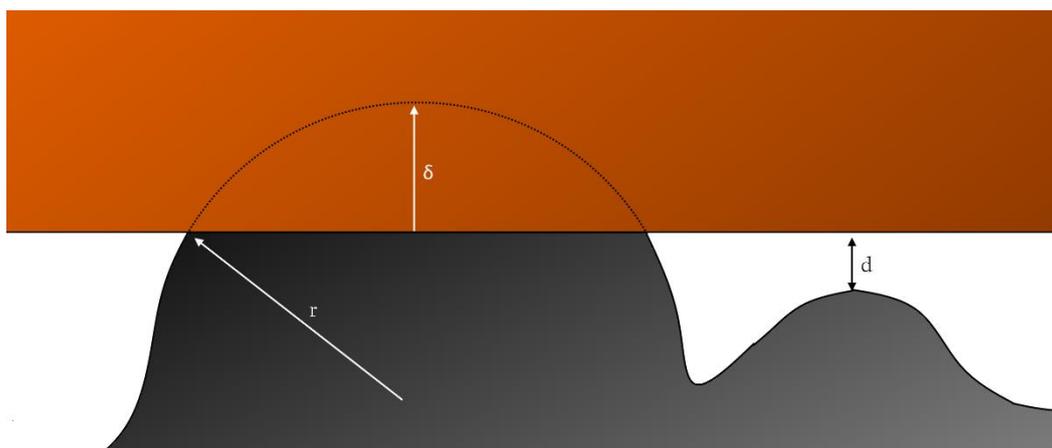


Figure C-2 : Illustration du contact mécanique entre le pantographe et la caténaire considérant un faible espace d pouvant devenir un chemin électrique par claquage

Nous nous placerons donc dans le cas d'un spot circulaire écrasé par un déplacement δ et se décollant à une vitesse v . Afin de généraliser ce système à un cas plus large, une bobine a été ajoutée

dans le système représentant soit l'inductance de Drude (cf. **Chapitre 2 : Mécanismes électriques à l'interface - Réactance d'interface**), soit l'inductance du moteur ou encore une inductance contrôlée (en vue d'une optimisation du système). Toujours dans le cadre de la simplification, et dans la continuité de cette thèse. Le décollement se fait de manière géométrique de sorte que la résistance de constriction associée à ce contact soit de :

$$R_c(t) = \frac{l_\Sigma}{\gamma\pi\sqrt{r\delta}}$$

avec $\delta = \delta_0 - vt$

Où α représente une constante reliée à l'intégrale de la fonction de Bessel d'ordre 1 démontré dans la thèse de N.Foy. Et δ_0 est l'écrasement initial.

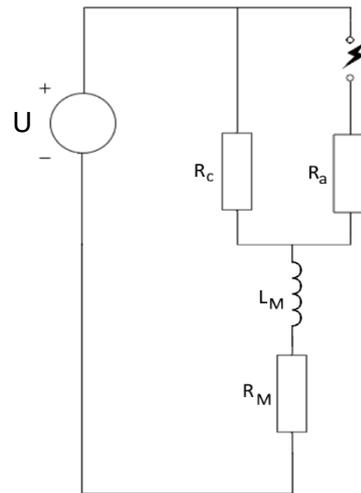


Figure C-3 : Analogie électrique du décollement de l'interface

À partir de l'état mécanique de la figure C-2, l'analogie électrique de la figure C-3 a été construit en respectant les conditions énoncées dans **Chapitre 2 : Mécanismes électriques à l'interface - Arcs électriques à l'interface** sur les arcs électriques, nous pouvons obtenir l'équation différentielle suivante :

$$R(t)i(t) + L_M \frac{di(t)}{dt} + R_M i(t) = U$$

Ce qui nous donne les solutions de $i(t)$ sous la forme :

$$i(t) = i_0 e^{-\frac{R_M t}{L_M} + \frac{2l_\Sigma}{L_M v \gamma \pi \sqrt{r}} \sqrt{\delta_0 - vt}} + cte$$

À travers ce calcul du courant, il est possible de relier de décollement du système au champ électrique de la manière suivante :

$$E = \frac{R(t)i(t)}{d} = \frac{l_\Sigma (i_0 e^{-\frac{R_M t}{L_M} + \frac{2l_\Sigma}{L_M v \gamma \pi \sqrt{r}} \sqrt{\delta_0 - vt}} + cte)}{v t \gamma \pi \sqrt{r(\delta - vt)}}$$

À partir de cette équation, il est possible de voir que le champ électrique va dépendre de la vitesse de décollement, mais aussi de l'inductance du système. Cela signifie qu'il existe un moyen d'optimiser le contact afin d'éviter la création d'un arc électrique.

À contrario, si la tension de contact est connue ainsi que le régime de décharge de la bobine il sera possible de savoir si un arc électrique a eu lieu. C'est-à-dire que la bobine peut être utilisée comme outil de surveillance des arcs électriques.

Ce cas relativement simple permet de démontrer que même en courant continu, il est impossible de négliger l'impédance du système afin de caractériser électriquement une interface en mouvement. De plus, cela montre qu'une baisse de la résistance d'interface dans le cas d'un contact glissant n'est pas nécessairement due à de meilleures conditions de contacts, mais elle peut être due à la création d'un arc électrique destructeur pour la surface. Cette hypothèse est compatible avec les Travaux de E.Chevallier [82] mettant en scène une entropie de contact liée à des interrupteurs aléatoires provoqués par des pertes de contact.

Pour résumé, ce modèle simple permet à la fois d'imaginer le développement d'un outil de surveillance, mais aussi de distinguer un nouveau mécanisme lié à la baisse de résistance dans le cas du contact glissant. Cela permet donc de continuer les travaux de recherche de cette thèse dans le cadre du contact dynamique. Sachant que ce modèle peut être complexifié et généralisé si la résistance de contact en fonction du déplacement peut être caractérisée pour n'importe quelle interface.

Annexes

Géométrie des surfaces : Caractérisation thermodynamique

Ici il s'agit d'aborder la notion de rugosité d'un point de vue thermodynamique ou plus précisément du point de vue de leur organisation en fonction de l'énergie de surface [39-83]. Cela exclu traitement comme l'usinage ou le sablage. Cette définition nous parait fondamentale, car elle permet de prévoir une évolution spontanée de l'état de surface sous soumis à un fort échauffement comme cela peut être le cas à l'interface pantographe/caténaire.

Il ne s'agit pas ici de donner une description thermodynamique complète des surfaces, mais plutôt d'examiner la contribution à l'énergie du solide émanant des surfaces et de leurs géométries pour mieux appréhender la façon dont cette morphologie affecte l'énergie du solide. L'énergie élastique associée à une surface solide (S) d'équation cartésienne $z = f(x, y)$ (à laquelle nous pouvons incorporer éventuellement un 'bruit' géométrique additif mimant le profil de rugosité) où la fonction f mesure les hauteurs relatives à une surface de référence supposée plane, s'écrit,

$$E_{el} = \gamma \int_{(D)} \sqrt{1 + |\nabla f|^2} dx dy + k_b \int_{(S)} H^2 dS + \alpha \quad (58)$$

Le coefficient γ est une tension superficielle proportionnelle à l'aire de la surface, les deux derniers termes étant respectivement les énergies de courbure liées à la courbure moyenne $H(\vec{X})$ de la surface (Attention : la moyenne se faite au point x , ce qui fait de $H(x)$ une courbure moyenne locale et le module d'élasticité de courbure k_b) et la constante α contient la contribution de la courbure totale de Gauss K_G de la surface (D).

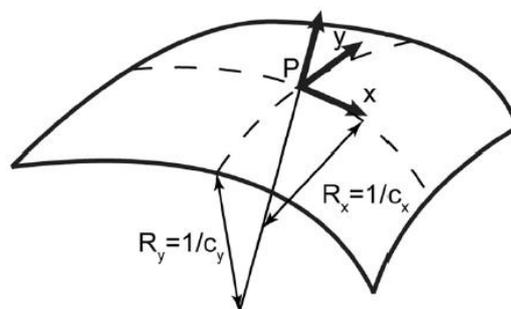


Figure A-1 : Courbures principales d'une surface. La forme locale d'une surface est déterminée par deux courbures principales, C_x et C_y , le long des deux directions principales, x et y . La signification géométrique des deux rayons de courbure principaux, R_x et R_y .

La courbure moyenne est la somme des courbures principales en un point donné de la surface lesquelles sont issues de la diagonalisation de la matrice de courbure en ce point, la courbure totale de Gauss étant leur produit (déterminant de la matrice de courbure). Le terme α , obtenu en intégrant la courbure de Gauss sur toute la surface, est un invariant topologique de la surface dépendant de son genre et qui ne joue de rôle qu'en présence d'accidents de la topologie. Une usure prononcée liée par exemple à un arrachage de matière peut relever de ces accidents topologiques.

