HAL
open science

Caractérisation de phénomènes physiques associés à l'ouverture et à la fermeture dans un relais MEMS

Alexis Peschot

To cite this version:

Alexis Peschot. Caractérisation de phénomènes physiques associés à l'ouverture et à la fermeture dans un relais MEMS. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Grenoble, 2013. Français. NNT : . tel-01024488

HAL Id: tel-01024488

https://theses.hal.science/tel-01024488v1

Submitted on 16 Jul 2014

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.

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Nano Electronique et Nano Technologies**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Alexis PESCHOT

Thèse dirigée par **Nelly BONIFACI** et **Olivier LESAINT**

Co-encadrée par **Christophe POULAIN**

préparée au sein du **CEA LETI / LCFC et G2Elab**

dans **l'École Doctorale EEATS**

Caractérisation de phénomènes physiques associés à l'ouverture et à la fermeture dans un relais MEMS

Thèse soutenue publiquement le **18 décembre 2013**, devant le jury composé de :

M. Alain BOSSEBOEUF
Directeur de recherche CNRS, Université Paris-Sud - IEF, Président du jury

M. Pierre BLONDY
Professeur, Université de Limoges - XLIM, Rapporteur

M. Thierry BELMONTE
Directeur de Recherche CNRS, Université de Lorraine, Rapporteur

Mme Nelly BONIFACI
Chargée de Recherche CNRS, G2Elab Grenoble, Directrice de thèse

M. Olivier LESAINT
Directeur de recherche CNRS, G2Elab Grenoble, Co-directeur de thèse

M. Christophe POULAIN
Ingénieur-chercheur, CEA-LETI, Co-encadrant

Mme Rose-Marie SAUVAGE
Responsable domaine Nanotechnologies, DGA, Invitée

Remerciements

Même si je souhaiterais le contraire, rares seront les courageux qui liront en entier et attentivement ce manuscrit. Je tiens donc à remercier en premier lieu les membres du jury pour l'intérêt porté à mon travail et pour avoir accepté de le juger. Ainsi, je remercie plus particulièrement M. Thierry Belmonte (Université de Lorraine) et M. Pierre Blondy (Université de Limoges, X-LIM), rapporteurs de ce manuscrit, pour leur grande disponibilité, et M. Alain Bosseboeuf (Université Paris Sud, IEF) qui m'a fait l'honneur de bien vouloir présider le jury.

Je remercie également les laboratoires du CEA LETI et du G2Elab pour m'avoir accueilli et offert de très bonnes conditions de travail pendant ces trois années de thèse. Je remercie sincèrement Didier Bloch, chef du Laboratoire de Caractérisation et de Fiabilité des Composants (LCFC), d'avoir soutenu ma candidature pour cette thèse et pour ses multiples corrections d'articles et rapports au cours de ces années.

Cette thèse étant cofinancée par la Délégation Générale de l'Armement (DGA), je tiens à remercier Rose-Marie Sauvage de m'avoir fait confiance et d'avoir suivi avec attention ma thèse. Malgré quelques appréhensions au début, travailler avec la DGA a été un plaisir et m'a permis de mieux découvrir Paris et de rencontrer le ministre de la Défense !

Si certains doctorants souffrent de leur encadrement de thèse, ça n'a pas été du tout mon cas ! Pourtant ils étaient trois, très différents mais très complémentaires. Tout d'abord Christophe Poulain (CEA LETI, LCFC) qui m'a accueilli dès le stage de Master, il y a bientôt quatre ans. Christophe possède de multiples compétences, bien évidemment au niveau professionnel (contact électrique, nanoindentation etc…) mais également au niveau personnel (spécialiste immobilier grenoblois, marchés financiers etc…). Christophe a du me supporter « au jour le jour » et je le remercie pour sa disponibilité, sa patience et sa pédagogie. Nelly Bonifaci et Olivier Lesaint (G2Elab) ont gentiment accepté de codiriger mon travail en 2010. Lors des réunions ou des expériences réalisées ensemble, j'ai pu apprécier l'expertise scientifique de Nelly ainsi que sa gentillesse et sa franchise. Je remercie également Olivier pour sa rigueur scientifique et sa pédagogie qui ont été précieuses lors de la rédaction et la soutenance, ainsi que son humour et ses randonnées autour de Grenoble. Je remercie donc grandement le trio qu'ils ont formé ensemble ce qui a permis d'obtenir la qualité du travail présenté dans ce manuscrit. J'ai conscience que cette thèse a été pour moi une expérience agréable grâce à eux et je les remercie très sincèrement pour cela.

Je souhaite également remercier les personnes avec qui j'ai collaboré pendant ces quelques années. Tout d'abord Denis Mariolle et Nicolas Chevalier de la plateforme de nano-caractérisation pour leur expertise et échanges sur l'AFM. Je remercie également Bruno Reig, Henri Sibuet et Christophe

Billard du LCRF pour leur collaboration et pour m'avoir fourni les relais MEMS utilisés dans mon travail. Je remercie également Olivier Vendier de Thalès Alenia Space pour m'avoir fourni les relais MEMS Radant et Omron. Enfin je remercie Guillaume Jourdan pour son aide et ses connaissances de la physique quantique qui ont été précieuses dans le dernier chapitre.

Ayant eu deux laboratoires, je remercie chaleureusement toute l'équipe MDE du G2Elab et plus particulièrement Frédéric et André (et encore Nelly et Olivier) avec qui j'ai le plus travaillé. Un grand merci à la belle équipe des permanents du LCFC, je vous ai tous embêtés au moins une fois au cours des 3 ans (certains beaucoup plus, ils se reconnaitront) : Denis, Marcel, Frédéric, Philippe, Patrick, Romain, Pierre, Antoine, Pierre-Louis, David, Stéphane, Robert, Vincent, Gérard et Christophe. J'en profite pour remercier notre secrétaire Estelle dont les compétences professionnelles et les qualités humaines sont simplement exceptionnelles, même si je sais qu'elle ne lira que les remerciements de ce manuscrit.

Vient maintenant à remercier les (plus) jeunes : post-docs, doctorants et stagiaires qui sont en grande partie devenus des amis. Je commence par les « vieux » doctorants : Maxime, Brice, Adam, Baptiste, auxquels je rajoute les « plus vieux » post-docs Samer et Carine. J'ai une pensée plus particulière pour Alexandra, ma collègue de bureau pendant 3ans et David avec qui j'ai partagé beaucoup de bières, de sports et de burgers lors de notre conférence aux USA. Pour les doctorants « en activité », je commence par la fine équipe du G2Elab, Pierre, Laetitia et Nesrine, un trio pas très bon au *blind test* mais à l'humour bien placé. Coté CEA, bonne fin de thèse à la force tranquille Simon et à mon italien préféré Daniele, un skieur émérite et le seul italien qui a réussi à me faire supporter la squadra azzurra ! Je souhaite également remercier les stagiaires avec qui j'ai étroitement collaboré, le matheux Laurent et la très brésilienne Clarissa dont j'ai apprécié le dynamisme et le caractère. Parmi les plus jeunes, je ne voudrais pas oublier Kévin et Jennifer, deux vrais jeunes et deux personnalités attachantes.

Enfin, puisqu'il m'est difficile de remercier tout le monde et d'écrire un petit mot pour chacun sans faire trop long, je souhaiterais remercier tout ceux que j'ai rencontré pendant ces trois ans de thèse : Anna, Hélène, Jérémie, Nawres et les doctorants des autres laboratoires du LETI, ceux de l'organisation des JNRDM 2013, mes anciens collègues de promo etc… Merci à tous et merci à tous ceux que j'ai pu oublier !

Pour terminer ces remerciements, je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance envers mes parents, ma famille et mes amis qui m'ont toujours soutenu sur le plan personnel lors de ces dernières années.

Bonne lecture…

Introduction

Difficile d'imaginer aujourd'hui l'absence de relais électromécaniques dans notre vie moderne. Cette invention de la fin du 19ème siècle a eu une grande influence dans le développement de notre société et les relais électromécaniques sont encore aujourd'hui très utilisés dans de nombreux secteurs comme l'électronique ou l'automatisme. Depuis les années 1980, dans le sillage du développement de la microélectronique et avec la maîtrise des procédés de fabrication, se sont développés les systèmes électromécaniques de taille micrométrique, ou microsystèmes, communément appelés sous leur terme anglais MEMS (Micro Electro Mechanical System). De nombreux composants ont ainsi été miniaturisés (capteurs et actionneurs) et se retrouvent aujourd'hui dans de nombreux produits destinés au grand public.

Le gain qu'offre la miniaturisation des composants électromécaniques, que ce soit en termes de performances et surtout en termes de coûts, n'échappe pas aux relais. L'émergence des relais en technologie MEMS depuis plusieurs dizaines d'années, dont les tailles caractéristiques sont de l'ordre du micromètre, ouvre des perspectives d'applications encore plus étendues. Cependant, plus de trente ans après la réalisation du premier relais MEMS, la fiabilité de ces composants n'est toujours pas suffisante pour envisager leur commercialisation à grande échelle. La maîtrise du contact électrique, sujet qui a fait l'objet de nombreux travaux pour les relais de taille macroscopique, est une nouvelle fois un point central et critique pour garantir le bon fonctionnement des relais MEMS. Les faibles dimensions de ces composants ne permettent pas d'adapter simplement les lois et les règles existantes connues jusqu'alors, et nécessitent de réexaminer les phénomènes physiques rencontrés à ces échelles.

Dans les travaux présentés dans ce manuscrit, nous nous proposons d'étudier certains phénomènes physiques se produisant lors de l'ouverture ou la fermeture d'un contact électrique dans un relais MEMS. Pour cela les expériences seront menées soit directement sur des composants MEMS, soit au moyen de dispositifs permettant d'étudier le contact électrique à une échelle micro et sub-micrométrique. Plus particulièrement, nous nous intéresserons aux commutations sous courant, appelés « hot switching », c'est-à-dire avec un courant/tension appliqué aux bornes du contact pendant la phase d'ouverture et de fermeture. Un grand nombre de caractérisations est réalisé en courant continu (DC) bien que les relais soient des composants radiofréquences (RF). Nous verrons que les caractérisations DC permettent de mettre plus facilement en évidence les mécanismes de dégradation.

Le premier chapitre de ce manuscrit est consacré à l'étude de la littérature concernant les relais MEMS. Nous verrons que la maîtrise du contact électrique aux dimensions micro et sub-micrométrique constitue un des enjeux majeurs pour la fiabilité de ces composants.

Le second chapitre porte sur la description des différentes techniques expérimentales utilisées et les moyens développés pendant la thèse. Ces techniques mettent en œuvre des outils particuliers qui permettent de caractériser et étudier les phénomènes à l'échelle des microsystèmes.

Le troisième chapitre de ce manuscrit étudie le transfert de matière qui demeure encore mal compris pour les dimensions micrométriques et sub-micrométriques. Une première approche expérimentale permettra en premier lieu d'identifier les différents paramètres influençant ce mécanisme. La suite de la démarche sera plus théorique et aura pour but d'améliorer la compréhension des mécanismes physiques à l'origine du transfert de matière.

Le quatrième chapitre est consacré à l'étude des phénomènes liés au contact électrique en régime dynamique à travers deux études : la première concerne la phase de fermeture du contact, on s'interrogera sur la présence ou non de rebonds à cette échelle et à leur origine. La seconde concerne la phase d'ouverture du contact et plus particulièrement à l'évolution de la résistance de contact dans les tout derniers instants avant la séparation du contact.

En conclusion, nous donnerons des pistes d'amélioration et des recommandations pour maîtriser la fiabilité du contact électrique dans les relais MEMS.

Remerciements 3

Introduction 5

Chapitre 1 : Bibliographie 1-11

1.1 Les microsystèmes et leur marché 1-11

1.2 Les relais MEMS 1-13

1.2.1 Caractéristiques générales 1-13

1.2.2 Principe de l'actionnement électrostatique 1-16

1.2.3 Le contact ohmique 1-17

1.2.4 Les relais MEMS commerciaux ou pré-industriels 1-18

1.3 Fiabilité des relais MEMS 1-23

1.3.1 Phénomène de chargement diélectrique 1-23

1.3.2 Défaillance du contact électrique 1-24

1.4 Techniques expérimentales 1-26

1.4.1 Equipement de nanoindentation 1-27

1.4.2 Moyens dérivés des microscopes à champ proche (AFM) 1-28

1.4.3 Autres bancs de test 1-29

1.5 Les matériaux de contact électrique 1-30

1.5.1 Les matériaux de contact dans les relais électromécaniques 1-30

1.5.2 Les matériaux de contact dans les relais MEMS 1-32

1.6 Le transfert de matière dans les contacts électriques 1-34

1.6.1 Le transfert sous arc à l'ouverture 1-34

1.6.2 Le transfert sous arc à la fermeture : loi de Paschen 1-36

1.6.3 Déviation de la loi de Paschen pour les faibles gaps 1-38

1.6.4 Transfert de matière dans les relais MEMS 1-50

1.7 Caractérisation électrique en régime dynamique du contact 1-52

1.7.1 Aspect dynamique à la fermeture du contact 1-52

1.7.2 Aspect dynamique à l'ouverture du contact 1-55

1.8 Conclusion de l'étude bibliographique 1-61

Chapitre 2 : Techniques expérimentales _____ *2-63*

2.1 Tests électriques sur les relais MEMS _____ **2-63**

2.1.1 Présentation des tests sous pointes et en boîtier _____ 2-63

2.1.2 Caractérisation électrique de la résistance de contact _____ 2-64

2.1.3 Caractérisation électrique de la fermeture du contact _____ 2-65

2.1.4 La nanoindentation _____ 2-66

2.2 Moyens d'étude d'un microcontact _____ **2-70**

2.2.1 Le Microscope à Force Atomique (AFM) en mode force _____ 2-70

2.2.2 Banc de cyclage _____ 2-77

2.2.3 Réalisation d'un banc de claquage dans un microgap _____ 2-79

2.3 Les expériences de spectroscopie optique _____ **2-86**

2.3.1 Description du banc expérimental _____ 2-86

2.3.2 Analyse de la lumière _____ 2-87

2.3.3 Dispositifs expérimentaux testés _____ 2-89

2.4 Conclusion _____ **2-90**

Chapitre 3 : Dégradation des contacts par transfert de matière *3-92*

3.1 Mise en évidence dans les relais MEMS _____ **3-92**

3.2 Etude expérimentale du transfert de matière par AFM _____ **3-95**

3.2.1 Reproduction du transfert de matière avec l'AFM _____ 3-95

3.2.2 Quantification du volume transféré _____ 3-96

3.2.3 Etude des phases d'ouverture et de fermeture _____ 3-98

3.2.4 Influence de la tension de contact à l'état ouvert _____ 3-99

3.2.5 Influence du courant de contact _____ 3-100

3.2.6 Etude de la fréquence du signal commuté _____ 3-101

3.2.7 Etude de la nature des matériaux de contact _____ 3-102

3.2.8 Etude de la géométrie du contact _____ 3-104

3.2.9 Lien entre transfert de matière et collage des contacts _____ 3-105

3.2.10 Conclusion sur les expériences AFM _____ 3-108

3.3 Etude expérimentale des phénomènes physiques responsables du transfert de matière **3-109**

3.3.1 Analyse par AFM _____ 3-110

3.3.2 Calcul de l'élévation de température à l'anode _____ 3-117

3.3.3 « Claquage » aux dimensions sub-micrométriques _____ 3-120

3.3.4 Analyse par spectroscopie optique _____ 3-126

3.4 Analyse du transfert de matière aux dimensions (sub)micrométriques _____ **3-140**

3.5 Conclusion _____ **3-144**

Chapitre 4 : Etude des rebonds et de la quantification de la résistance de contact à l'ouverture _____ *146*