Les profils associés à une surface sont définis comme les sections de cette surface par des plans $y=l$ ou de façon équivalente, les fonctions $z = f(x, \lambda) \equiv f_\lambda(x)$. Lorsque l'écart à la planéité est assez faible², la contribution de la courbure moyenne $H \approx \Delta f$ à la géométrie macroscopique reste faible, le terme dominant étant,

$$E_{el} \approx \frac{1}{2} \gamma \int_{(D)} |\nabla f|^2 dx dy + cste \quad (59)$$

Ce terme est alors dominé par les composantes de Fourier du profil de grandes longueurs d'onde. Une surface n'est pas un objet géométrique unique : il s'agit plutôt d'un ensemble de surfaces présentant la même propriété fonctionnelle (la forme optimale par exemple) à laquelle s'ajoutent une ou des caractéristiques incontrôlées (défauts, écarts à la forme optimale ...) pouvant varier aléatoirement dans cet ensemble. Il s'agit donc d'un ensemble statistique que nous pouvons de façon équivalente représenter par une fonction $f(x,y)$ aléatoire. De tels ensembles statistiques de profils traitent chaque surface de l'ensemble comme une surface déterministe, chacune d'elle présentant une certaine probabilité d'être réalisée. À l'équilibre thermique, la probabilité de réalisation de chacune d'elles est alors donnée par l'énergie élastique correspondante,

$$\Phi(f) = \frac{1}{Z} \exp\left(-\frac{\gamma}{2k_B T} \int_D |\nabla f|^2 dx dy\right) \quad (60)$$

où Z est un facteur de normalisation défini par l'intégrale étendue à l'ensemble des surfaces possibles muni d'une mesure appropriée (Df),

$$Z = \int_{profils} \exp\left(-\frac{\gamma}{2k_B T} \int_D |\nabla f|^2 dx dy\right) Df \quad (61)$$

Le profil déterministe le plus probable imposé par la distribution équation 60 est le profil plan (lorsque les déformations sont nulles sur les bords de la surface). Considérons une surface obtenue par déplacements des points du plan xOy le long de Oz et effectuons un échantillonnage des sections transversales le long de la direction y . Nous pouvons alors évaluer l'énergie élastique d'une portion 'rectangulaire' de cette surface, telle que le domaine $D=D_x \times D_y$ soit un rectangle de longueur la longueur d'évaluation L et largeur l . Les échantillons étant indexés par l'entier a , l'intégrale définissant l'énergie élastique sur le domaine (D) s'écrit en fonction de l'échantillonnage considéré de la surface,

$$\begin{aligned} \int_D |\nabla f|^2 dx dy &\approx \sum_{a=1}^N (\Delta y \int_{D_x} \left| \frac{\partial f}{\partial x}(x, a\Delta y) \right|^2 dx \\ &+ \frac{1}{\Delta y} \int_{D_x} (f(x, (a+1)\Delta y) - f(x, a\Delta y))^2 dx \end{aligned} \quad (62)$$

Cette expression ne fait ainsi intervenir que les profils de la surface obtenus par des sections planes le long de l'axe Oy : cette expression est adaptée aux simulations numériques des surfaces aléatoires. Toutefois, la fonction de partition Z permettant de normaliser la distribution de probabilités des profils à l'équilibre est difficile à estimer en général en raison de la nécessité du choix d'une mesure appropriée sur l'espace des profils permettant de donner un sens à cette fonction de partition.

Pour simplifier les calculs sans altérer la généralité de notre propos, considérons le cas particulier d'une portion de surface du solide rectangulaire possédant une dimension plus faible que

² Cette hypothèse nous permet de nous restreindre à la situation la plus simple où le profil plan est la surface la plus probable, largement suffisante pour le travail abordé. Dans des situations plus générales, selon les conditions aux limites imposées aux déformations, un profil ondulé ou toute autre surface courbée est possible. De plus, les équations gouvernant les profils peuvent devenir non linéaires.

l'autre, par exemple une largeur $l \ll L$, nous ramenant ainsi à la situation 1D. L'énergie élastique correspondante devient,

$$E_{el} \approx \frac{\gamma}{2} l \int_{D_x} \left| \frac{\partial f}{\partial x}(x, 0) \right|^2 dx \quad (63)$$

et ne fait intervenir que le profil de la surface en $y=0$.

La fonction f (le profil périodisé) est une fonction périodique de période $2p/L$ admettant la décomposition de Fourier suivante (décomposition multiéchelle),

$$f(x) = \sum_{n \in \mathbb{N}} \left(a_n \cos\left(n \frac{2\pi}{L} x\right) + b_n \sin\left(n \frac{2\pi}{L} x\right) \right) \quad (64)$$

Nous noterons que la composante a_0 (composante continue) peut être ramenée à zéro puisque le profil de référence est plat. Cette décomposition met en évidence les vecteurs d'ondes présents $Q_n = n2p/L$. La représentation de Fourier permet une identification rapide de la distribution statistique des profils,

$$\Phi(f) = \frac{1}{Z} \exp \left[-\frac{\gamma l \pi^2}{k_B T L} \sum_{n \in \mathbb{N}^*} n^2 (a_n^2 + b_n^2) \right] = \frac{1}{Z} \prod_n \exp \left[-\frac{\gamma l \pi^2 n^2}{k_B T L} (a_n^2 + b_n^2) \right] \quad (65)$$

Cette distribution statistique pourrait être qualifiée d'ensemble gaussien de profils. Pour cette situation simple, à l'équilibre, les amplitudes de Fourier du profil (a_n, b_n) sont donc distribuées suivant des lois gaussiennes indépendantes (variables aléatoires gaussiennes indépendantes) de variances,

$$\sigma_n^2 = \frac{k_B T L}{2\pi^2 \gamma n^2} \quad (66)$$

La mesure pertinente Df sur l'espace des profils est alors le volume $P da_n db_n$ sur l'espace engendré par les amplitudes de Fourier des profils. Cet espace³ est en principe de dimension infinie, mais les composantes de courtes longueurs d'onde (n infini) n'ont pas de sens physique : seules les longueurs d'onde supérieures aux dimensions atomiques en ont une. Dans la série de Fourier (8), la somme doit donc être tronquée à une harmonique maximale N , très grande, mais finie. Il est possible de noter d'ailleurs que les simulations numériques n'usent que d'un nombre fini de ces harmoniques, beaucoup plus faible que le nombre maximal d'harmoniques fixé par le cut-off atomique. Nous pouvons alors aisément calculer le facteur de normalisation de la distribution des profils qui s'écrit :

$$Z_N = \prod_{n \neq 0} (2\pi \sigma_n^2) = \left(\frac{k_B T L}{\pi \gamma l} \right)^N \frac{1}{N!^2} \quad (67)$$

La rugosité statistique peut alors être calculée aisément dans cette approche. La rugosité d'un profil f et sa moyenne sur l'ensemble des profils d'un ensemble statistique (rugosité statistique) seront définies par les expressions

³ Il s'agit au minimum d'un espace vectoriel : cela permet de donner un sens à la combinaison de profils. Un profil y est alors représenté par un vecteur de composantes les amplitudes de Fourier (a_n, b_n). La représentation de Fourier du profil revient à choisir comme base de cet espace les modulations périodiques (cos et sin).

$$\left[\begin{array}{l} Ru[f] = \frac{1}{2} \sum_{n>0} (a_n^2 + b_n^2) \\ \rightarrow \overline{Ru[f]} = \frac{1}{L} \int_0^L \langle f^2 \rangle dx \end{array} \right. \quad (68)$$

Cette notion de rugosité est liée à la variance des amplitudes aléatoires du profil. La notion usuelle de rugosité, homogène à une longueur correspond à sa racine carrée (écart-type associé). Nous pouvons interpréter cette notion de rugosité comme une norme euclidienne sur l'espace vectoriel des profils, qui acquiert ainsi une structure euclidienne⁴. La rugosité statistique d'un profil aléatoire en résulte immédiatement,

$$\left[\begin{array}{l} Ru[f] = \frac{1}{L} \int_0^L \langle f^2 \rangle dx \\ \rightarrow \overline{Ru[f]} = \sum_{n>0} \sigma_n^2 = \frac{k_B TL}{2\pi^2 l \gamma} \sum_{n>0} \frac{1}{n^2} = \frac{k_B TL}{12\gamma l} \end{array} \right. \quad (69)$$