4.1 Les rebonds de contact dans les relais MEMS _____ **146**

4.1.1 Etude expérimentale sur des relais électrostatiques _____ 146

4.1.2 Etude des rebonds à une vitesse d'actionnement quasi-nulle _____ 157

4.1.3 Conclusion sur les rebonds dans les relais MEMS _____ 166

4.2 Quantification de la résistance de contact à l'ouverture _____ **167**

4.2.1 Etude de la quantification de la conductance de contact dans un interrupteur MEMS _____ 167

4.2.2 Etude de la quantification de la conductance par AFM _____ 171

4.3 Conclusion _____ **4-175**

Conclusion et Perspectives _____ *177*

Conclusion générale _____ **177**

Recommandations pour la maîtrise du contact électrique dans les MEMS _____ **178**

Perspectives du sujet _____ **179**

Références _____ *182*

Annexes _____ *189*

Annexe 1 : Mécanique du contact _____ **189**

Annexe 2 : Quelques mécanismes de transfert de matière _____ **191**

Annexe 3 : Formulation mathématique de la loi de Paschen _____ **193**

Annexe 4 : Tables de spectroscopie _____ **196**

Publications durant la thèse _____ *199*

Chapitre 1 : Bibliographie

Chapitre 1 : Bibliographie

1.1 Les microsystèmes et leur marché

Depuis les années 1960 la microélectronique n'a cessé de se développer pour offrir des circuits intégrés (ou puces électroniques) de plus en plus performants. Les progrès réalisés ont permis l'émergence et le développement de nombreux secteurs, notamment ceux de l'informatique et des télécommunications, et ont conduit à ce que certains économistes qualifient de deuxième révolution industrielle. Le développement de la microélectronique a suivi la fameuse « loi de Moore », prédite par Gordon Moore (cofondateur d'Intel) en 1965, qui prévoyait une croissance exponentielle du domaine et qui peut s'énoncer de différentes manières selon que l'on parle du nombre de transistors par puce, de la surface d'un transistor, ou encore de la dimension minimale de la grille d'un transistor (Figure 1) [Mat07, Mal10].

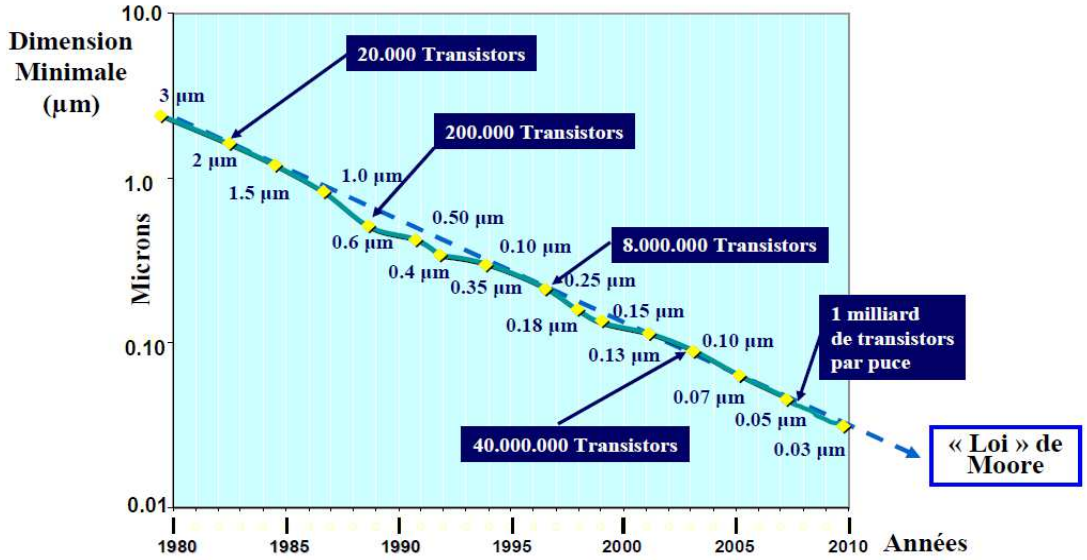


Figure 1 : Evolution au cours du temps de la dimension des transistors (en µm) et de leur nombre par circuit intégré [Mal10]

Dans le sillage de cette course à la miniaturisation les premiers composants mécaniques de taille micrométrique ou microsystèmes (également appelés MEMS pour Micro Electro Mechanical System) sont apparus dans les années 1980. Les procédés de fabrication utilisés sont similaires à ceux de la microélectronique et sont souvent basés sur des technologies utilisant des tranches de silicium (appelées « wafer ») sur lesquelles un certain nombre d'étapes[1] sont réalisées afin de créer le motif voulu [Reb03]. De par leurs faibles dimensions ces composants présentent souvent d'excellentes

[1] Les étapes élémentaires consistent à réaliser un dépôt (métal ou oxyde), une photolithographie du motif voulu en utilisant une résine photosensible, une gravure du dépôt réalisé et le retrait de la résine.

performances et un coût de fabrication unitaire plus faible par rapport aux composants macroscopiques. Le marché des microsystèmes continue à croître très fortement en 2013 et couvre des domaines d'applications variés avec un large spectre de composants : capteurs de pression, capteurs de mouvements (inertiels) ou de position, MEMS optiques, MEMS radio-fréquences (RF), imageurs etc. (Figure 2).

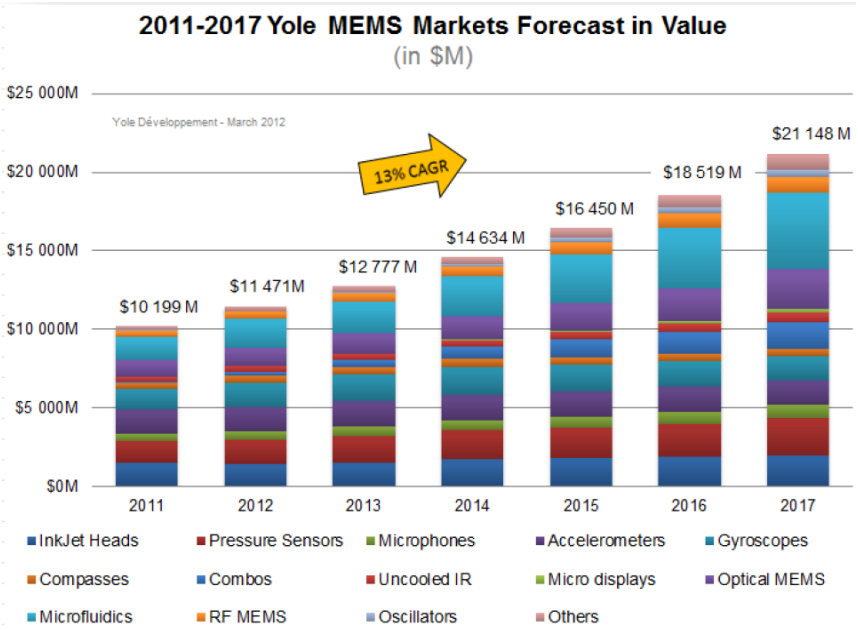


Figure 2 : Prévisions de croissance du marché des MEMS en 2012 [Yole12]

On trouve aujourd'hui des microsystèmes dans de nombreux produits du quotidien, que ce soient les têtes d'impression jet d'encre dans les imprimantes, les accéléromètres dans les systèmes de déclenchement d'airbags automobiles ou les consoles de jeux vidéo mais c'est surtout dans le secteur des télécommunications et en particulier dans les téléphones mobiles dit « intelligents » (« smartphones ») que ces composants sont les plus présents comme l'illustre la Figure 3. On notera que le marché des composants MEMS, estimé à un plus de douze milliards de dollars en 2013, reste néanmoins faible, malgré sa formidable progression, comparé à celui de la microélectronique qui atteint aujourd'hui plusieurs centaines de milliards de dollars.

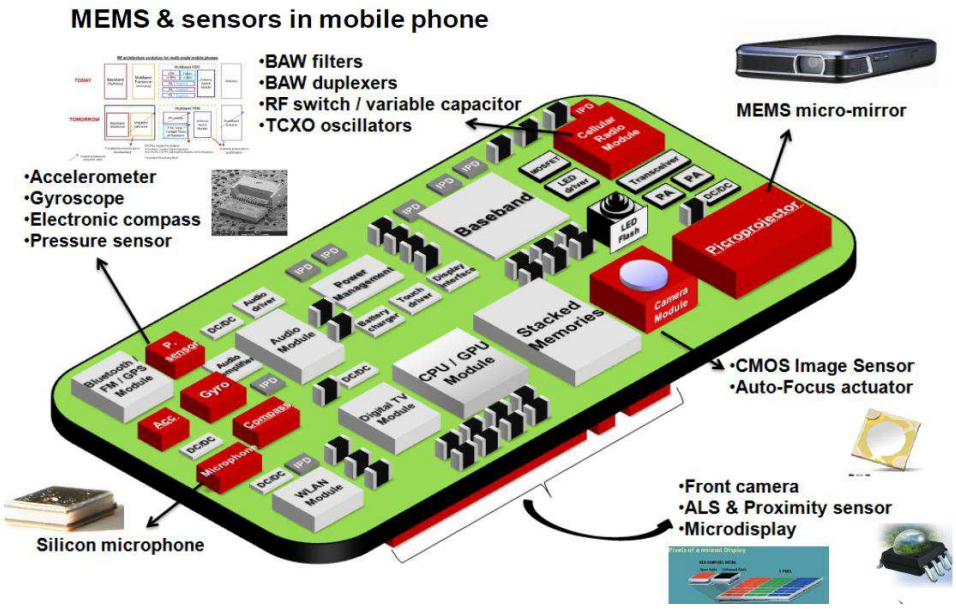


Figure 3 : Composants MEMS dans un téléphone mobile [Perk12]

1.2 Les relais MEMS

1.2.1 Caractéristiques générales

Le premier relais MEMS a été fabriqué par Peterson en 1979 [Peter79]. Pendant plus de trente ans de nombreux développements vont être engagés dans ce domaine, permettant d'obtenir des composants de plus en plus performants. Un exemple de relais MEMS est illustré en Figure 4. Au début des années 2000, de nombreuses entreprises (« start-up ») sont créées et tentent de commercialiser leur dispositif. Ce sera toutefois un échec commercial et un grand nombre d'entre elles fera faillite. Aujourd'hui, le marché des relais MEMS reste prometteur mais il n'arrive toujours pas à percer, principalement à cause des problèmes de fiabilité de ces composants que nous détaillerons plus tard. Les principales applications envisagées concernent le secteur de l'automatisme, notamment les équipements de tests automatiques (ATE) ou des télécommunications (antennes reconfigurables, etc.) [Reb13].

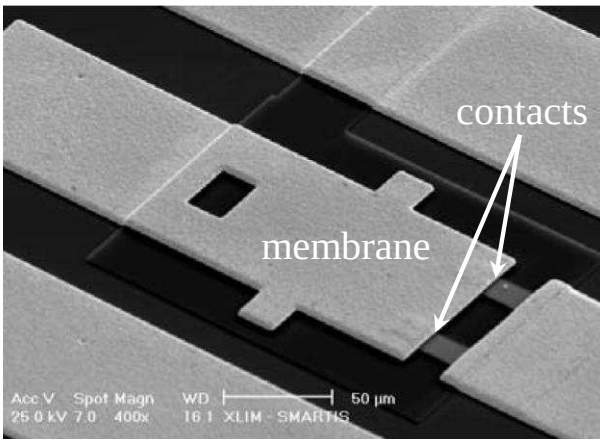


Figure 4 : Exemple de relais MEMS [Mard08]

Les avantages des relais MEMS sont pourtant multiples (Tableau 1). Par rapport aux relais macroscopiques ou miniatures existants (par exemple les relais Reed), leur taille est fortement réduite et amène un gain d'encombrement et un prix unitaire qui peut être très intéressant. La co-intégration, c'est-à-dire la fabrication du capteur et du circuit intégré sur la même puce, est également possible puisque leur fabrication utilise les procédés issus de la microélectronique. Par rapport aux autres composants de commutation en microélectronique (diode PIN ou transistor FET) les critères d'encombrement et d'intégration ne sont plus valables mais leurs contacts électriques séparables leur permettent d'obtenir des pertes d'insertion très faibles, une isolation galvanique beaucoup plus importante et une très faible consommation.

Tableau 1 : Comparatif des relais MEMS par rapport aux autres types de relais [Reb03]

	MEMS	Reed	PIN	FET
Volume (mm^3)	<10	~100	<10	<0.1
Résistance à l'état fermé	0,5-2Ω	~ 0,1Ω	2-4Ω	4-6Ω
Temps de commutation	1-100µs	~ 1ms	1-100ns	1-100ns
Perte d'insertion (1-100GHz)	0,05-0,2	NC	0,3-1,2	0,4-2,5
Isolation (1-10GHz)	Très haute	Très haute	Haute	Moyenne
Isolation (10-40GHz)	Très haute	Très haute	Moyenne	Basse
Isolation (40-100GHz)	Haute	Haute	Moyenne	Nulle
Consommation (mW)	0,05-0,1	NC	5-100	0,05-0,1

Les relais MEMS[2] (ou « MEMS switches » en anglais) sont des composants électro-mécaniques de taille micrométrique qui permettent d'établir ou d'interrompre un signal électrique. Ils possèdent donc au moins un contact séparable sur une structure de type « pont » ou « poutre » en fonction du nombre de points d'ancrage (Figure 5).