Une forte rugosité sera ainsi favorisée par des températures assez élevées ou une tension interfaciale faible : dans ce cas en effet, de fortes variations de surface sont concevables puisqu'elles coûtent moins d'énergie (nous laissons de côté ici les problèmes de reconstruction de surface, non prises en compte dans cette approche). L'intérêt évident de cette approche plus constructive réside dans le lien établi entre la rugosité statistique du profil et la tension superficielle, puisque nous pouvons estimer cette dernière grandeur à partir d'une mesure de rugosité du profil considéré,

$$\gamma = \frac{k_B TL}{12l \overline{Ru[f]}} \quad (70)$$

Nous pouvons finalement réécrire la distribution statistique normalisée des profils en fonction de la rugosité statistique de l'ensemble correspondant,

$$\begin{aligned} \Phi_N(f) &= \frac{1}{Z} \exp \left[-\frac{\gamma l \pi^2}{k_B TL} \sum_{n \in \mathbb{N}^*} n^2 (a_n^2 + b_n^2) \right] \\ &= N!^2 \left(\frac{\pi}{12 \overline{Ru[f]}} \right)^N \prod_n \exp \left[-\frac{\pi^2 n^2}{12 \overline{Ru[f]}} (a_n^2 + b_n^2) \right] \end{aligned} \quad (71)$$

La rugosité statistique introduite plus haut peut être reliée à une longueur caractéristique l définie par l'équation, $\lambda^2 = 12 \overline{Ru} / \pi$. Elle permet une réexpression 'universelle', valable pour toute morphologie de surface (hors usure prononcée), de la distribution statistique des profils sous la forme,

$$\Phi(f) Df \equiv \frac{1}{(2\pi)^N} \exp \left[-\frac{1}{2} \sum_{n \in \mathbb{N}^*} (\alpha_n^2 + \beta_n^2) \right] \prod_n d\alpha_n d\beta_n \quad (72)$$

où les paramètres renormalisés et sans unités α_n (resp. β_n) = $\sqrt{2\pi n} a_n$ (resp. b_n) / λ .

⁴ En fait nous définissons d'abord un produit scalaire sur l'espace des profils par $\langle f, g \rangle = 1/2\pi \int_0^{2\pi} f g d\theta$ qui induit une

norme $\langle f, f \rangle = \|f\|^2 \equiv Ru[f]$.

Analyse EDX

1.2. Interférences géométriques

Dans le cas de deux ondes planes monochromatiques ψ_1 et ψ_2 se superposant à la suite d'une réflexion d'un cristal présenté sur la figure A-2

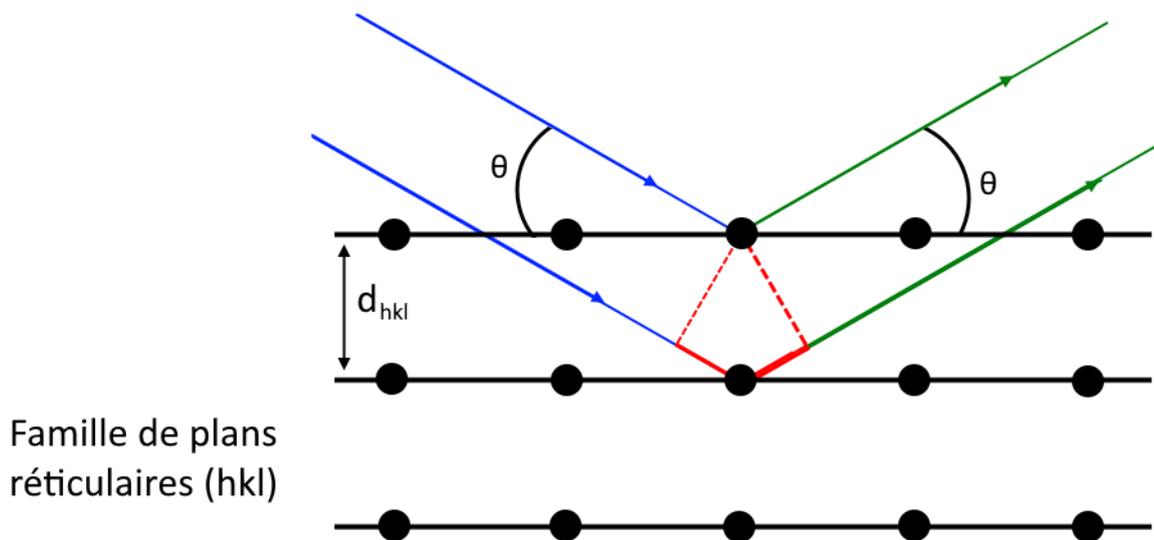


Figure A-2 - Le faisceau incident rouge est diffracté par les nœuds de la famille de plans noirs

Dans ce cas l'intensité du signal se calcule de la manière suivante :

$$I = (\psi_1 + \psi_2)(\psi_1 + \psi_2)^*$$

En reprenant les équations des fonctions d'onde il est possible de réécrire l'intensité du signal de la manière suivante :

$$I = 4 \psi_0^2 \cos^2 \left(\frac{\pi \delta}{\lambda} \right)$$

Les conditions pour obtenir l'intensité maximum sont : $\cos^2 \left(\frac{\pi \delta}{\lambda} \right) = 1$. La différence de marche δ doit donc remplir la condition suivante : $\delta = n\lambda$. Nous retrouvons donc dans le cas d'un cas d'une structure cristalline représenté figure A-2, $\delta = 2d \sin \theta$. Il y a donc un maximum d'intensité lorsque les conditions de Bragg [84] sont remplies : $2d \sin(\theta) = n\lambda$

1.1. Diffusion des rayons X par un atome

La formulation de Bragg est pratique pour expliquer les phénomènes de diffraction d'un cristal, mais elle ne prend pas en compte le facteur de diffusion de diffraction due à l'absorption/réémission des rayons X par le cristal. Il est cependant possible de décrire ce phénomène en gardant l'hypothèse de l'onde plane monochromatique. Dans le cas d'un rayonnement de longueur d'onde λ peut-être décrit par la fonction d'onde suivante repéré par son vecteur position \vec{r} à chaque instant t :

$$\psi(\vec{x}, t) = \psi_0 e^{j\omega t - j2\pi\vec{k}_0 \cdot \vec{x}}$$

Ici j désigne le nombre imaginaire pur tel que $j^2 = -1$, \vec{k}_0 est le vecteur d'onde tel que $\|\vec{k}_0\| = \frac{1}{\lambda}$ et $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ est la pulsation.

Sous l'effet d'une onde électromagnétique, de vecteur d'onde \vec{k}_0 (par exemple un rayon X), un électron se met à osciller. En tant que particule chargée accélérée, il rayonne une nouvelle onde électromagnétique de même longueur d'onde, de vecteur d'onde \vec{k}_1 . La fonction d'onde sur l'ensemble du chemin (avant et après la diffusion élastique) peut alors s'écrire :

$$\psi(\vec{x}, t) = f\psi_0 e^{j\omega t - j\varphi_0 + \varphi_1}$$

Avec :

$\varphi_0(\vec{x}_i) = 2\pi\vec{k}_0 \cdot \vec{r}_i$ le déphasage avant la diffusion élastique.

$\varphi_1(\vec{x} - \vec{x}_i) = 2\pi\vec{k}_1 \cdot (\vec{x} - \vec{x}_i)$ le déphasage après la diffusion élastique.

$\varphi = \varphi_0 + \varphi_1 = (\vec{x} - \vec{x}_i) = 2\pi(\vec{k}_1 - \vec{k}_0) \cdot \vec{r}_i - 2\pi\vec{k}_1 \cdot \vec{x}$ le déphasage sur l'ensemble du chemin.

La fonction d'onde se réécrit donc :

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi_0 e^{j\omega t - j2\pi\vec{k}_1 \cdot \vec{x}} f e^{-j2\pi\vec{k} \cdot \vec{x}_i}$$

Ici, le vecteur \vec{k} a été construit de la manière suivante $\vec{k} = \vec{k}_0 - \vec{k}_1$ comme l'illustre la figure A-3 et où f représente le facteur de diffusion de l'atome.

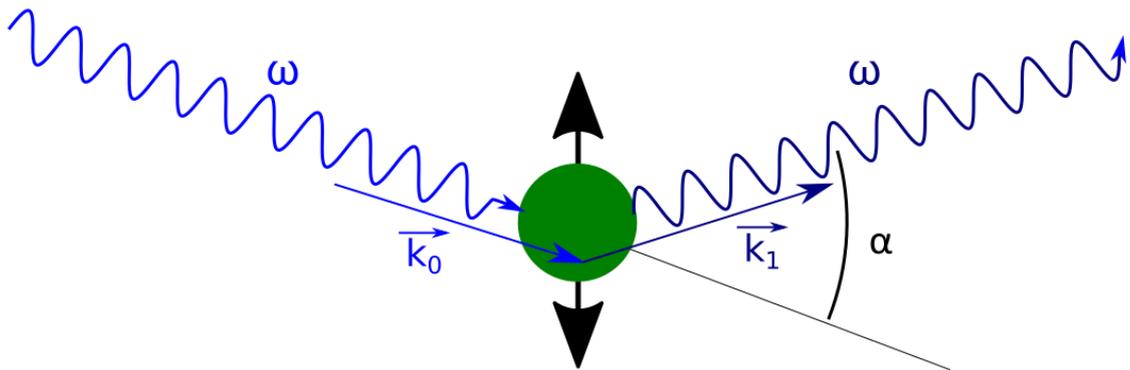


Figure A-3 : Schéma de la diffusion de Rayleigh par un électron

1.2. Au sein d'une maille

Il est possible de passer de la diffusion d'un rayon X sur un simple atome vers l'ensemble d'une maille d'un cristal en sommant toutes les fonctions d'onde de tous les atomes i présents dans la maille. La fonction d'onde s'écrit alors sous la forme :

$$\psi_t(\vec{x}, t) = \sum_i \psi_i(\vec{x}, t) = \psi_0 e^{j\omega t - j2\pi\vec{k}_1 \cdot \vec{x}} \sum_i f_i e^{-j2\pi\vec{k} \cdot \vec{x}_i}$$

Un facteur uniquement lié à la structure des atomes de la maille se dégage naturellement de l'équation précédente et peut être défini de la manière suivante :

$$F = \sum_i f_i e^{-j2\pi\vec{k} \cdot \vec{x}_i}$$

Ce terme est le facteur de structure, il caractérise la diffraction des rayons X. Ici le calcul du produit scalaire peut-être compliqué à calculer selon la nature de la structure cristalline. Pour simplifier ce calcul, une nouvelle base orthonormée est construite appelé « réseau réciproque »

1.1. Réseau réciproque.

Puisqu'en général, le réseau du cristal n'est pas orthonormé (sauf le réseau cubique), on n'a pas les relations géométriques de perpendicularité qui sont si commodes pour les calculs. Il est alors très utile d'introduire un autre réseau qui sera un « double » du réseau ordinaire, mais qui sera, d'une façon généralisée, à la fois son inverse et, en même temps, son « perpendiculaire ». Ce réseau que nous allons définir s'appelle le réseau réciproque du cristal, ou réseau polaire (on peut le construire géométriquement par la transformation dite « par polaires réciproques »). Pour bien distinguer les deux réseaux du cristal, le réseau ordinaire est appelé « réseau direct ». On verra que le réseau réciproque du réseau réciproque est le réseau direct lui-même, de même que l'inverse de l'inverse d'un nombre est ce nombre lui-même. On construit le réseau réciproque d'un réseau en commençant par construire sa maille :

$$\vec{a}^* = \frac{\vec{b} \wedge \vec{c}}{V_{maille}} \quad \vec{b}^* = \frac{\vec{c} \wedge \vec{a}}{V_{maille}} \quad \vec{c}^* = \frac{\vec{a} \wedge \vec{b}}{V_{maille}}$$

$$\text{avec : } V_{maille} = a \cdot (\vec{b} \wedge \vec{c}) = b \cdot (\vec{c} \wedge \vec{a}) = c \cdot (\vec{a} \wedge \vec{b})$$

la maille réciproque de la maille $\{\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}\}$ est composée des trois vecteurs (de base réciproque) $\vec{a}^*, \vec{b}^*, \vec{c}^*$ définis par les produits scalaires :

$$\vec{a}_i \cdot \vec{a}^j = \delta_i^j \quad \text{avec } i \text{ et } j = 1, 2, 3$$

(δ_i^j représente ici le symbole de Kronecker). Le vecteur \vec{k} peut ainsi être réécrit dans cette nouvelle base du réseau réciproque de la manière suivante :

$$\vec{K} = h\vec{a}^* + k\vec{b}^* + l\vec{c}^*$$

Chaque faisceau diffracté par le cristal est donc associé à une famille (hkl) de plans réticulaires (c'est-à-dire à un noeud hkl du réseau réciproque du cristal).

1.3. Conditions d'observation de la figure de diffraction

On parle de diffraction lorsque les phénomènes d'interférence deviennent prépondérants et modulent significativement l'intensité diffusée. Pour cela, il faut que la longueur d'onde soit de l'ordre de grandeur de la distance interatomique. Raison pour laquelle la structure cristalline se fait par la diffraction des rayons X.

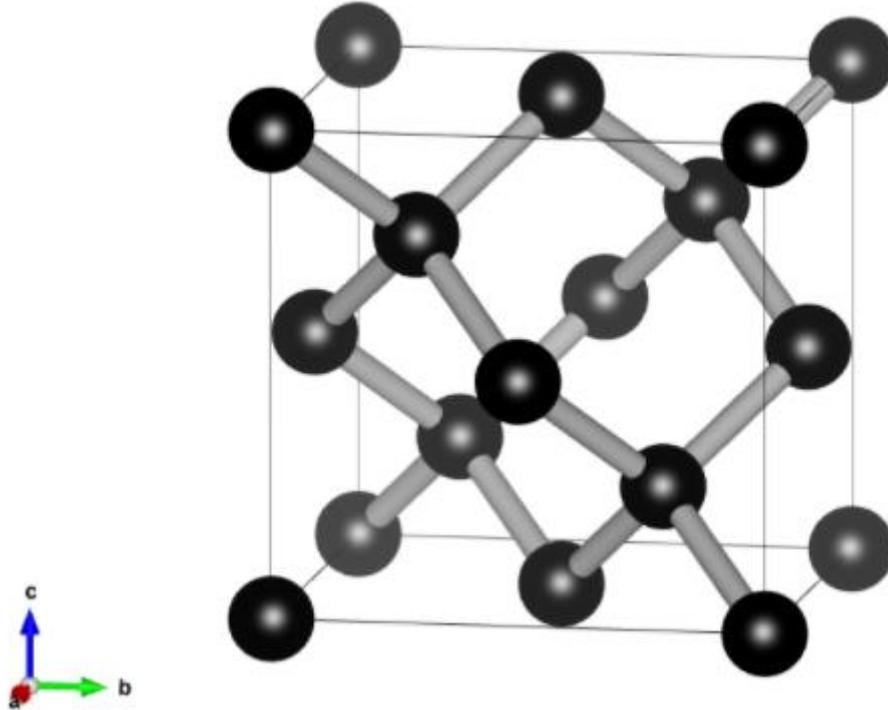


Figure A-4 : Maille du diamant

Dans le cas du réseau réciproque, il est nécessaire de remplir la condition suivante afin d'obtenir un maximum d'intensité :

$$\vec{K} \cdot (u\vec{a} + v\vec{b} + w\vec{c}) = n$$

Ce sont les conditions de Laue [69-70]. Et à partir de ces conditions, l'intensité peut s'écrire sous la forme suivante :

$$I = \psi_t(\vec{x}, t)\psi_t^*(\vec{x}, t) = N^2\psi_0^2 FF^*$$

Où N est le nombre de mailles dans le cristal et h, k, l des entiers. Ainsi, pour que la diffraction ait lieu, le vecteur de diffusion $\vec{k} = \vec{k}_0 - \vec{k}_1$ doit être un vecteur du réseau réciproque à coordonnées entières (c'est la condition de Laue). Notons que c'est un vecteur normal (perpendiculaire) aux plans d'indices de Miller (h k l) !

Exemple : Facteur de structure de CsCl. Structure cubique simple, avec deux atomes par maille : un Cs⁺ en $\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}$ et un Cl⁻ en 000

$$F = f_{Cs^+}e^{(i\pi(h+k+l))} + f_{Cl^-}$$

Remarque : Dans une telle structure, si on suppose que les deux atomes sont de même espèce A, alors on peut mettre f_A en facteur et on a alors un réseau cubique centré.

Liste des figures

Figure 1-1 : 1) le courant est transporté par EDF en triphasé. 2) le courant arrive à une sous-station 3) le courant est transformé puis envoyé sur la caténaire 4) le courant est capté par le pantographe 5) le courant alimente le train 6) le courant repart à la terre par les rails.	14
Figure 1-2 : Tensions utilisées pour l'alimentation des trains en Europe	15
Figure 1-3 : Description des supports électriques 25 kV	16
Figure 1-4 : Caténares exemple 1 500 V	17
Figure 1-5 : Représentation de la caténaire avec un support	17
Figure 1-6 : Schéma de la méthode de tension d'une caténaire	18
Figure 1-7 : Visualisation de la flèche du fil de contact.....	18
Figure 1-8 : vue de coupe d'un fil de contact	19
Figure 1-9 : Visualisation du désaxement du fil de contact.....	19
Figure 1-10 : Représentation du contact pantographe/caténaire	19
Figure 1-11 : Description du pantographe.....	20
Figure 1-12 : A) Bande de captage en carbone. B) Bande de captage imprégné de cuivre	21
Figure 1-13 : Vu de coupe d'une bande de captage	21
Figure 1-14 : Schématisation du contact roue/rail	23
Figure 1-15 : Carte des mécanismes d'usures	24
Figure 1-16 : Résultats expérimentaux de la quantité de matière perdue de la bande de captage en fonction de la température.....	25
Figure 1-17 : dépôt d'oxyde de cuivre dû à un échauffement trop élevé mis en évidence par Buccal, G., & Colline, A	25
Figure 1-18 : (A gauche) Description du phénomène de striction. (A droite) Photo d'une rupture du fil de contact due au phénomène de striction	26
Figure 1-19 : (a) modèle d'usure par délamination (b) modèle d'usure par arc électrique	27
Figure 1-20 : Photographie d'une usure par arc électrique	27
Figure 1-21 : Ensemble des résultats expérimentaux en degrés Celsius et en minutes dans le cas du captage à l'arrêt pour les configurations mono et bifilaires de fil de contact en cuivre pur. Pour différentes usures de fils, de bandes et à différentes forces. Thèse de Thomas Bausseron.....	28
Figure 1-22 : Résultat obtenu par l'étude ANCOVA en monofilaire, les 3 variables les plus impliquées de la plus influente (1) à la moins influente (3) []	28
Figure 1-23 : Résultat obtenu par l'étude ANCOVA en bifilaire, les 4 variables les plus impliquées de la plus influente (1) à la moins influente (4) [³⁶]	29
Figure 1-24 : Plan tangent TMS en un point régulier M d'une surface S. La structure euclidienne (produit scalaire) y est induite par la donnée en M d'un tenseur 2 fois covariant.	31
Figure 1-25 :	34
Figure 1-26 : À une longueur L (longueur d'évaluation) d'un profil type d'une surface sont associées plusieurs grandeurs statistiques, telles la rugosité arithmétique moyenne (en l'absence de la valeur absolue, cette intégrale définirait la ligne moyenne de référence) et les fluctuations de hauteur.	35
Figure 1-27 : Représentation du contact de Hertz dans le cas sphère/plan 11	39