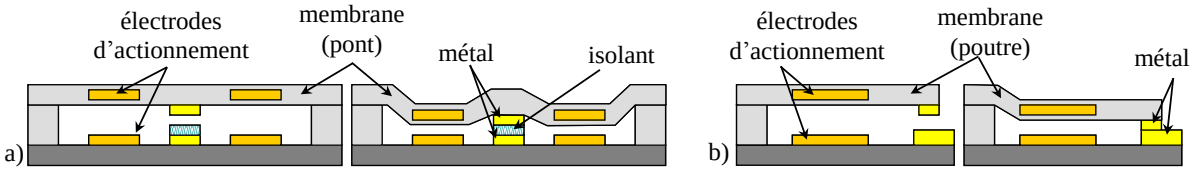


Figure 5 : Schéma de principe en coupe d'un relais électrostatique :
a) de type pont à contact capacitif, b) de type poutre à contact ohmique

Quatre types d'actionnement peuvent être utilisés pour un relais MEMS : électrostatique, magnétique, piézoélectrique ou thermique. Nous verrons plus loin à travers les exemples que l'actionnement électrostatique est privilégié pour la très grande majorité des relais MEMS.

Le contact est de type ohmique lorsque les électrodes de contact sont conductrices. Elles sont généralement recouvertes de matériaux métalliques. Le contact est de type capacitif lorsqu'il s'établit au travers d'une surface isolante afin de créer une capacité en créant un système métal-isolant-métal (Figure 5). Le choix du type de contact est principalement lié à l'application finale du composant : les relais ohmiques sont privilégiés pour des signaux à partir du continu jusqu'à quelques GHz tandis que les relais capacitifs sont utilisés pour des signaux haute fréquence (typiquement 10 à 100GHz). Dans la suite de cette thèse, seuls les relais de type ohmique seront étudiés.

Enfin, deux types de sollicitation sont possibles pour les relais MEMS et seront très largement repris dans la suite de ce manuscrit :

- « cold switching » : le relais est toujours commuté à vide, c'est-à-dire sous tension et courant nuls, le signal est transmis une fois le relais en position fermée.
- « hot switching » : une tension est imposée aux bornes du contact pendant les phases de commutation, c'est-à-dire pendant les phases de fermeture et d'ouverture.

[2] Les relais MEMS peuvent également être appelés interrupteurs ou commutateurs MEMS en fonction de l'intégration ou non au dispositif d'un actionneur.

1.2.2 Principe de l'actionnement électrostatique

Dans un relais électrostatique, l'actionnement est réalisé en appliquant une différence de potentiel entre une électrode fixe et une électrode mobile solidaire de la membrane. Cette différence de potentiel induit une force électrostatique attractive. A l'équilibre cette force électrostatique compense la force de rappel mécanique de la membrane, on peut donc en déduire une relation entre la tension d'actionnement appliquée (*V*) et de la distance entre les deux électrodes (*l*), qui dépend également de la surface des électrodes *S*, de la permittivité du vide ε_0, de la distance inter-électrode à l'origine l_0 et de la raideur de la membrane *k* (1).

$$V = \sqrt{\frac{2k}{\varepsilon_0 S} l^2 (l_0 - l)} \qquad (1)$$

L'évolution typique de la distance entre les électrodes (*l*) en fonction de la tension d'actionnement (*V*) est représentée en Figure 6. Elle montre une instabilité du système au-delà d'une certaine tension à partir de laquelle les électrodes sont fortement attirées l'une vers l'autre, jusqu'à ce que la distance entre celles-ci soit nulle ou que le système soit modifié (changement de la raideur de la membrane). Cette tension est définie comme la tension de pull-in capacitif ($V_{pull\text{-}in}$) et représente très souvent la tension minimale d'actionnement d'un relais électrostatique. Lorsque le relais est fermé, la distance entre les électrodes est beaucoup plus faible et une tension plus faible est suffisante pour le maintenir dans cet état. La tension d'actionnement pour laquelle la force électrostatique ne compense plus la force de rappel de la membrane est appelée la tension de pull-out capacitif ($V_{pull\text{-}out}$) (Figure 7).

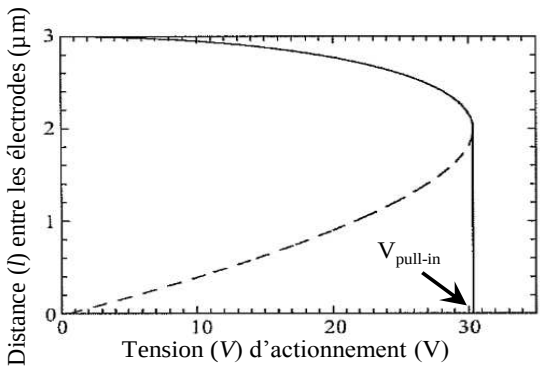


Figure 6 : Exemple d'évolution de la distance inter-électrodes en fonction de la tension appliquée au niveau des électrodes dans le cas d'un actionnement électrostatique [Reb03]

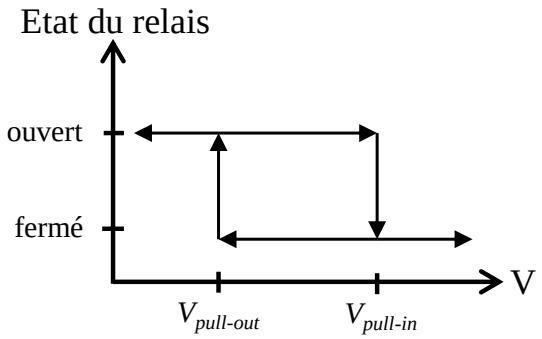


Figure 7 : Etat du relais en fonction de la tension d'actionnement

1.2.3 Le contact ohmique

Un des critères importants permettant de définir la qualité d'un contact électrique ohmique est sa résistance de contact (R_c). L'évaluation précise de cette résistance n'est pas aussi triviale qu'il y paraît puisque qu'elle conjugue à la fois un problème d'électrocinétique (différents modes de conduction électronique) et un problème de mécanique du contact. Les modèles principaux sont rappelés ci-après.

Une des principales difficultés pour connaître R_c est la détermination de l'aire de contact électrique. Lorsque deux surfaces rugueuses sont mises en contact, seule une partie de la surface de contact apparente est réellement mise en contact et constitue l'aire de contact mécanique. La détermination précise de l'aire de contact mécanique est complexe et dépend à la fois de paramètres géométriques (forme macroscopique et rugosité) et des propriétés mécaniques des matériaux mis en jeu (déformation élastique, plastique, avec ou sans adhésion etc…). Plus de détails sur ce point pourront être trouvés en Annexe 1. Cependant la surface de contact mécanique n'est pas partout conductrice. En effet des couches isolantes peuvent empêcher le passage du courant par endroits et au final, seule une faible partie de l'aire mécanique de contact est conductrice et constitue l'aire de contact électrique (Figure 8).

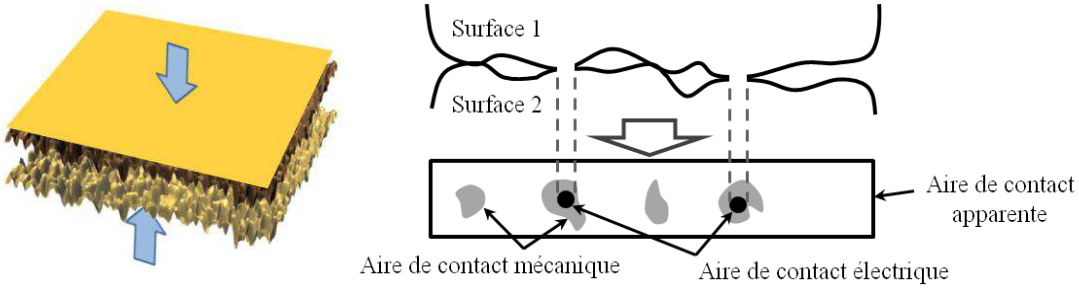
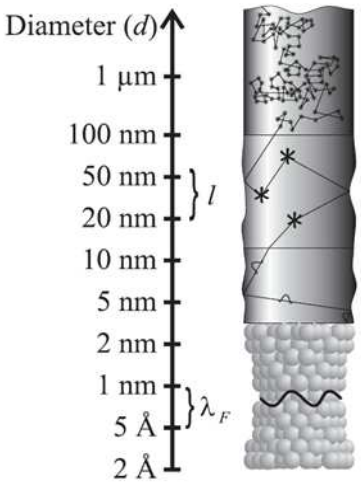


Figure 8 : Illustration des aires de contact apparente, mécanique et électrique [Duv11]

Dans le cas où l'aire de contact électrique est un disque de rayon *r*, différents modèles de résistance de contact ont été proposés. Ils ont été résumés par Hansen [Hans00] et sont présentés dans la Figure 9. Lorsque le rayon *r* du spot de contact est grand devant le libre parcours moyen des électrons (*l*) du matériau de contact[3], le régime de conduction électronique est diffusif et la résistance de contact est définie par la formule de Holm (2) [Holm67]. Lorsque le rayon de contact est inférieur au libre parcours moyen, les interactions des électrons avec le réseau sont rares (les interactions avec les parois du contact deviennent prépondérantes) et le régime de conduction est dit balistique. La résistance de contact est définie par la formule de Sharvin (4) [Sharv65]. Entre ces deux cas, c'est-à-dire lorsque le rayon de contact électrique est de l'ordre de grandeur du libre

[3] Pour la plupart des métaux, le libre parcours moyen des électrons se situe entre 10nm et 50nm.

parcours moyen des électrons, le régime de conduction est dit quasi-balistique et la résistance de contact est définie par Wexler dont la formule (3) est une interpolation entre la formule de Holm et de Sharvin [Wex66]. Lorsque la taille du rayon de contact diminue encore et devient de l'ordre de la longueur de Fermi ($\lambda_F=2\pi/k_F$), quelques angströms (Å), le spot de contact peut être assimilé à un fil constitué de quelques atomes de largeur. L'aspect quantique des électrons devient alors prépondérant et la résistance de contact suit la théorie énoncée par Landauer en 1957 : elle est inversement proportionnelle aux multiples du quantum de conductance de contact G_0 , constante liée à la charge de l'électron e et à la constante de Planck h selon la formule $2e^2/h$ (5) [Land57, Hans00]. Cet aspect sera détaillé un peu plus loin dans ce chapitre.



diffusif	Holm : $R_C = R_H = \frac{\rho}{2r}$	(2)
quasi-balistique	Wexler : $R_C = R_S + f(l/r)R_H$	(3)
balistique	Sharvin : $R_C = R_S = \frac{4\rho l}{3\pi r^2}$	(4)
quantique	Landauer : $R_C \propto 1/G_0$ avec $G_0 = \frac{2e^2}{h} = \frac{1}{12{,}9k\Omega}$	(5)

Figure 9 : Les différents régimes de conduction et les modèles de résistance de contact associés [Hans00]

A partir de ces modèles élémentaires, de nombreux autres modèles ont été élaborés pour prendre en compte les cas d'un contact multipoint [Green66, Coutu06], les effets des couches minces [Tim10] ou les phénomènes de « spreading » ou « crowding » [Norb06].

1.2.4 Les relais MEMS commerciaux ou pré-industriels

Dans cette partie, les caractéristiques des composants LETI utilisés au cours de la thèse sont décrites et comparées à celles de deux relais MEMS actuellement fabriqués et commercialisés par les sociétés RADANT MEMS et OMRON. D'autres relais MEMS existent (de l'entreprise DelfMEMS par exemple) mais les deux relais RADANT et OMRON constituent aujourd'hui l'état de l'art des relais ohmiques électrostatiques. Les performances de ces relais électrostatiques sont donc comparées dans les mêmes conditions expérimentales.

Les relais LETI électrostatiques

Des relais MEMS à actionnement électrostatique à contact ohmique ont été fabriqués et développés au sein du CEA LETI. Ils sont conçus pour la commutation de signaux radiofréquence (RF) jusqu'à 50GHz [Reig12] (Figure 10).

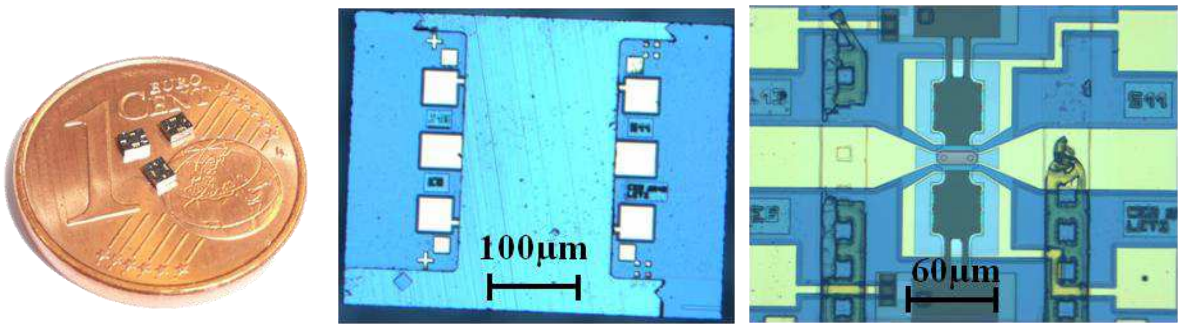


Figure 10 : Relais MEMS RF LETI à actionnement électrostatique : a) trois relais encapsulés sur une pièce de 1 cent, b) vue de dessus avec boitier, c) vue de dessus sans boitier.

Ces relais sont constitués d'une membrane en nitrure de silicium (SiN) bi-encastrée à ses extrémités contenant deux électrodes en TiN (Figure 11). Le contact mobile, au centre de la membrane est en ruthénium (Ru). Les électrodes fixes sont en or (Au) et des plots en oxyde de silicium (butées SiO_2) sont insérés pour éviter que les électrodes fixe et mobile viennent en contact. La ligne centrale RF est discontinue au centre du composant et contient les contacts fixes en Ru (Figure 12). La distance entre les contacts (gap contact/ligne) est, à l'état ouvert, d'environ 600nm. Lorsque la membrane du relais est actionnée, le courant s'établit au travers de deux contacts en série dans la ligne RF. Pour prévenir de l'humidité et de la pollution de l'atmosphère ambiante, le relais MEMS est encapsulé avec un capot silicium (Si) sous atmosphère d'azote à pression ambiante.