Figure 1-28 : représentation d'une interface multicontact : (A) représentation 3D du contact. (B) projection de chaque contact sur un plan. (C) représentation d'un contact entre deux surfaces réelles.....	42
Figure 2-1 : L'interface de contact est le siège de divers processus de transfert électrique, en dehors de la constriction (lignes rouges) : diffusion des électrons sur les spots mécaniques, effet tunnel à travers la couche d'oxyde de surface et le micro-arquage électrique (symbolisé par les éclairs).	44
Figure 2-2 : Analogie électrique d'une Interface MultiContacts	45
Figure 2-3 : Reconstruction d'un spot micronique à partir de couples d'atomes en regard faiblement liés chimiquement. Le recouvrement des orbitales de sites opposés et l'énergie de hopping dépendent des distances entre atomes et déterminent le transfert électrique. .	46
Figure 2-4 : Effet de constriction des lignes de courant au niveau des spots.	47
Figure 2-5 : Schéma synoptique de la méthode de calcul des propriétés électriques d'un ensemble de spots couplés à l'approximation du spot vide.	48
Figure 2-6 : À gauche : Configuration typique pour la mesure de la caractéristique courant-tension $V(I)$ d'un spot matériel formé par compression de surfaces totalement oxydées (épaisseur d). À droite : barrière tunnel équivalente (hauteur U) attaquée par un flux incident d'électrons.	50
<i>Figure 2-7 : Schéma du mécanisme de création d'arcs</i>	54
Figure 2-8 : Équivalent électrique	55
Figure 2-9 : Différentes contributions du champ électrique au sein d'une interface multicontact	56
Figure 2-10 : Contribution du champ électrique sur l'effet capacitif au niveau du contact	57
Figure 2-11 : Effet de la couche d'oxyde sur l'effet capacitif	58
Figure 2-12 : Effet des cavités sur la capacité	59
Figure 2-13 : Analogie électrique d'une Interface MultiContacts	60
Figure 3-1 : a) Le profilomètre Bruker DektakXT b) Le profilomètre en fonctionnement sur un plot	62
Figure 3-2 : Représentation de fonctionnement du profilomètre pour deux pointes différentes.....	63
Figure 3-3 : Échantillon de fil de contact neuf (en haut) et de fil de contact usé (en bas)	64
Figure 3-4 : Comparaison des profils, écarts de forme et de la rugosité de surface pour des profils de caténares neuves et usées	65
Figure 3-5 : Écart de forme entre un profil réel (en bleu) et une forme idéale (rouge)	66
Figure 3-6 : Profile après soustraction de la forme idéale.	67
Figure 3-7 : a) topographie 3D d'une caténaire usée b) Écart de forme d'une caténaire usée	67
Figure 3-8 : a) topographie 3D d'une caténaire neuve b) Écart de forme d'une caténaire neuve	67
Figure 3-9 : a) Écart de forme d'une caténaire usée b) Rugosité de surface d'une caténaire usée	68
Figure 3-10 : a) Écart de forme d'une caténaire neuve b) Rugosité de surface d'une caténaire neuve	69
<i>Figure 3-11 : Comparaison Rugosité de surface d'une caténaire neuve (à gauche) et d'une caténaire usée (à droite)</i>	69
Figure 3-12 : a) Photographie du MEB Quanta 200F b) Schéma de fonctionnement du MEB	70

Figure 3-13 : Schéma des différentes interactions des électrons incidents.....	71
Figure 3-14 : a) Surface zoom x80 b) Surface zoom x600 c) Surface zoom x5000	71
Figure 3-15 : a) Surface zoom x80 b) Surface zoom x600 c) Surface zoom x5000	72
Figure 3-16 : Spectre en énergie du rayonnement fluorescent d'une caténaire neuve	73
Figure 3-17 : Spectre en énergie du rayonnement fluorescent d'une caténaire usée	74
Figure 3-18 : Discover D8 de chez BRUKER.....	75
Figure 3-19 : Échantillon de carbone pur usé à gauche et neuf à droite	76
Figure 3-20 : Diagramme des échantillons neuf/usé	77
Figure 3-21 : Comparaison du diagramme au carbonate-hydroxylapatite (en rouge)	77
Figure 3-22 : Montage expérimental de visualisation des contacts. En haut : superposition des différentes épaisseurs de feuilles. En bas : pression du système sur la caténaire. À droite : accumulation des poids pour le contact.	79
Figure 3-23 : Papier témoin à l'interface caténaire/plaque d'acier à 75 N : en haut papier 80 g/m ² en bas papier à cigarette	80
Figure 3-24 : Résultats bruts obtenus après compression	81
Figure 3-25 : Résultat numérisé	82
Figure 3-26 : mise en contact de deux profils réels	84
Figure 3-27 : Carte de contact.....	84
Figure 3-28 : À gauche : plaque de cuivre et sa topographie de surface. À droite : bille de cuivre avec sa topographie	85
Figure 3-29 : Mise en contact des topographies de la bille de cuivre sur la plaque de cuivre	86
Figure 3-30 : Carte de contact entre une bille de cuivre et une plaque de cuivre	86
Figure 3-31 : Évolution du nombre de contacts en fonction du déplacement.....	88
Figure 3-32 : Évolution de la surface de contact entre une bille de cuivre et une plaque de cuivre	88
Figure 3-33 : Bille brute à gauche. Bille polie à droite	89
Figure 3-34 : Topographie de surface d'une bille de cuivre brute.....	89
Figure 3-35 : Comparaison des topographies de surface de la bille polie (à gauche) et de la bille brute à droite.....	89
Figure 3-36 : Comparaison des aires de surface (à gauche) et du nombre de contacts (à droite) pour la bille brute et la bille polie.....	90
Figure 3-37 : Échantillon de fil de contact (en haut) et topographie de surface 50x10 mm ² (en bas)	91
Figure 3-38 : Comparaison de la simulation du contact (en haut) et des résultats expérimentaux (en bas)	91
Figure 4-1 : Méthode de dénombrement numérique des spots	95
Figure 4-2 : topographies de surface de deux plaques de cuivre 1x1 mm ²	97
Figure 4-3 : Mise en contact des deux plaques de cuivre (à gauche) carte de contact (à droite)	97
Figure 4-4 : Résistance de contact simulé entre deux plaques de cuivre	97
Figure 4-5 : Évolution de la résistance (en noire) et du nombre de contacts (en bleu) en fonction du déplacement : cas du nombre de spots constant	98
Figure 4-6 : Évolution de la résistance (en noire) et du nombre de contacts (en bleu) en fonction du déplacement : Cas de la coalescence	99
Figure 4-7 : Évolution des cartes de contact dans le cas d'une coalescence plus résistive ...	100

Figure 4-8 : Évolution de la résistance (en noire) et du nombre de contacts (en bleu) en fonction du déplacement : Cas d'un domaine de dominance.....	100
Figure 4-9 : Équivalent électrique	101
Figure 4-10 : Équivalent électrique Simulink	101
Figure 4-11 : : Simulation pour a) 8 interrupteurs b) 15 interrupteurs.....	102
Figure 4-12 : Caractéristique courant/tension des interrupteurs	103
Figure 4-13 : Résultat de la simulation avec hystérésis.....	103
Figure 4-14 : résultat expérimental entre du cuivre et du carbone	104
Figure 4-15 : Montage expérimental.....	104
Figure 4-16 : Caractéristique courant/tension du système de billes	105
Figure 4-17 : Caractéristique courant/tension avec un retour 1) À courbure négative 2) Linéaire 3) À courbure positive	106
Figure 5-1 : Banc expérimental de mise en contact	109
Figure 5-2 : Contact expérimental bille/plan	110
Figure 5-3 : Exemple de relaxation de la tension électrique aux bornes d'un milieu granulaire lorsque nous appliquons un courant électrique continu et avec une intensité constante. Thèse Aymen Tekaya ^[4]	110
Figure 5-4 : Comparaison bille brute (à gauche) et bille polie(à droite)	111
Figure 5-5 : comparaison effet de Creep avant/après polissage	112
Figure 5-6 : Rampe de courant en fonction du temps	113
Figure 5-7 : Caractéristique courant/tension entre deux plaques de cuivre	114
Figure 5- 8 : Caractéristique courant/tension après 1 et 2 cycles	115
Figure 5-9 : illustration des problèmes de reproductibilité à travers les caractéristiques courant/tension pour différentes forces. A) à 30 N. b) À 6 N et 10 N	116
Figure 5-10 : Comparaison des caractéristiques I-V avant/après polissage.....	117
Figure 5- 11 : Montage expérimental pour plusieurs billes en parallèle entre deux plaques de cuivre	117
Figure 5-12 : Résistance de montée en fonction du nombre de billes en parallèle	118
Figure 5-13 : Montage expérimental pour plusieurs billes en série	119
Figure 5-14 : caractéristique courant/tension pour 4 billes en parallèle.....	119
Figure 5-15 : Montage expérimental entre un fil de contact neuf et un échantillon de bande de captage.....	120
Figure 5-16 : à gauche F=0,9N à droite F=15N.....	121
Figure 5-17 : Rampe de courant appliquée en fonction du temps	122
Figure 5-18 : Montage expérimental échelle 1 du contact pantographe/caténaire.	123
Figure 5-19 : Bande de captage en carbone pur à gauche et imprégné de cuivre à droite ...	123
Figure 5-20 : caractéristique courant/tension pour différents cycles dans le cas du carbone pur	124
Figure 5-21 : Évolution de la caractéristique courant/tension en fonction de la force.	125
Figure 5-22 : Évolution de la caractéristique courant /tension pour le cas d'une bande neuve et usée	125
Figure 5-23 : Comparaison des caractéristiques courant/tension entre une bande de carbone pur et une bande imprégnée de cuivre	126
Figure 5-24 : Echauffement local par effet joule du point de contact entre le pantographe et la caténaire pour une puissance dissipée de 50 W. A) rayonnement de la caténaire dans le visible. B) Dépôt de cuivre sur la bande de captage. C) zoom sur un dépôt d'environ 1 mm ²	127

Figure 5-25 : rampe courant alternatif	133
Figure 5-26 : succession de plusieurs cycles réalisés en courant alternatif 50 Hz.....	133
Figure 5-27 : Évolution de la partie réelle (à gauche) et de partie imaginaire (à droite) en fonction de la fréquence.....	135
Figure 5-28 : Comparaison des parties réelles et imaginaires pour une force de 5 N et de 50 N	135
Figure 5-29 : a) différence entre la partie réelle à 5 N et à 50N b) Différence entre la partie imaginaire à 5 N et 50 N	136
Figure 5-30 : Évolution de la partie imaginaire en fonction du déplacement des plaques ...	137
Figure 5-31 : A) Résultats expérimentaux de la résistance en fonction du déplacement des plaques. B) Zoom sur la résistance entre 45 μm et 70 μm	138
Figure 5-32 : Comparaison des résultats expérimentaux (à gauche) avec les résultats simulés (à droite)	139
Figure C-33 : Caractéristique courant/tension avec un retour 1) À courbure négative 2) Linéaire 3) À courbure positive	144
Figure C-34 : Illustration du contact mécanique entre le pantographe et la caténaire considérant un faible espace d pouvant devenir un chemin électrique par claquage.....	144
Figure A-1 : Courbures principales d'une surface. La forme locale d'une surface est déterminée par deux courbures principales, C_x et C_y , le long des deux directions principales, x et y . La signification géométrique des deux rayons de courbure principaux, R_x et R_y	148
Figure A-2 - <i>Le faisceau incident rouge est diffracté par les nœuds de la famille de plans noirs</i>	152
Figure A-3 : Schéma de la diffusion de Rayleigh par un électron	153
Figure A-4 : Maille du diamant.....	155

Bibliographie

- [1] Wu, Guangning, Wenfu Wei, Guoqiang Gao, Jie Wu, et Yue Zhou. 2016. « Evolution of the Electrical Contact of Dynamic Pantograph–catenary System ». *Journal of Modern Transportation* 24 (2): 132 -38. doi:10.1007/s40534-016-0099-1.
- [2] Wang, Z., F. Guo, Z. Chen, A. Tang, et Z. Ren. 2013. « Research on Current-Carrying Wear Characteristics of Friction Pair in Pantograph Catenary System ». In *2013 IEEE 59th Holm Conference on Electrical Contacts (Holm 2013)*, 1 -5. doi:10.1109/HOLM.2013.6651423.
- [3] Yang, H. J., G. X. Chen, G. Q. Gao, G. N. Wu, et W. H. Zhang. 2015. « Experimental research on the friction and wear properties of a contact strip of a pantograph–catenary system at the sliding speed of 350 km/h with electric current ». *Wear*, 20th International Conference on Wear of Materials, 332–333: 949-55. doi:10.1016/j.wear.2014.11.004.
- [4] A. Tekaya, Influence de la dimensionnalité et de la complexité d'un réseau sous compression mécanique sur les transports électrique et thermique dans les milieux granulaires métalliques. De l'interface individuelle aux propriétés collectives, 2012.
- [5] Chevallier, Eddy. « Définition d'indices de qualité du contact glissant métallique : Signatures électriques de l'état de surface ». Phdthesis, Université de Picardie Jules Verne, 2014.
- [6] Chevallier, Eddy, Nicolas Foy, Robert Bouzerar, Brice Jonckheere, et Sabrina Ait Mohamed. « Multi-Contacts Interface: Electrical Properties of Dynamical Interface ». In *Proceedings of the 1st International Conference on Numerical Modelling in Engineering*, édité par Magd Abdel Wahab, 37-46. *Lecture Notes in Mechanical Engineering*. Singapore: Springer, 2019.
- [7] Sakli, A. « Vers la définition d'un modèle français sur l'aptitude au shuntage des matériels roulants » UPJV 2015
- [8] Descartes, S., M. Renouf, N. Fillot, B. Gautier, A. Descamps, Y. Berthier, et Ph. Demanche. « A New Mechanical–Electrical Approach to the Wheel-Rail Contact ». *Wear, Contact Mechanics and Wear of Rail/Wheel Systems - CM2006*, 265, no 9 (30 octobre 2008): 1408-16.
- [9] Houzé, F., H. Chollet, P. Testé, X. Lorang, F. Loëte, R. Andlauer, S. Debucquoi, F. Lerdu, et M. Antoni. « Electrical Behaviour of the Wheel-Rail Contact », 1 janvier 2012, 67-72.
- [10] Garcia-Rojo, R., H. J. Herrmann, et Sean McNamara. *Powders and Grains 2005, Two Volume Set: Proceedings of the International Conference on Powders & Grains 2005, Stuttgart, Germany, 18-22 July 2005*. CRC Press, 2005. Page 323.
- [11] Deng, Erping, Zhibin Zhao, Peng Zhang, Yongzhang Huang, et Jinyuan Li. 2017. « Optimization of the thermal contact resistance within press pack IGBTs ». *Microelectronics Reliability*. Consulté le janvier 23. doi:10.1016/j.microrel.2017.01.003.
- [12] Barletta, A., et E. Zanchini. 1995. « The temperature field in a cylindrical electric conductor with annular section ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* 38 (15): 2821-32. doi:10.1016/0017-9310(95)00036-9.