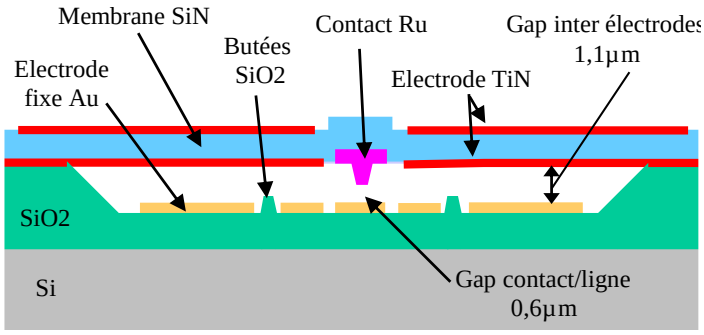


Figure 11 : Schéma en coupe du relais MEMS RF LETI

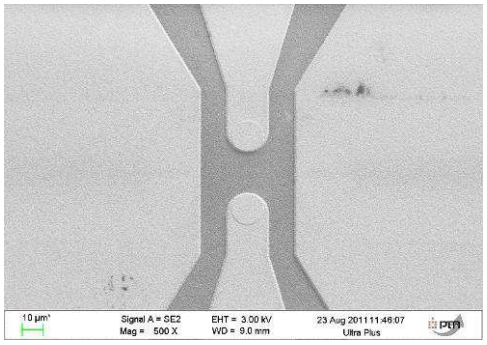


Figure 12 : Vue de dessus par microscopie électronique à balayage (MEB) de la partie fixe du relais LETI

Les relais LETI magnétiques

Le second type de relais MEMS utilisé dans la thèse est un relais à actionnement magnétique (Figure 13). Il a été développé et fabriqué au CEA LETI avec Schneider Electric [Vinc10]. Ce relais est composé d'une membrane en fer-nickel (A), un matériau ferromagnétique doux dont les moments magnétiques s'orientent dans la direction du champ magnétique imposé. C'est un relais bistable, c'est-à-dire qu'il conserve sa position lorsque son actionnement n'est plus présent. Contrairement aux autres relais MEMS utilisés, le relais LETI magnétique est dépourvu d'actionnement intégré, il est donc nécessaire de l'actionner par un champ magnétique externe, par le mouvement d'un aimant par exemple. Les pistes conductrices sont réalisées en or (B). Le contact électrique est établi à travers deux contacts en parallèle en ruthénium (C) (Figure 14). L'intérêt de ces relais dans cette étude réside dans la grande amplitude d'ouverture de contact : à l'état ouvert, la distance[4] entre le contact fixe et le contact mobile est de 2µm. Pour plus d'informations, le lecteur trouvera tous les détails sur le fonctionnement et les caractéristiques de ces relais magnétiques dans la thèse de Vincent [Vinc10].

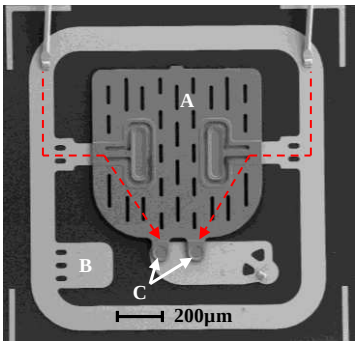


Figure 13 : Vue de dessus du relais magnétique LETI A) membrane FeNi, B) piste Au, C) contacts Ru

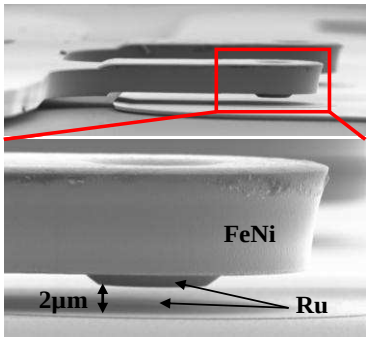


Figure 14 : Vue de coté au MEB des contacts

Les relais RADANT

Développé au début des années 2000 par une université américaine (« NorthEastern University », MA, Boston) dans le cadre d'un programme militaire DARPA (Defense Advanced Research Projects Agency), le relais RADANT constitue aujourd'hui la référence dans les relais MEMS. Ce relais à actionnement électrostatique possède deux contacts en parallèle et peut assurer la commutation de signaux continus ou alternatifs jusqu'à 20GHz. Le composant utilisé au cours de cette thèse, présenté en Figure 15, porte la référence RMSW221 et comporte deux relais dans le même boîtier. Le succès

[4] Cette distance a été mesurée par interférométrie optique et correspond à la valeur donnée par simulation numérique.

de ce composant repose sur sa grande fiabilité au cours des cycles : RadantMEMS affiche des performances de plus de 10^{11} cycles en « cold switching » avec des résistances de contact inférieures à 4Ω. Cependant cette durée de vie chute drastiquement lorsque le relais est actionné en « hot switching ». La principale limitation de ce composant est sa tension d'actionnement élevée (90 à 100V) pour les applications embarquées.

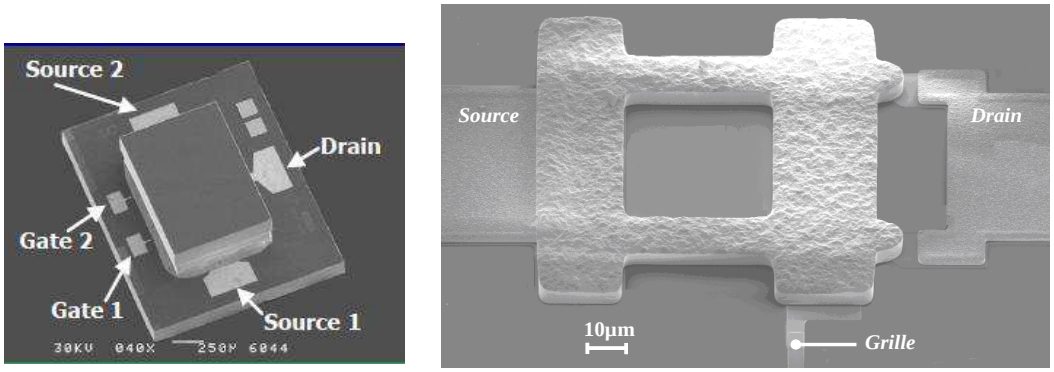


Figure 15 : Description du relais MEMS électrostatique RADANT [Radant]

Les relais OMRON

Le relais de la société japonaise OMRON a également été développé dans les années 2000. Il comprend un actionnement du type électrostatique et a été conçu pour la commutation de signaux continus et alternatifs jusqu'à 10GHz. La durée de vie minimale est garantie pour 100 millions d'opérations en « hot switching » sous 0,5VDC/0,5mA. La tension d'actionnement est de 34V et les résistances de contact sont annoncées inférieures à 1,5Ω [Omron]. Le modèle utilisé dans l'étude, en Figure 16, est le 2SMES-01 qui contient deux relais dans un même boîtier.

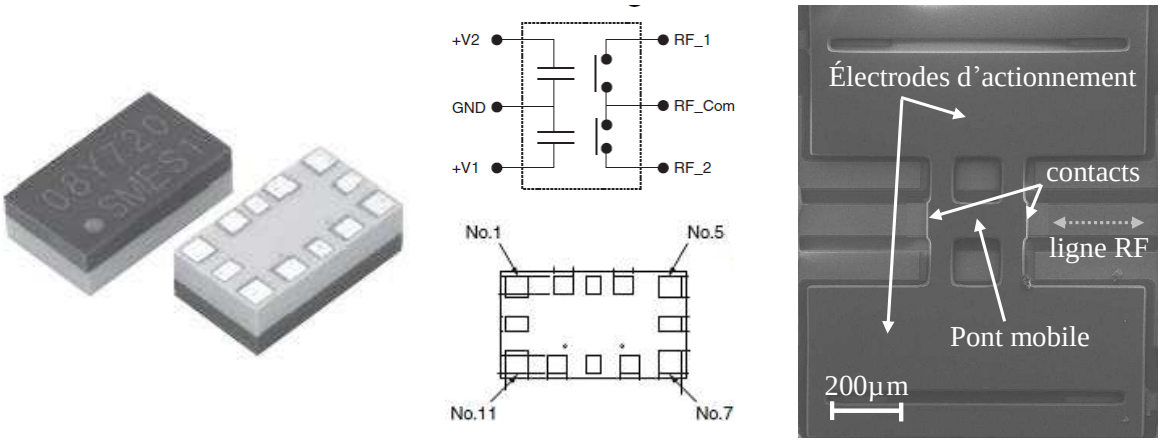


Figure 16 : Description du relais MEMS RF électrostatique OMRON [Omron]

Comparatif des caractéristiques des différents relais MEMS électrostatiques

Les caractéristiques électriques et mécaniques des trois composants électrostatiques LETI, RADANT et OMRON ont fait l'objet d'un comparatif présenté ci-après. Ce comparatif a été établi à partir d'essais expérimentaux réalisés au cours de ces travaux de thèse dans les mêmes conditions de tests[5]. Le Tableau 2 montre que les performances électriques (tension de pull-in ($V_{pull\text{-}in}$), résistance de contact (R_c) ou temps de réponse ($t_{réponse}$)) des relais sont conformes aux valeurs annoncées par les fabricants.

Tableau 2 : Comparatif des caractéristiques électriques des différents relais électrostatiques

	RADANT		OMRON		LETI
	Valeur mesurée	Donnée fabricant	Valeur mesurée	Donnée fabricant	Valeur mesurée
$V_{pull\text{-}in}$ (à 1Hz)	55V	100V±10%*	23V	34V±5%*	27V
$V_{pull\text{-}out}$ (à 1Hz)	50V	NC	21V	NC	23V
$t_{réponse}$	1,5µs	NC	6µs	NC	5,8µs
R_c	2,6Ω	<4Ω	0,8Ω	<1,5Ω	~ 2Ω

*Ces tensions ne correspondent pas aux tensions de pull-in ($V_{pull\text{-}in}$) mais aux tensions d'actionnement nominales (les tensions de pull-in ne sont pas communiquées)

Le Tableau 3 ci-dessous permet également de dresser un comparatif des différentes caractéristiques mécaniques de ces mêmes relais[6]. Ces mesures ont toutes été réalisées pendant la thèse dans les mêmes conditions expérimentales.

Tableau 3 : Comparatif des caractéristiques mécaniques mesurées des différents relais électrostatiques

	RADANT	OMRON	LETI
Raideur de la membrane	3000N/m	1000N/m	162N/m
Distance entre les contacts à l'état ouvert	~ 250nm	~ 550nm	326nm
Matériau de contact	Ru	Ru	Ru
Matériau de membrane	Au	Si	SiN

[5] Une moyenne des résultats obtenus sur 3 relais RADANT, 4 relais OMRON et 2 relais LETI a été réalisée. Les tests électriques ont été réalisés sur prober manuel PM8 en utilisant un générateur de fonction arbitraire et un amplificateur pour l'actionnement électrostatique et une source de tension continue (Keithley 2400) pour la mesure de R_c. La tension d'actionnement a été fixé à 90V pour les relais RADANT, 34V pour les relais OMRON et 37V pour les relais LETI.

[6] Les caractéristiques mécaniques ont été obtenues par nano-indentation, AFM et analyse EDX sous MEB.

1.3 Fiabilité des relais MEMS

La fiabilité d'un composant correspond à la capacité qu'a celui-ci de conserver ses caractéristiques initiales (répondant à un cahier des charges) pendant une durée donnée (idéalement, la durée de vie du composant). De nombreux phénomènes peuvent causer la défaillance d'un composant, qu'ils proviennent de la fabrication, de l'utilisation ou de l'environnement du système étudié. Les relais MEMS et de manière générale les microsystèmes n'échappent pas à cette règle [Hart11]. Depuis quelques années le manque de fiabilité des relais MEMS empêche leur diffusion à grande échelle et limite leurs applications. Les deux problèmes principaux rencontrés avec ces dispositifs, à savoir les phénomènes de chargement diélectrique et de défaillance du contact électrique, constituent une très grande partie des papiers scientifiques publiés ces dernières années sur les relais MEMS.

1.3.1 Phénomène de chargement diélectrique

Le phénomène de chargement diélectrique (« dielectric charging » en anglais) apparaît lors de la mise en contact d'une électrode métallique sur une fine couche isolante au-dessus d'une autre électrode métallique créant ainsi un empilement métal-isolant-métal. Lorsque la différence de potentiel est telle qu'un champ électrique intense est créé à travers l'oxyde isolant (typiquement 10^8V/m), des phénomènes de transport électronique apparaissent. Ce transport, de type Poole-Frenkel ou Fowler-Nordheim selon les oxydes, va créer un chargement soit en surface soit en volume du matériau diélectrique. La description et la prévision des mécanismes de chargement diélectrique sont souvent complexes et dépendent de nombreux paramètres tels que la géométrie, la composition du matériau diélectrique ou les conditions de dépôt. Une étude plus approfondie de ces problèmes pourra être trouvée dans les références [Mard10, Hart11, Kosz13]. Le chargement diélectrique est le point critique des relais MEMS capacitifs puisque le contact s'établit à travers un isolant diélectrique. C'est aussi un problème dans les relais MEMS ohmiques à actionnement électrostatique puisqu'une couche d'isolant est souvent déposée sur les électrodes fixes afin d'éviter que les deux électrodes d'actionnement entrent directement en contact. Ceci a pour effet de provoquer une dérive de la tension de pull-in et de pull-out au cours du temps (Figure 17). Afin de réduire ce phénomène, différentes solutions existent comme augmenter l'épaisseur ou créer des architectures spécifiques de l'oxyde diélectrique. La solution choisie par les différents concepteurs de relais MEMS à actionnement électrostatique est plus radicale puisque dans les trois relais électrostatiques précédemment décrits, l'oxyde diélectrique sur les électrodes d'actionnement a tout simplement été… supprimé ! Le contact entre les électrodes est évité par la mise en place de butée. Plus de diélectrique, plus de chargement diélectrique !