-
- [13] Laraqi, N. 1996. « Phénomène de constriction thermique dans les contacts glissants ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* 39 (17): 3717 -24. doi:10.1016/0017-9310 (95) 00395-9.
- [14] J. Allenbach, P. Chapas, M. Comte, R. Kaller, "Traction Electrique", Presses polytechniques et universitaires romandes. Deuxième édition, 2008.
- [15] Y. Machefert-Tassin, F. Nouvion, J. Woimant, "Histoire de la traction électrique", La Vie du Rail, Paris 1980 et 1986
- [16] S. Danielsen, "Electric Traction Power System Stability : Low Frequency interaction between advanced rail vehicles and a rotary frequency converter", PhD Thesis, NTNU, Trondheim, Norvège, Avril 2010.
- [17] Dahlberg, Tore. « Catenary, pantograph, and their interaction ». *Vehicle System Dynamics* 44, no 8 (1 août 2006): 591-93.
- [18] WU, T. X., et M. J. BRENNAN. « Basic Analytical Study of Pantograph-catenary System Dynamics ». *Vehicle System Dynamics* 30, no 6 (1 décembre 1998): 443-56. <https://doi.org/10.1080/00423119808969460>.
- [19] Karakose, E., M. T. Gencoglu, M. Karakose, I. Aydin, et E. Akin. 2016. « A New Experimental Approach Using Image Processing Based Tracking for an Efficient Fault Diagnosis in Pantograph-Catenary Systems ». *IEEE Transactions on Industrial Informatics* PP (99): 1 -1. doi:10.1109/TII.2016.2628042.
- [20] Wang, H., Z. Liu, Y. Song, X. Lu, Z. Han, J. Zhang, et Y. Wang. « Detection of Contact Wire Irregularities Using a Quadratic Time–Frequency Representation of the Pantograph–Catenary Contact Force ». *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* 65, no 6 (juin 2016): 1385-97.
- [21] Pappalardo, Carmine M, Mohil D Patel, Brian Tinsley, et Ahmed A Shabana. « Contact Force Control in Multibody Pantograph/Catenary Systems ». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part K: Journal of Multi-Body Dynamics* 230, no 4 (1 décembre 2016): 307-28.
- [22] Houzé, F., H. Chollet, P. Testé, X. Lorang, F. Loëte, R. Andlauer, S. Debucquoi, F. Lerdu, et M. Antoni. « Electrical Behaviour of the Wheel-Rail Contact », 1 janvier 2012, 67-72. <https://doi.org/10.1049/cp.2012.0624>.
- [23] ZHOU, L. SHEN, Z. « Progress in high-speed train technology around the world ». *Journal of Modern Transportation* Volume 19, Number 1, March 2011, Page 1-6. DOI: 10.1007/BF03325733
- [24] Yang, Gang, Zhong Mei Dai, Fu Li, et Zheng Zhi Luo. « Active Control of Fuzzy for High-Speed Pantograph ». *Applied Mechanics and Materials*. Trans Tech Publications Ltd, 2013. <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/AMM.251.158>.
- [25] Song, Dongli, Yanan Jiang, et Weihua Zhang. « Dynamic Performance of a Pantograph–Catenary System with Consideration of the Contact Surface ». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part F: Journal of Rail and Rapid Transit* 232, no 1 (1 janvier 2018): 262-74. <https://doi.org/10.1177/0954409716664934>.
- [26] Synthèse Incident N° : 16112005-3408 du 10 février 2012.

-
- [27] Lim, S. C., et M. F. Ashby. « Overview No. 55 Wear-Mechanism Maps ». *Acta Metallurgica* 35, no 1 (1 janvier 1987): 1-24. [https://doi.org/10.1016/0001-6160\(87\)90209-4](https://doi.org/10.1016/0001-6160(87)90209-4).
- [28] Massat, Jean Pierre, T. M. L. Nguyen Tajan, Habibou Maitournam, et Etienne Balmès. 2011. « Fatigue Analysis of Catenary Contact Wires for High Speed Trains ». In , 1-11. <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00987483/document>
- [29] Ding, T., G. X. Chen, J. Bu, et W. H. Zhang. « Effect of Temperature and Arc Discharge on Friction and Wear Behaviours of Carbon Strip/Copper Contact Wire in Pantograph–Catenary Systems ». *Wear*, 18th International Conference on Wear of Materials, 271, no 9 (29 juillet 2011): 1629-36.
- [30] Bucca, Giuseppe, et Andrea Collina. « A Procedure for the Wear Prediction of Collector Strip and Contact Wire in Pantograph–Catenary System ». *Wear* 266, no 1 (5 janvier 2009): 46-59. <https://doi.org/10.1016/j.wear.2008.05.006>.
- [31] Bausseron, Thomas, Philippe Baucour, Raynal Glises, Sylvain Vershelde, et Didier Chamagne. 2014. « Heat Modeling of the Catenary's Contact Wire During the Electrical Power Supply of Trains in Station », novembre, V08BT10A096. doi:10.1115/IMECE2014-36745.
- [32] Kubo, Shunichi, et Koji Kato. 1999. « Effect of arc discharge on the wear rate and wear mode transition of a copper-impregnated metallized carbon contact strip sliding against a copper disk ». *Tribology International* 32 (7): 367-78. doi:10.1016/S0301-679X(99)00062-6.
- [33] Zhu, Shunxin, Yong Liu, Baohong Tian, Yi Zhang, et Kexing Song. « Arc Erosion Behavior and Mechanism of Cu/Cr20 Electrical Contact Material ». *Vacuum* 143 (1 septembre 2017): 129-37. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2017.06.002>.
- [34] H.Khirzada, Analyse de donnees permettant de degager les principaux facteurs causant l'échauffement du fil de contact des catenaires, Master's thesis, Universite de Franche-Comte, 2010
- [35] Bausseron, Thomas. « Etude de l'échauffement de la caténaire lors du captage à l'arrêt : Développement d'un outil informatique ». Phdthesis, Université de Franche-Comté, 2014.
- [36] Direction de l'ingenierie, IGTE ZC1, "Captage a l'arret, Rapport d'analyse des essais d'échauffement," Technical report, SNCF, 2011
- [37] Ponthus, N. « Contact sec glissant sous faible charge : de la topographie des surfaces à la dynamique des solides de l'interface ». <https://www.theses.fr/2019LYSEC021>.
- [38] Pismen, L. M., M. I. Monine, et G. V. Tchernikov. « Patterns and Localized Structures in a Hybrid Non-Equilibrium Ising Model ». *Physica D: Nonlinear Phenomena, Trends in Pattern Formation: Stability , Control and Fluctuations*, 199, no 1 (1 décembre 2004): 82-90.
- [39] Pimpinelli, Alberto, et Jacques Villain. « Physics of Crystal Growth ». *Physics of Crystal Growth*, by Alberto Pimpinelli and Jacques Villain, pp. 400. ISBN 0521551986. Cambridge, UK: Cambridge University Press, February 1999., 1 février 1999.
- [40] Cornet, A., et J.-P. Deville. *Physique et ingénierie des surfaces*. Les Ulis: EDP Sciences, 1998. Chap.2, Topographie et Mécanique des surfaces'
- [41] Hlawka, Françoise, et Alain Cornet. 2009. *Cycle de Vie des Surfaces Industrielles*. Paris: Ellipses Marketing.

-
- [42] Johnson, K L. « One Hundred Years of Hertz Contact ». Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers 196, no 1 (1 juin 1982): 363-78.
https://doi.org/10.1243/PIME_PROC_1982_196_039_02.
- [43] Fechant, L., et P. Tixador. « Conducting and electrical contact materials; Matériaux conducteurs et de contact électrique », 1 juillet 2003. <https://www.osti.gov/etdeweb/biblio/20479245>.
- [44] Barber, J. R. Contact Mechanics. 1st ed. 2018 edition. New York, NY: Springer, 2018.
- [45] Prevost, A., J. Scheibert, et G. Debrégeas. « Probing the Micromechanics of a Multi-Contact Interface at the Onset of Frictional Sliding ». The European Physical Journal E 36, no 2 (26 février 2013): 17. <https://doi.org/10.1140/epje/i2013-13017-0>.
- [46] Dieterich, James H., et Brian D. Kilgore. « Direct Observation of Frictional Contacts: New Insights for State-Dependent Properties ». Pure and Applied Geophysics 143, no 1 (1 mars 1994): 283-302.
- [47] Drexler, Wolfgang, et James G. Fujimoto. Optical Coherence Tomography: Technology and Applications. Springer Science & Business Media, 2008.
- [48] Foy, N. « Modélisation et simulation multi-physique des interfaces multi-contacts métal/méta », Université de Picardie Jules Verne, 2017
- [49] Bouzerar, R. « Désordre, Complexité et Instabilités en Physique de la Matière Condensée », Université de Picardie Jules Verne, 2018
- [50] Maxwell, James Clerk. The Scientific Papers of James Clerk Maxwell ... University Press, 1890.
- [51] Holm, Ragnar. Electric Contacts: Theory and Application. Springer Science & Business Media, 2013.
- [52] Timsit, R. S. 1977. The Potential Distribution in a Constricted Cylinder. Journal of Physics D: Applied Physics 10 (15):2011.
- [53] Braunovic, Milenko, Nikolai K. Myshkin, et Valery V. Konchits. 2006. Electrical Contacts: Fundamentals, Applications and Technology. CRC Press.
- [54] Mehta, Madan Lal. Random Matrices. Elsevier, 2004.
- [55] Tekaya, Aymen, R. Bouzerar, Bourny Valéry, et Issyan Tekaya. « Electron tunnelling in metallic beads systems and slow electric relaxation ». World Journal of Engineering 8 (1 juin 2011): 171-77.
- [56] Maria, Stefanidou. 2010. « Methods for porosity measurement in lime-based mortars ». Construction and Building Materials, Special Issue on Fracture, Acoustic Emission and NDE in Concrete (KIFA-5), 24 (12): 2572-78. doi:10.1016/j.conbuildmat.2010.05.019.
- [57] Leclair, P., O. Umnova, K. V. Horoshenkov, et L. Maillet. 2003. « Porosity measurement by comparison of air volumes ». Review of Scientific Instruments 74 (3): 1366 -70. doi:10.1063/1.1542666.
- [58] Riley, K. F., et M. P. Hobson. Essential Mathematical Methods for the Physical Sciences. Cambridge University Press, 2011.