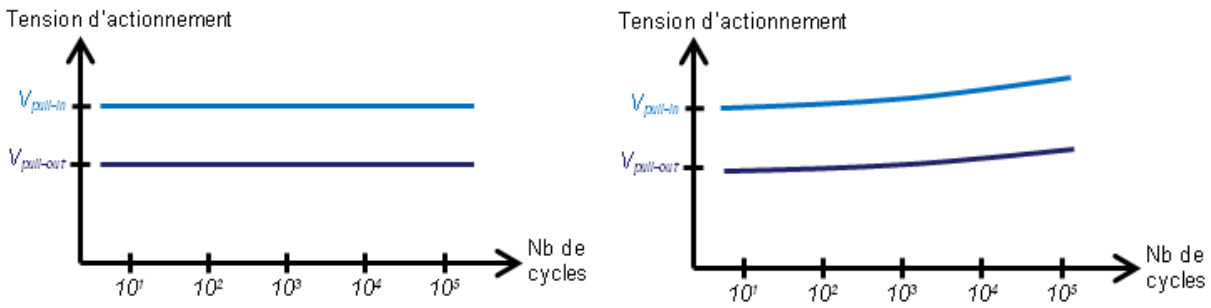


Figure 17 : Dérive de la tension de pull-in et pull-out provoquée par le chargement du diélectrique au niveau des électrodes

1.3.2 Défaillance du contact électrique

Dans les dispositifs électriques le contact électrique est particulièrement étudié pour son rôle sur les problèmes de fiabilité des composants [Holm67, Slade99]. Les lois établies dans le domaine macroscopique ne peuvent généralement pas s'appliquer par simple réduction d'échelle au domaine microscopique. La miniaturisation des composants et l'apparition des microsystèmes ont nécessité de réexaminer les mécanismes de défaillance se produisant à ces dimensions au niveau du contact électrique. Les travaux menés par Maxime Vincent ont permis d'identifier cinq mécanismes principaux de défaillance du contact électrique dans un relais MEMS [Vinc10]. Ces mécanismes peuvent être classés selon leur apparition en fonction de la puissance commutée dans la ligne de contact (Figure 18).

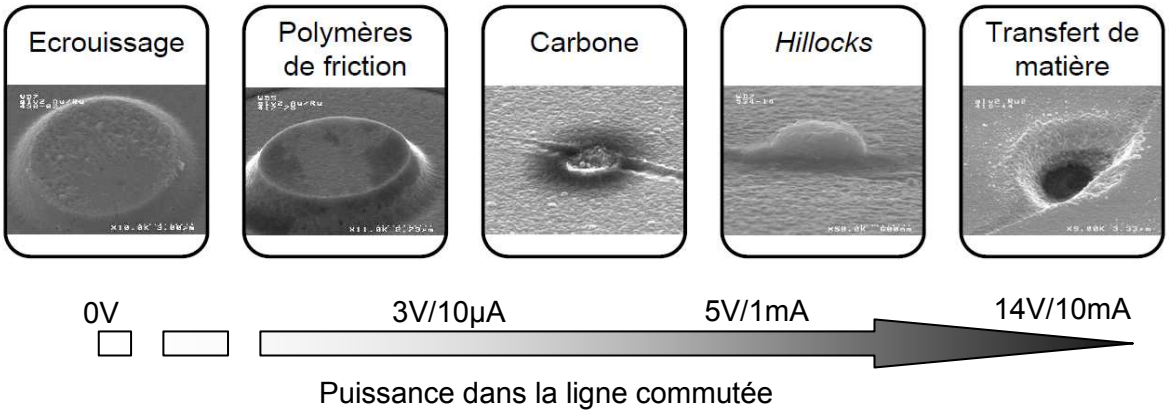


Figure 18 : Mécanismes de défaillance du contact électrique [Vinc10]

- Le premier des mécanismes mis en évidence est un écrouissage des contacts dû au matage mécanique des surfaces au cours des cycles. Ce phénomène est fortement dépendant des phénomènes d'adhésion, de la dureté du matériau ainsi que de la force de contact appliquée au

dispositif. Cette dégradation qui provoque à terme le collage des contacts est particulièrement mise en évidence sur des contacts en or (matériau possédant une faible dureté). Elle peut être limitée en utilisant un matériau de contact possédant une dureté plus importante et une force de contact adaptée.

- Les deux mécanismes suivants apparaissent lors de faibles puissances commutées à cause des contaminations en surface. Les polymères de friction apparaissent notamment sur des contacts ruthénium par la réaction catalytique du ruthénium au cours des cycles avec l'environnement qui provoque une modification de la structure de surface créant ainsi des zones résistives empêchant la formation d'un bon contact électrique. La contamination carbonée est attribuée à la décomposition des contaminants de surface soit par élévation de température soit par bombardement électronique, laissant une surface également résistive. Un des moyens pour limiter l'apparition de ces contaminations de surface est de réaliser un nettoyage de la zone de contact pour enlever au maximum les pollutions sur ces surfaces. De plus réaliser un packaging hermétique est la condition nécessaire pour limiter au maximum ces mécanismes de dégradation.
- Un hillock est le terme communément attribué pour traduire l'apparition d'un monticule isolé en surface d'une couche de contact. La différence de dilatation thermique entre deux matériaux peut induire des contraintes compressives importantes. Ces contraintes, sous l'effet conjoint d'une élévation de la température due au passage du courant par exemple, peut provoquer le nucléation et la croissance de grains isolés en surface. Une autre explication possible de l'apparition de ces hillocks est le phénomène d'électromigration. Dû au passage du courant avec une densité électronique élevée ($>10^5 A/cm^2$) et à l'élévation de température associée, une migration d'atomes peut être observée dans le sens du flux d'électrons et provoquer l'apparition de ces monticules de matière.
- Les derniers mécanismes mis en évidence est un transfert de matière entre les deux électrodes de contact. Ce transfert de matière apparaît toujours pour des niveaux de puissance plus élevés et provoque systématiquement à terme le collage définitif des contacts. Ce transfert de matière qui fait penser à un phénomène similaire à l'érosion observée dans des conditions d'arc électrique dans les contacts macroscopiques est un phénomène nouveau et inexpliqué à ces dimensions et sera détaillé plus loin dans ce chapitre.

Les différents mécanismes de défaillance du contact électrique se traduisent *in fine* par deux types de comportement (Figure 19) : une forte augmentation de la résistance de contact, ou le collage des contacts qui correspond à un contact passant lorsque le contact n'est pas actionné.

Mécanisme de défaillance	Matériau de contact	Conséquences
Ecrouïssage	Au	Collage des contacts
Polymères de friction	Ru	Augmentation de R_c
Carbone	Au, Ru	Augmentation de R_c
Hillocks	Au, Ru	Augmentation de R_c
Transfert de matière	Au, Ru	Collage des contacts

Figure 19 : Récapitulatif des conséquences des mécanismes de défaillance [Vinc10]

La mesure de la durée de vie des relais MEMS en fonction de la puissance transmise (produit courant/tension appliqué aux bornes du contact électrique), illustrée en Figure 20, montre très clairement que la commutation « hot switching » est plus critique que la commutation « cold switching ». Elle montre également que dans des conditions « hot switching », la durée de vie des composants chute rapidement lorsque la puissance transmise dans la ligne augmente.

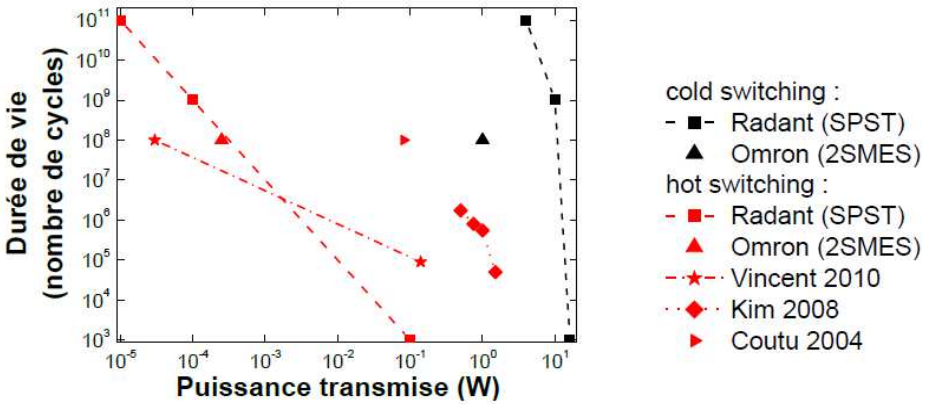


Figure 20 : Durée de vie des principaux relais MEMS en fonction de la puissance transmise [Arra12]

1.4 Techniques expérimentales

La caractérisation électrique aux échelles rencontrées dans les MEMS nécessite l'utilisation d'outils adaptés aux dimensions et aux grandeurs rencontrées dans ces dispositifs (faible force, faible pression). Les différentes techniques expérimentales (hors banc de fiabilité) mettent souvent en œuvre des moyens d'essais existants qui ont été adaptés à l'étude des relais MEMS. Ci-dessous sont relevées les différentes techniques expérimentales utilisées dans la littérature ainsi que leurs auteurs pour étudier le contact électrique à l'échelle des relais MEMS (liste non exhaustive).

1.4.1 Equipement de nanoindentation

Un nanoindenteur est initialement utilisé pour déterminer les propriétés mécaniques des matériaux, notamment les matériaux déposés en couche mince (de plusieurs dizaines de nm au micromètre). Son principe consiste à appliquer une force sur un matériau par un système de bobine et à mesurer le déplacement en continu de la colonne au bout de laquelle se trouve une pointe d'indentation par un système de jauge capacitive. Il permet d'appliquer une force allant du microNewton (µN) à quelques Newton (N), donc des forces typiques rencontrées dans les relais MEMS (~100µN). Son utilisation est détournée de deux manières pour étudier le contact électrique. La première consiste à l'utiliser en tant qu'actionneur pour mettre en contact les pièces mécaniques mobiles. Le nanoindenteur vient alors appuyer sur la partie mobile (Figure 21). Cette technique a principalement été utilisée pour étudier les résistances de contacts de différents matériaux en fonction de la force appliquée sur différentes structures [Dick07, Read08, Jang08, Gilb08, Broué10]. Elle a également servi pour des études sur les forces d'adhésion [Greg06].

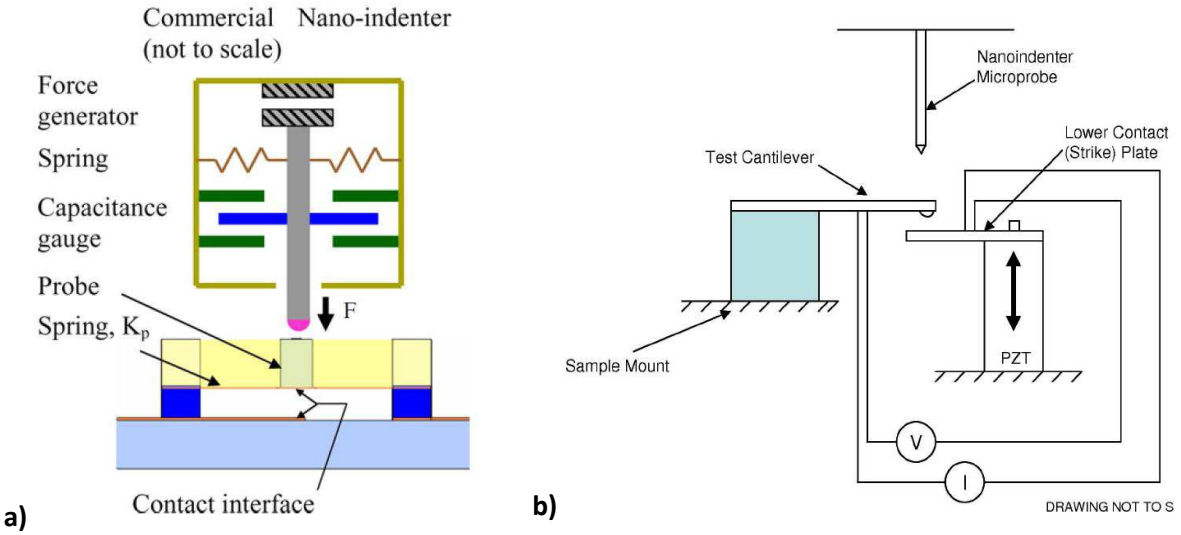


Figure 21 : Utilisation d'un nanoindentateur a) caractérisation des propriétés d'un microcontact [Jang08], b) évolution du microcontact au cours des cycles [Gilb08]

La seconde consiste à l'utiliser directement en tant qu'actionneur électrique. Dans ce cas, la partie mobile du contact est directement montée sur la colonne du nanoindenteur à la place de la pointe d'indentation classique. Cette technique est très utile pour étudier les effets de fluage pour des forces constantes ou l'adhésion entre deux matériaux [Duv10, Arra12].

L'avantage d'utiliser un nanoindenteur est de permettre une mesure précise de la force appliquée. C'est également un outil industriel commercialisé auprès des différents vendeurs du domaine. Ses

inconvénients sont son prix (>100k€) ainsi que son encombrement volumineux. Le dernier inconvénient pour l'étude du contact électrique concerne son temps de cycle lent (plusieurs dizaines de secondes à minutes) qui le rend inapproprié pour une étude au cours des cycles. [Gilb08] a tenté de résoudre ce problème en réalisant des nanoindenteurs plus compacts et en intégrant un actionneur piézoélectrique sous l'actionneur.

1.4.2 Moyens dérivés des microscopes à champ proche (AFM)

Le microscope à force atomique (AFM) est initialement prévu pour la caractérisation de surface (rugosité, taille de grains, etc.). Son utilisation dans une mode particulier, le mode force permet de réaliser des cycles d'approche-retrait soit par actionnement du levier AFM soit par actionnement de l'échantillon et donc de réaliser des cycles de contact. L'information mécanique du contact est obtenue en mesurant la déflexion du faisceau laser sur une photodiode. La connexion électrique est réalisée de manière simple puisque tout le matériel nécessaire est adapté pour réaliser la reprise de contact par les fournisseurs d'AFM.

Deux types de tests utilisant un AFM se distinguent. Le premier consiste à utiliser un levier AFM métallisé par le matériau souhaité et à réaliser les cycles avec un échantillon également métallisé. Les différentes études menées ont permis d'étudier l'influence des matériaux sur la résistance de contact, et également d'observer différents mécanismes de dégradation due aux cycles [Beale92, Tringe03, Chen07, Vinc10, Chowd13].

Le second type de test, plus complexe, consiste à monter directement la partie mobile du relais MEMS sur le levier AFM (Figure 22) [Yang08]. Cette technique possède l'avantage d'étudier directement la partie mobile du contact souhaitée que ce soit en termes de raideur de la membrane ou de la géométrie du point de contact.