-
- [59] Falcon, E., B. Castaing, et M. Creyssels. « Nonlinear Electrical Conductivity in a 1D Granular Medium ». *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems* 38, no 3 (1 avril 2004): 475-83
- [60] Béquin, P., et V. Tournat. « Electrical Conduction and Joule Effect in One-Dimensional Chains of Metallic Beads: Hysteresis under Cycling DC Currents and Influence of Electromagnetic Pulses ». *Granular Matter* 12, no 4 (1 juillet 2010): 375-85.
- [61] Guyot, P., V. Rat, J. F. Coudert, F. Jay, A. Maître, et N. Pradeilles. « Does the Branly Effect Occur in Spark Plasma Sintering? » *Journal of Physics D: Applied Physics* 45, no 9 (février 2012): 092001.
- [62] Dorbolo, S., M. Ausloos, et N. Vandewalle. « Reexamination of the Branly effect ». *Physical Review E* 67, no 4 (24 avril 2003): 040302.
- [63] A. Tekaya, R. Bouzerar, V. Bourny I. Tekaya. « Electron tunnelling in metallic beads systems and slow electric relaxation ». *World Journal of Engineering* 8 (1 juin 2011): 171-77
- [64] Mikrajuddin, A., Frank G. Shi, H. K. Kim, et Kikuo Okuyama. « Size-Dependent Electrical Constriction Resistance for Contacts of Arbitrary Size: From Sharvin to Holm Limits ». *Materials Science in Semiconductor Processing* 2, no 4 (1 décembre 1999): 321-27.
- [65] Massines, F, N Gherardi, N Naudé, et P Ségur. 2005. « Glow and Townsend Dielectric Barrier Discharge in Various Atmosphere ». *Plasma Physics and Controlled Fusion* 47 (12B): B577-88.
- [66] Lieberman, Michael A., et Alan J. Lichtenberg. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. John Wiley & Sons, 2005. p. 538
- [67] Drude, P. « Zur Elektronentheorie Der Metalle ». *Annalen Der Physik* 306, no 3 (1900): 566-613
- [68] Stokes, Debbie. *Principles and Practice of Variable Pressure / Environmental Scanning Electron Microscopy*. Chichester, U.K: Wiley, 2008.
- [69] C. Kittel. *Introduction to Solid State Physics*, 8th Edition
- [70] M. Guymont. *Structure de la matière : Atomes, liaisons chimiques et cristallographie*
- [71] Ma, Tao, Hai-Xing Wang, Qi Shi, Shi-Ning Li, et Anthony B. Murphy. « Breakdown and Current-Voltage Characteristics of DC Micro-Slit Discharges in Carbon Dioxide ». *Plasma Sources Science and Technology* 27, no 7 (juillet 2018): 075011.
- [72] E. Branly, *C. R. Acad. Sci. Paris* 111, 785 ~1890!
- [73] Dilhac, Jean-marie. « Edouard Branly, the Coherer, and the Branly effect [History of Communications] ». *IEEE Communications Magazine* 47, no 9 (septembre 2009): 20-26.
- [74] Falcon, E. & Castaing, B. 2005. *Electrical properties of granular matter From "Branly effect" to intermittency*
- [75] Dorbolo, S., M. Ausloos, et N. Vandewalle. 2002. « Hysteretic Behavior in Metallic Granular Matter ». *Applied Physics Letters* 81 (5): 936-38.
- [76] Kassner, Michael E. *Fundamentals of Creep in Metals and Alloys*. Butterworth-Heinemann, 2015.

[77] Zhai, Chongpu, Dorian Hanaor, Gwénaëlle Proust, et Yixiang Gan. « Stress-Dependent Electrical Contact Resistance at Fractal Rough Surfaces ». *Journal of Engineering Mechanics* 143, no 3 (1 mars 2017): B4015001.

[78] Antoni, M. « Optimisation et modélisation des circuits de voie pour le TGV nord » Mémoire présenté au conservatoire des arts et métiers de paris. 1991

[79] Zhai, Chongpu, Dorian Hanaor, Gwénaëlle Proust, et Yixiang Gan. 2017. « Electrical Transport in Granular Metals ». *EPJ Web of Conferences* 140: 05010. doi:10.1051/epjconf/201714005010.

[80] Zeroukhi, Youcef, Ewa Napieralska-Juszczak, Guillaume Vega, Krzysztof Komez, Fabrice Morganti, et Slawomir Wiak. 2014. « Dependence of the Contact Resistance on the Design of Stranded Conductors ». *Sensors* 14 (8): 13925 -42. doi:10.3390/s140813925.

[81] B. Jonckheere, B. Bouzerar, B. AIT MOHAMED, S. BAUSSERON, T. « Electrical arc transfer in a multi-contact interface » *ELSEVIER Sensors and Actuators A: Physical*

[82] E. Chevallier, Définition d'indices de qualité du contact glissant métallique : Signatures électriques de l'état de surface. 2014

[83] « Theory of Elasticity, Third Edition: Volume 7 (Theoretical Physics) par Landau, L D, Pitaevskii, L. P., Lifshitz, E.M., Kosevich, A. M.: New (1986) | Kennys Bookstore

[84] J. Rousseau, A. Gibaud. *Cristallographie géométrique et radiocristallographie - 3ème édition*, 2007.

Résumé :

Dans le domaine de l'industrie ferroviaire, la qualité de captage du courant électrique devient l'un des enjeux techniques les plus importants, car il est un facteur limitant de la vitesse. Aujourd'hui, l'une des principales raisons d'un mauvais captage provient du contact entre le pantographe et la caténaire, qui de plus, est très difficile à caractériser.

C'est pourquoi l'objectif de cette thèse est de comprendre la complexité de l'interface pantographe/caténaire afin d'améliorer les performances du captage en ligne ou à l'arrêt. Pour ce faire, de nombreux problèmes ont été rencontrés, en raison du caractère multiphysique (mécanique, électrique et tribologique) de ces interfaces.

Afin de répondre à cette problématique, l'approche proposée ici s'appuie sur le triptyque : «expérience, modélisation et simulation numérique» pour prendre en compte la globalité de la complexité. Ainsi, l'étude des interfaces multicontacts devient nécessaire pour comprendre tous les mécanismes du transfert électrique. Ces interfaces possèdent des comportements encore mal connus tels que leurs caractéristiques courant/tension non linéaires et hystérétiques. Ces effets ont été mis en évidence à la fin du XIXe siècle par E. Branly, puis repris par Holms en 1958. Mais ces interfaces multicontacts restent encore un problème ouvert, c'est pourquoi cette thèse propose de lister et d'expliquer ces différents mécanismes de transfert à l'interface entre deux conducteurs et ainsi faire le lien avec l'état de surface à travers une simulation. De plus, cette thèse apporte un nouveau mécanisme de transfert d'arc électrique afin d'améliorer la compréhension de certains phénomènes encore inexpliqués.

Mots-Clefs : Résistance de contact / Effets d'interface / Aire de contact / Interfaces multicontacts

Abstract :

As for the rapid expansion of high-speed electrified railway industry, the current collection quality of electric locomotives becomes one of the crucial technical issues for the stable operation of trains. Currently, one of the major factors that affect the current collection is the contact wire irregularity, which appears to be very difficult to be measured or detected.

This is why the objective of this thesis is to understand the complexity involved in the pantograph/catenary interface in order to improve the catchment performance on electrified lines. However, many problems have been encountered, due to multi-physical character (mechanical, electrical and tribological) at the pantograph/catenary interface.

The approach proposed in this thesis will be based on the triptych: « experiment, physical modelling and numerical simulation» in order to understand the complexity of current capture at the interface. So, the studying of multi-contact interfaces is necessary in view to catch all mechanisms in the pantograph/catenary contact. They have still poorly known properties such as their nonlinear and hysteretic current/voltage characteristics. These effects were highlighted in the late nineteenth century by E. Branly, and then taken over by Holms in 1958. But these multi-contact interfaces still remain a problem, which is why this thesis proposes to list and explain mechanisms of electrical transfer at the interface between two conductors and thus make the link with the surface condition through a simulation. In addition, this thesis brings a new mechanism of electric arc transfer in order to take into account unexplained phenomena.

Keywords: Electrical-Contact-Resistance / Interface-Effect / Contact Area / Multi contact interface