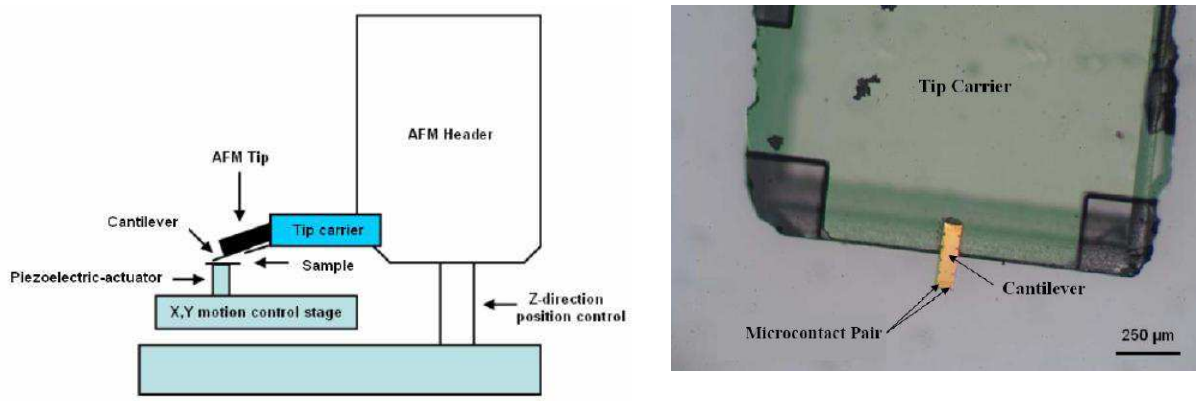


Figure 22 : Technique AFM utilisant directement une poutre de relais MEMS en remplacement du levier AFM [Yang08]

Comme le nanoindenteur, l'AFM est onéreux (>20 000€) et plutôt volumineux (>0,1m^3) bien que des AFM de plus en plus petits apparaissent sur le marché. L'étude sous différentes conditions atmosphériques est possible mais nécessite une mise en place plutôt lourde et complexe. Cependant les nombreux avantages qu'offrent un AFM (facilité d'utilisation, nombreux matériaux possibles, temps de cycles faibles (~Hz), bonne connaissance de la force de contact…) rendent cet outil d'étude très intéressant pour le contact électrique pour les relais MEMS. Son emploi a d'ailleurs fortement augmenté ces dernières années.

1.4.3 Autres bancs de test

Plusieurs autres bancs de test de laboratoire ont été conçus et réalisés pour étudier le contact électrique dans les relais MEMS. Ceux-ci mettent souvent en œuvre une caractérisation mécanique avec un actionneur (souvent piézoélectrique), un capteur de force, et une caractérisation électrique (pour la mesure de R_c).

Pour étudier les différents matériaux de contact, l'effet de la force ou du courant sur la résistance de contact, P-Y Duvivier a utilisé une balance de précision [Duv10]. Le dispositif (Figure 23) met en contact deux barreaux croisés métallisés du matériau souhaité. Un capteur de force permet de mesurer la force appliquée et une mesure quatre fils permet d'obtenir l'information électrique. Ce dispositif est facile à mettre en place et permet d'étudier différents matériaux assez facilement, mais les forces appliquées au contact sont importantes et le dispositif est assez volumineux.

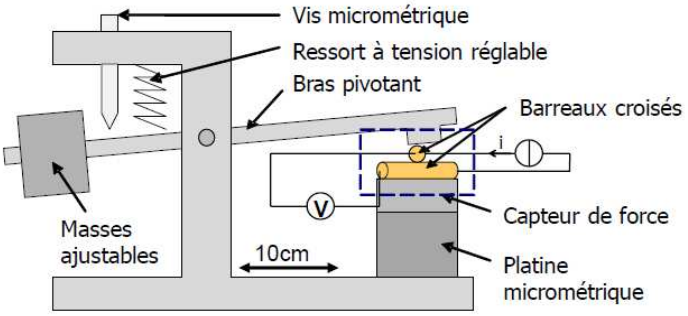


Figure 23 : Balance de précision [Duv10]

Dans le même esprit, de nombreux autres auteurs ont utilisé des dispositifs expérimentaux utilisant un actionnement piézoélectrique et un capteur de force (jauge piézoélectrique, balance de précision ou jauges de contraintes) afin d'étudier soit différents matériaux, soit la dégradation du contact en fonction de différents paramètres (cycles, courant, force…) (Figure 24) [Hyman99, Pruitt03, Patt05, Kwon08, Edelm10, Vinc10].

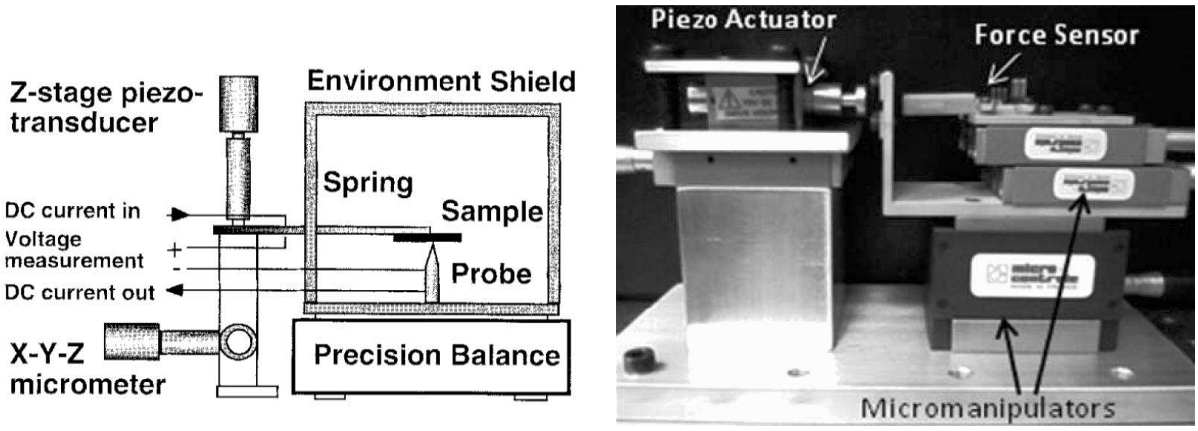


Figure 24 : Exemples de bancs expérimentaux basés sur un actionneur piézoélectrique [Hyman99] et [Edelm10]

1.5 Les matériaux de contact électrique

Comme nous venons de le voir, de nombreuses études expérimentales ont été réalisées afin de trouver un matériau de contact adapté aux contacts électriques des MEMS. En effet, le choix du matériau est d'une importance cruciale pour assurer la fiabilité du composant. La partie suivante rappelle les différents matériaux utilisés dans le domaine du contact électrique ainsi que leurs avantages et inconvénients.

1.5.1 Les matériaux de contact dans les relais électromécaniques

Le choix d'un matériau de contact, ainsi que l'architecture d'un contact, dépendent de l'utilisation souhaitée de ce contact (contact de puissance ou d'information, permanent ou non), de son environnement d'utilisation (température, atmosphère…) ainsi que des différentes contraintes que peut subir le contact au cours de son utilisation (possibilité d'un arc, surintensité à accepter…) [Couv78].

Dans les contacts macroscopiques, plusieurs matériaux importants se dégagent en fonction de l'utilisation et des propriétés souhaitées pour le contact. Le principal métal est l'argent (Ag), utilisé seul ou plus souvent sous la forme d'alliage. L'or (Au) et d'autres métaux nobles comme le palladium (Pd) ou le platine (Pt) sont également utilisés mais généralement réservés à des applications particulières. A partir de ces métaux, un grand nombre d'alliages ont été créés afin d'augmenter les propriétés et/ou de diminuer la part de ces métaux pour des raisons économiques. La liste ci-dessous n'a pas la prétention d'être exhaustive mais a pour but de dégager les principales tendances et applications des différents matériaux de contact [Féch85, Tyco].

L'argent (Ag) : l'argent possède les meilleures propriétés électriques et thermiques de tous les métaux de contact. Il possède une résistivité électrique plus faible que celle du cuivre et une dureté également assez faible. La surface de l'argent ne s'oxyde pas mais se recouvre d'une fine couche de sulfure d'argent (on parle de sulfuration) qui n'est pas très isolante et qui se rompt assez facilement en appliquant des pressions de contact adaptées. Les contacts en argent possèdent donc une résistance de contact assez faible et peuvent être utilisés dans la plupart des environnements (en particulier à l'extérieur). Pour ses qualités et sa très bonne fiabilité, l'argent a été, et reste encore, le matériau de base des contacts électriques.

Cependant l'argent comme le cuivre possède une mauvaise tenue à l'arc électrique à cause d'une température de fusion basse et d'une faible capacité calorifique par unité de volume. Un autre inconvénient est la présence du sulfure d'argent (Ag_2S) en surface. Cette couche, outre son aspect résistif, emprisonne les contaminants présents dans l'environnement et les libère lorsque le film est rompu, ce qui génère du bruit électrique. Ce phénomène limite l'utilisation de l'argent dans les contacts pour des commutations bas niveau comme les circuits audio. Typiquement, l'argent est utilisé pour des circuits de 12V/0,4A minimum.

Enfin l'argent coûte cher… et les réserves des pays sont souvent limitées ce qui entraîne une dépendance et donc une vulnérabilité du secteur des contacts électriques. Puisque l'argent, du fait de ses qualités, se révèle irremplaçable, la solution consiste à en améliorer l'usage, notamment dans l'utilisation d'alliages qui bien souvent améliorent les propriétés de l'argent pur (érosion par l'arc électrique, résistance à la soudure). Cette diminution de la part d'argent dans les contacts dépend de l'utilisation et donc du type d'appareillage.

Parmi les alliages d'argent, voici les plus couramment utilisés et leurs propriétés :

Ag/ Au (revêtement) : Le dépôt d'or empêche la sulfuration de l'argent en surface et permet la réalisation d'un bon contact électrique. Ainsi cet alliage est principalement utilisé dans les relais dont les temps de maintien ouvert avant la commutation peuvent être importants.

AgNi : L'ajout de nickel à l'argent a pour effet de donner une fine structure de grains aux contacts. Ainsi le transfert de matière, lorsqu'il se produit, a tendance à être également réparti sur toute la surface du contact au lieu de s'accumuler au centre de celui-ci (créant moins de cratères et de monticule) ce qui permet au contact de durer plus longtemps.

Ag/CdO : Pour des commutations sous forts courants (100A), l'alliage Ag/CdO possède une résistance plus forte à l'érosion, et donc aux pertes dues aux arcs électriques.[7]

[7] Interdit pour certaines applications à cause de sa nocivité pour l'environnement, le cadmium (Cd) utilisé pour les équipements électriques et électroniques fait l'objet de restrictions depuis un décret de 2009.

AgSnInO : Cet alliage possède une meilleure résistance à la soudure et à l'érosion par l'arc électrique que l'Ag/CdO, il est cependant plus résistif, possède une résistance d'interface plus grande et est également plus cher.
AgCuNi : Sa bonne résistance à la soudure fait que l'AgCuNi est utilisé dans des applications où des grandes surtensions sont possibles comme pour les lampes incandescentes et les charges capacitives.
La liste ci-dessus ne se veut pas exhaustive et de nombreux autres alliages d'argent existent (Ag/C, Ag/Pd, Ag/Mo…). Ceux-ci répondent souvent à des applications spécifiques.

L'or (Au) : l'or est un bon conducteur électrique et possède l'avantage de ne pas se sulfurer ni de s'oxyder en surface. Il est donc utilisé dans les circuits bas-niveaux pour diminuer le bruit électrique. Cependant l'or étant l'un des métaux les plus coûteux, son utilisation dans les relais est économiquement irréaliste. Nous le verrons plus loin, grâce à ses propriétés l'or est aujourd'hui un matériau de base des contacts électriques dans les micro-relais où seules de fines épaisseurs d'or sont déposées pour réaliser le contact.

Le palladium (Pd) et le platine (Pt) : Les contacts palladium et platine ne se sulfatent pas et ne s'oxydent pas. Ils offrent de très faibles niveaux de bruit électrique avec une durée de vie environ dix fois supérieure à celle des contacts argent. Ils ont donc été utilisés très rapidement dans les relais téléphoniques par exemple. Leur principal défaut réside dans leurs faibles propriétés de conducteur électrique ce qui limite les courants d'application à 5A environ.

Parmi les métaux utilisés dans les contacts électriques et encore non mentionnés ci-dessus existe **le mercure (Hg)**, utilisé dans les relais à l'état liquide. Les relais mercure ont été utilisés pour les applications basse-tension et possèdent l'avantage de ne pas produire de rebonds de contact. Ce type de relais n'est plus utilisé dans les nouveaux appareillages à cause de la toxicité du mercure.

1.5.2 Les matériaux de contact dans les relais MEMS

Le choix du matériau de contact pour les relais MEMS doit répondre aux mêmes critères que pour les contacts macroscopiques. Nous avons vu précédemment que les différents mécanismes de défaillance imposent un choix de matériau judicieux pour les contacts. Une difficulté supplémentaire existe pour les relais MEMS, c'est la capacité à réussir le dépôt du métal souhaité dans un environnement de salle blanche. En effet, tous les matériaux ne peuvent pas être déposés en salle blanche. Heureusement, de grands progrès ont été réalisés ces dernières années et un grand nombre

de matériaux non utilisables auparavant peuvent être déposés avec les procédés de fabrication des microtechnologies d'aujourd'hui. De nombreuses études ont été menées pour trouver le matériau idéal durant ces dix dernières années. Les matériaux utilisés dans les contacts électriques des relais MEMS peuvent être classés en deux familles : l'or et ses dérivés, et les matériaux du groupe du platine (Pt, Ru, Rh, Ir…).

L'or (Au) et ses dérivés (AuN, AuB, AuNi…) : L'or est le matériau historique et de référence dans les contacts des relais MEMS. Comme énoncé précédemment, ses principaux avantages sont sa capacité à ne pas s'oxyder et à être un bon conducteur électrique et donc d'offrir de faibles résistances de contact. Sa faible dureté le rend malheureusement sensible aux sollicitations mécaniques et à l'écrouissage. Un certain nombre d'études ont ainsi cherché à améliorer les propriétés mécaniques de l'or en réalisant des dépôts de surface, de la co-pulvérisation ou de l'implantation ionique [Coutu04, Yang08, Gilb08, Ke08, Arra12]. La Figure 25 montre le gain en dureté et l'évolution de la résistance de contact par rapport à l'or pur pour les différents matériaux de contact testés par ces différents auteurs. De manière générale, le gain en dureté d'accompagne d'une augmentation de la résistance de contact.

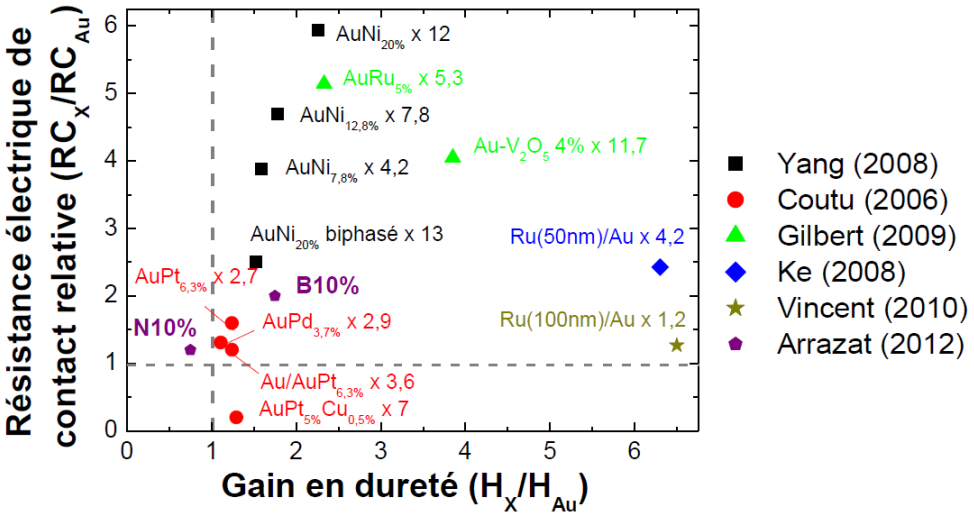


Figure 25 : Résistance de contact électrique relative par rapport au gain en dureté de l'or pour différents matériaux [Arra12]

Pt, Ru, Rh, Ir : Ces métaux nobles possèdent deux avantages majeurs : leur dureté est plus importante que l'or et leur oxyde natif est conducteur. Ceci explique très certainement le choix du ruthénium (Ru) comme matériau de contact des relais commerciaux précédemment présentés. La conductivité électrique de ces métaux est plus faible que celle de l'or, ils présentent donc une résistance de contact plus importante que l'or [Broué10]. La Figure 26 extraite de [Chen12] montre très bien ce phénomène. De plus comme expliqué précédemment, une contamination de surface peut apparaître. Une force de contact plus importante est donc nécessaire avec ces matériaux pour

obtenir une résistance de contact équivalente à celle de contacts en or. [Chen12] montre également qu'un dépôt de ruthénium supérieur à 50nm sur de l'or permet de réduire l'adhésion du contact et d'obtenir, avec des forces de contact importantes (>300µN), une meilleure stabilité de la résistance de contact en fonction du courant.

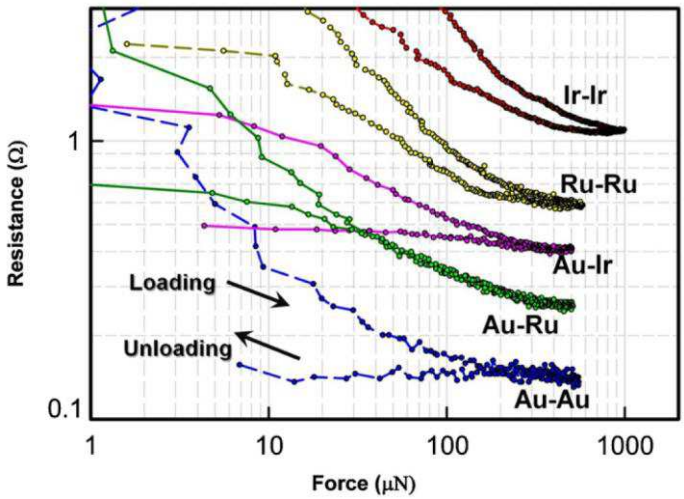


Figure 26 : Résistance de différents matériaux de contact mesurée avec un AFM [Chen12]

1.6 Le transfert de matière dans les contacts électriques

Le transfert de matière observé dans les relais MEMS peut être dû à différents mécanismes physiques. L'électromigration qui est le mécanisme le plus couramment rencontré en microélectronique et détaillé en Annexe, ne peut pas être l'origine du transfert de matière observé puisque le sens de transfert est opposé à celui observé. L'arc électrique est la cause de défaillance la plus probable tant en termes de sens de transfert de matière que de conséquences au niveau du contact (érosion et soudure du contact). Les phénomènes de claquage et d'arc électrique et leurs conséquences sur le transfert de matière à l'échelle macroscopique et micrométrique sont décrits dans les deux parties suivantes.

1.6.1 Le transfert sous arc à l'ouverture

La description physique de l'arc à l'ouverture est très bien détaillée dans [Ried00, Chen96] :

1) **l'arc métallique** (ou arc court) : la séparation des contacts ne s'effectue pas de manière continue sur toute la surface des contacts mais de façon discrète et seulement là où les aspérité(s) les plus importantes restent en contact juste avant la séparation. L'étirement et l'allongement de ces aspérités amènent la constriction de celles-ci et donc un échauffement ohmique. Cet échauffement s'accentue jusqu'à la fusion du métal, on parle alors de « pont fondu ». L'allongement de ce pont

fondu se poursuit jusqu'à l'explosion de celui-ci lorsqu'il atteint la température de fusion. Des vapeurs métalliques remplissent alors le gap entre les deux électrodes.
La cathode agit alors comme source d'électrons par émission thermique d'électrons due à l'échauffement de la cathode et par émission de champ à cause du fort champ électrique (~10^7V/cm) régnant entre les électrodes, dû au faible gap. Les électrons émis sont accélérés vers l'anode par le champ électrique. Leur passage dans le milieu gazeux métallique provoque des collisions inélastiques avec les atomes et produit une ionisation des vapeurs métalliques. L'ionisation des vapeurs métalliques déclenche un phénomène d'avalanche électronique et multiplie l'émission d'électrons. L'arc métallique est ainsi créé.

2) **l'« arc gazeux »** (ou arc long) : lorsque la distance entre les deux électrodes augmente (>10µm), la densité des vapeurs métalliques diminue à la fois parce que les ions métalliques se déposent à la cathode et que l'environnement gazeux s'introduit dans le gap entre les deux électrodes, mais aussi à cause du bombardement électronique anodique qui n'est pas suffisant pour compenser la perte des vapeurs métalliques. Le gaz environnant occupe alors l'espace entre les deux électrodes. Si les conditions du circuit le permettent, le gaz est ionisé en créant un arc électrique qu'on nommera « arc gazeux » par la suite.
Cet arc se maintient aussi longtemps que l'émission d'électrons est suffisante et que suffisamment d'ions peuvent être créés pour l'entretenir.

Le développement des instruments de mesures ont permis de qualifier et d'améliorer la compréhension de ces arcs à l'ouverture. Ainsi la spectroscopie optique a permis par exemple d'apporter un certain nombre d'informations sur le comportement atomique et la composition d'un arc lors de l'ouverture d'un contact. La phase métallique est notamment caractérisée par une importante émission d'ions métalliques (Cu, Ag ou Pd…). La transition entre l'arc métallique et l'« arc gazeux » fait apparaître des pics de raies atomiques d'atomes excités (AgI). L'« arc gazeux » est caractérisé par une diminution progressive et rapide des ions métalliques et une forte apparition des ions du gaz se trouvant entre les électrodes (N_2^+, O_2^+).

Plusieurs conditions sont donc nécessaires pour créer un arc qui s'étend jusqu'à l'« arc gazeux ». Tout d'abord il faut que la tension de contact soit suffisante pour que l'étirement du dernier point de contact permette d'atteindre la température de fusion du matériau par échauffement ohmique. Ensuite, pour passer de l'arc métallique à l'« arc gazeux », il est nécessaire que la puissance de la source soit suffisante pour ioniser le milieu gazeux. Pratiquement, le passage à un « arc gazeux » se

caractérise par une nette augmentation de la tension d'arc. Le maintien de cet arc dépend ensuite principalement de la capacité de la source à maintenir la tension et le courant d'arc.

Il a été montré que les paramètres du circuit et les matériaux de contact exercent une influence sur le comportement de l'arc. Ces paramètres influent principalement sur l'« arc gazeux » et non sur l'arc métallique.

Sens de transfert :

Le sens de transfert est fortement dépendant du comportement physique de l'arc. Ainsi lorsque l'arc est métallique, le transfert se produit de l'anode à la cathode. A contrario, lorsque l'arc est « gazeux », un gain de matière est observé à l'anode et une perte de matière à la cathode [Chen96].

1.6.2 Le transfert sous arc à la fermeture : loi de Paschen

Lorsqu'un arc électrique se produit, son énergie est suffisamment grande pour éroder la matière et la transférer d'une électrode à l'autre. Les conditions pour provoquer un arc ont été pour la première fois décrites par Paschen en 1889 [Pasch89]. La loi qui porte son nom, Figure 27, relie la tension de claquage au produit de la pression et de la distance entre les électrodes.

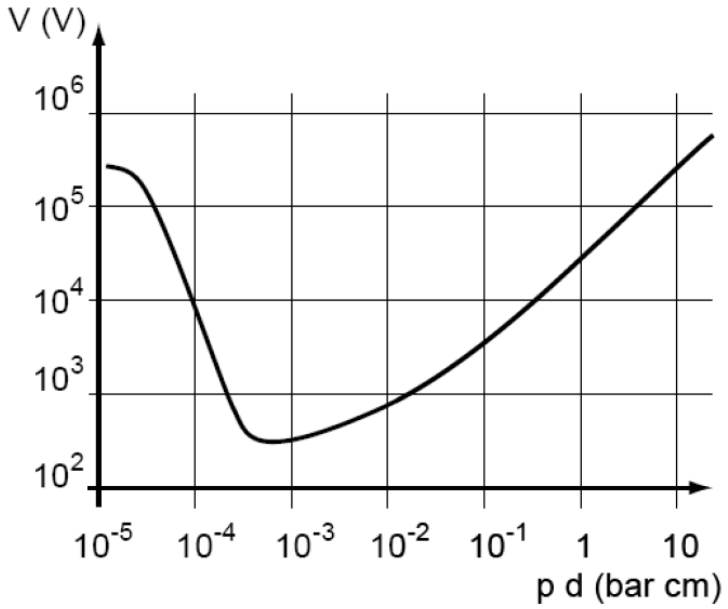


Figure 27 : Loi de Paschen dans l'air [TI-D2530]

Tout d'abord décrite de manière expérimentale, elle repose sur la théorie de l'avalanche électronique formulée par Townsend quelques années plus tard et représenté en Figure 28 [Town15]. Celle-ci suggère que l'augmentation de la tension implique une augmentation du champ électrique entre les électrodes, notamment aux endroits de fortes aspérités. Il est alors possible d'avoir localement de l'émission de champ. Les électrons émis, accélérés par le champ électrique

dans le gap, sont de plus en plus énergétiques lorsque la tension dans le gap augmente. Le phénomène d'avalanche se produit lorsque les électrons émis par émission de champ ont suffisamment d'énergie pour ioniser les molécules présentes dans le gap (air ou gaz). L'ionisation de ces molécules crée de nouveaux électrons qui, accélérés par le champ électrique dans le gap, ionisent également les autres molécules de gaz, accélérant ainsi l'avalanche (premier coefficient de Townsend α). Les ions créés par l'ionisation, chargés positivement, sont également attirés par la cathode et bombardent sa surface (accélération causée par le champ électrique). L'énergie du bombardement est suffisante pour créer un ion et un électron supplémentaires qui alimentent l'arc ainsi créé. Cette émission d'électrons par bombardement ionique est définie par le second coefficient de Townsend[8].

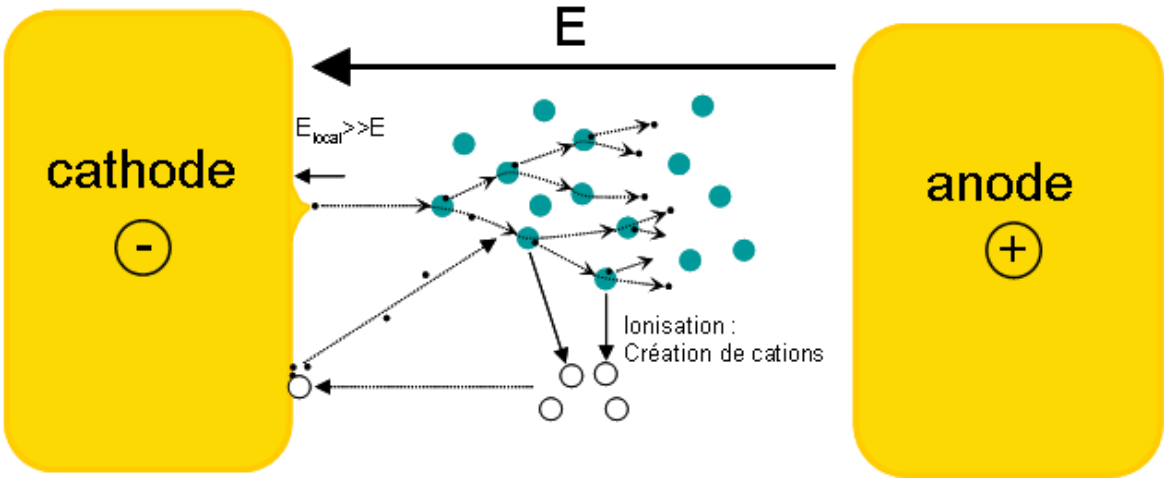


Figure 28 : Illustration du mécanisme d'avalanche électronique

L'augmentation de la tension à la droite de la courbe de Paschen s'explique par le fait que lorsque la pression augmente, le nombre de molécules présentes dans le gap est plus important et le libre parcours moyen des électrons diminue. Les électrons étant accélérés par le champ électrique entre chaque collision, il est nécessaire que la tension soit plus grande entre les électrodes pour que les électrons possèdent une énergie cinétique suffisante pour ioniser les molécules présentes dans le gap.

Au contraire lorsque le produit *pd* est faible (gauche de la courbe), les électrons ont un libre parcours moyen élevé. La probabilité de rencontrer un atome diminue tellement qu'il est nécessaire que chaque collision soit ionisante. Pour cela l'augmentation de la tension permet aux électrons d'avoir une énergie cinétique suffisamment grande pour s'assurer que chaque impact permet une ionisation de la molécule rencontrée.

[8] Le mécanisme d'avalanche électronique est également la condition d'amorçage des décharges couronnes dont une description détaillée peut être trouvée dans [Fel13]

La formulation mathématique de la loi de Paschen, détaillée en Annexe 3, suit ainsi le raisonnement théorique de l'avalanche de Townsend [Slade99], [Braith00]. La formule généralement retenue exprime la tension de claquage V_D en fonction du produit *pd* (6).

$$V_D = \frac{B.p.d}{\ln(p.d) + \ln\left(\frac{A}{\ln(1 + 1/\gamma_i)}\right)} \qquad (6)$$

Où *A* et *B* sont des constantes (liées aux propriétés du gaz), γ_i est le coefficient de seconde ionisation ou second coefficient de Townsend, *p* et *d* sont respectivement la pression et la distance inter-électrodes.

Cette loi dépend donc du produit de la pression et de la distance mais aussi des propriétés du gaz se trouvant dans le gap. Il est ainsi possible de tracer différentes courbes de Paschen selon les gaz (Figure 29).

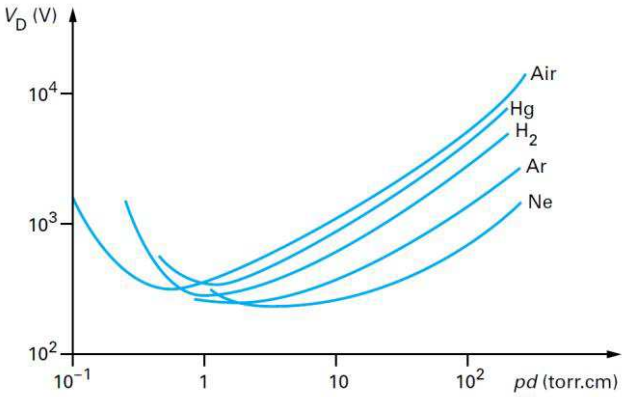


Figure 29 : Loi de Paschen pour différents gaz [TI-D2830]

1.6.3 Déviation de la loi de Paschen pour les faibles gaps

1.6.3.1 Première mise en évidence

La première mise en évidence expérimentale de la déviation de la loi de Paschen a été donnée par l'équipe de Germer pour des systèmes macroscopiques [Germ48]. Celle-ci a montré que la loi de Paschen déviait de ce qui était prédit pour des distances interélectrodes faibles. Ils ont pu mettre en évidence de manière expérimentale l'apparition de décharges pour des tensions bien inférieures au minimum de Paschen (15-60V) entre deux électrodes en platine (Pt) séparées par une distance faible (non mentionnée dans le papier). C'est l'équipe de Boyle et Kisliuk qui propose une première théorie

expliquant la déviation à la loi de Paschen [Boyle55]. L'explication proposée repose sur le principe de l' « ion-enhanced field emission (IE-FE) » décrite ci-dessous. Cette théorie ne s'applique pas seulement à la déviation de la loi de Paschen pour de faibles distances mais également pour des valeurs de pressions importantes entre les électrodes.

D'autres papiers continueront à s'intéresser à la déviation de la loi de Paschen pour de faibles distances interélectrodes. Cependant l'intérêt pour l'observation de la déviation de Paschen a été relancé à la fin des années 1990 par le développement de la microélectronique et des microsystèmes. Ce regain d'intérêt s'explique de deux manières : la volonté de créer des microplasmas et la compréhension de la défaillance de certains microsystèmes (MEMS), notamment l'érosion de matière (voir partie 1.6.3.4). Ces études se concentrent sur la déviation de Paschen pour des distances interélectrodes allant principalement de 1 à 30µm.

Aujourd'hui deux explications différentes se dégagent concernant l'explication de la déviation à la loi de Paschen. Les deux mécanismes proposés, bien que faisant appel à des mécanismes physiques différents, restent tout de même assez proches.

1.6.3.2 Théorie de l'émission de champ (Field Emission)

Pour qu'un électron puisse sortir d'un matériau il faut que son énergie soit au moins égale au travail de sortie du matériau (Φ_0) qui agit comme une barrière de potentiel. Si l'énergie extérieure apportée est suffisante pour franchir cette barrière de potentiel, les électrons peuvent alors être éjectés hors du matériau. Lorsque cette énergie est apportée sous l'effet de la température, l'émission électronique résultante est appelée émission thermoïonique.

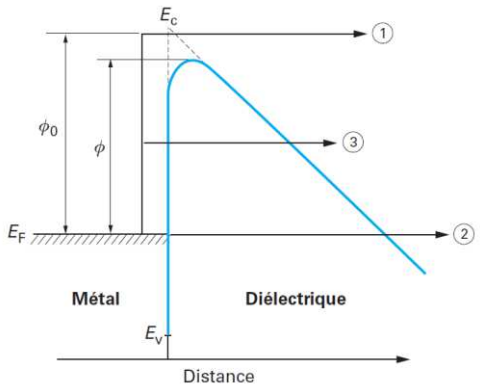


Figure 30 : Diagramme de bande à l'interface électrode métallique-diélectrique [TI-D2301]

Dans le cas où deux surfaces de potentiels différents se rapprochent, il se crée une différence de potentiel et donc un champ électrique entre les électrodes. Dans le cas où ce champ électrique est

supposé uniforme celui-ci diminue la barrière de potentiel présente à la surface du matériau comme l'illustre le diagramme de bande de la Figure 30. L'énergie nécessaire pour extraire un électron du matériau (Φ) est alors plus faible, il est possible par exemple d'avoir de l'émission thermoïonique assistée par effet de champ ou effet Schottky (mécanisme 1). Si le champ électrique est suffisamment grand pour affiner la barrière de potentiel au niveau de Fermi du matériau, il est possible d'avoir de l'émission d'électrons directement à partir du matériau par effet tunnel comme le montrent les mécanismes 2 et 3[9] de la Figure 30. L'émission directe d'électrons à partir de la surface (mécanisme 2) est appelée émission de champ (Field emission) car celle-ci dépend seulement du champ électrique présent au niveau de la surface.

Dans le cas d'émission par *effet Schottky*, il a été montré que la barrière de potentiel à franchir (Φ) est donnée par :

$\Phi = \Phi_0 - \beta_S E^{1/2}$ où β_S est la constante de Schottky donnée par $\beta_S = \left(q^3 / 4\varepsilon_r \varepsilon_0\right)^{1/2}$

avec Φ_0 la barrière de potentiel du matériau, E le champ électrique, q la charge élémentaire (=1,602.10^{-19} C), ε_r la permittivité relative du diélectrique et ε_0 la permittivité du vide [TI-D2301].

La formule de Richardson-Schottky (7) permet de donner la densité de courant par effet Schottky.

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{\left(\Phi_0 - \beta_S E^{1/2}\right)}{kT}\right) \qquad (7)$$

avec k la constante de Boltzmann et T la température et A la constante de Richardson-Schottky (A=120A/cm^2).

Ainsi dans le cas où l'émission électronique est gouvernée par l'effet Schottky, le tracé du graphe $\ln J = f(E^{1/2})$ doit être une droite.

L'émission par *effet de champ* ou émission Fowler-Nordheim (mécanisme 2) se produit lorsque le champ électrique est suffisamment grand (>10^9 V/m) pour réduire la barrière de potentiel permettant alors directement l'émission d'électrons du matériau par effet tunnel. L'effet tunnel est un phénomène dû à la nature ondulatoire des électrons. Lorsque la barrière de potentiel est

[9] Le mécanisme 2 traduit de l'effet de champ pur, les électrons traversent le matériau sans gain d'énergie, tandis que le mécanisme 3 traduit de l'effet de champ après un gain d'énergie des électrons (par excitation thermique par exemple)

suffisamment fine la probabilité de présence des électrons de l'autre côté de la barrière n'est pas nulle. Des électrons peuvent donc passer à travers cette barrière de potentiel.

La densité de courant liée à une émission Fowler-Nordheim est exprimée par (8).

$$J = AE^2 \exp\left(-\frac{B.v(y).\Phi^{3/2}}{E}\right) \qquad (8)$$

Avec $A = \frac{1.54.10^6}{\Phi.t^2(y)}$ et $B = 6{,}83.10^9$ et *t(y)* et *v(y)* des fonctions dépendantes de *y* sachant que $y = 3{,}795.10^{-5}.E^{0,5}\Phi^{-1}$

En prenant les approximations données par Zeitoun [TI-D2540] :

$$t(y) \approx 1 \text{ et } v(y) \approx 0{,}956 - 1{,}062.y^2$$

Dans le cas d'une émission Fowler-Nordheim, le tracé du graphe ln(i/E^2) en fonction de *1/E* donne une droite affine.

Il est également intéressant de noter que l'émission par effet Fowler-Nordheim ne dépend pas de la température.

Il a été montré que le champ électrique présent au niveau de la surface n'est pas uniforme et que les aspérités présentes sur la surface jouent un rôle important dans l'amplification du champ électrique. Dans la littérature, le facteur d'amplification β lié aux aspérités présentant un facteur de forme plus ou moins important peut varier de 1 à 1000. Ainsi il est important de ne plus parler de champ électrique global lié à la différence de potentiel des deux surfaces mais de champ électrique local lié à une aspérité qui peut être de plusieurs ordres de grandeurs supérieurs. Tout le problème revient à estimer la valeur du facteur d'amplification β lié à la forme de l'aspérité.

Les formules précédentes s'appliquent en remplaçant *E* par βE. Le tracé en coordonnées Fowler-Nordheim permet de retrouver les valeurs de β et *S* (surface) liés à l'émission caractérisée.

$$\beta = -\frac{6{,}53.10^9.\Phi^{3/2}}{pente} \quad \text{et} \quad S = \frac{\exp\left(Y_0 - \frac{10{,}45}{\Phi^{1/2}}\right)}{A.\beta^2}$$

où Y_0 est l'ordonnée à l'origine.

1.6.3.3 Théorie de l' « Ion-Enhanced Field Emission (IE-FE) »

Décrite par Boyle et Kisliuk, la théorie de l'IE-FE suppose qu'à haute pression ou à faibles distances entre les électrodes, la probabilité qu'un électron puisse faire une collision ionisante est faible

[Boyle55]. Le mécanisme de Townsend ne peut alors prédire de manière satisfaisante le claquage dans ces conditions. Cependant dans les deux cas on peut supposer que le champ électrique est suffisamment grand pour permettre de l'émission de champ à partir de la cathode. Les électrons émis vont produire des ions, même en faible quantité. Ces ions créent au niveau de la cathode une zone de charge d'espace et donc un champ électrique supplémentaire qui accroît le courant d'émission de champ. Les électrons supplémentaires produits créent alors plus d'ions et ainsi de suite jusqu'à atteindre le claquage du milieu.

Cette théorie va être revue à la fin des années 1960 par cette même équipe avec deux publications successives. La première montre que le nombre d'ions présents dans le gap à ces distances est très faible et ainsi ne peut suivre la théorie avancée précédemment [Germ59]. La seconde reformule une nouvelle théorie du mécanisme de claquage à faible distance de gap [Kisl59]. On émet ici l'hypothèse que l'approche d'un ion seul à la surface de la cathode permet de réduire localement la barrière de potentiel et favorise l'émission d'électrons par effet tunnel. Ainsi cette nouvelle hypothèse suggère que l'amplification du champ n'est pas globale au niveau de la surface mais plutôt localisée au niveau de fortes aspérités. Cet effet a une importance pour des champs électriques locaux entre 2.10^7 V/cm et 3.10^7 V/cm.

1.6.3.4 Etude expérimentale

C'est l'équipe de Torres et Dhariwal qui, la première, relance l'intérêt pour l'étude du claquage pour des distances interélectrodes de l'ordre du micromètre [Torr99]. Afin d'étudier la tension maximale applicable aux électrodes de leur micromoteur avant claquage, ils mettent en évidence la déviation à la loi de Paschen pour des dimensions de quelques micromètres (Figure 31).

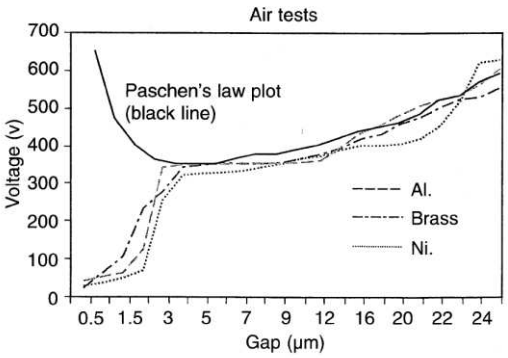


Figure 31 : Déviation à la loi de Paschen dans l'air [Torr99]

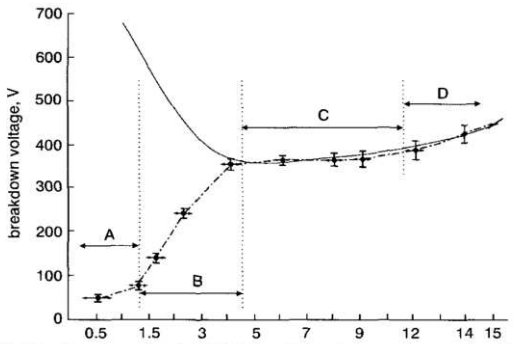


Figure 32 : Régions caractérisant la déviation de la loi de Paschen [Dhar00]

Torres et Dhariwal réalisent une série d'expérience afin de caractériser ce claquage en fonction des différents paramètres (environnement gazeux, géométrie des électrodes…) [Torr99b, Dhar01]. Ils

mettent en évidence différentes régions caractérisant la déviation de la loi de Paschen en fonction de la distance interélectrodes (Figure 32) [Dhar00]. Dans leurs expériences, Torres et al mettent en évidence grâce à une analyse EDX un transfert de matière de la cathode vers l'anode.

Une étude intéressante est également réalisée par Lee sur le phénomène de décharge à l'échelle micrométrique [Lee01]. Cette étude expérimentale est réalisée pour des distances interélectrodes allant de 0,1µm à 40µm. Elle est complétée par l'étude réalisée par Chung [Chung02]. Le dispositif permet de réaliser l'étude en statique. Lee montre que pour des distances inférieures à 2,5µm, la tension de claquage V_s suit une loi linéaire (V_s (V) = 70d (µm)) alors que pour des distances supérieures à 2,5µm, la tension de claquage suit une loi logarithmique (V_s = 120.ln(d) + 62).

1.6.3.5 Etude théorique

Slade apporte en 2002 une contribution théorique dans la compréhension des mécanismes de claquage à l'échelle du micromètre [Slade02]. Il reprend les données expérimentales de [Torr99] et [Lee02] et compare les résultats au claquage dans le vide. Il montre que le claquage à ces échelles peut être divisé en trois régions selon la distance interélectrode. Pour des distances supérieures à 6 micromètres, la loi de Paschen s'applique avec le phénomène d'avalanche de Townsend. Pour des distances inférieures à 4 micromètres le comportement est similaire au claquage dans le vide avec une évolution linéaire de la tension de claquage en fonction de la distance interélectrode et des coefficients linéaire du même ordre de grandeur (~90V/µm). La zone de transition entre 4 et 6µm s'explique par l'initiation d'un phénomène d'avalanche électronique.

Slade propose également deux mécanismes pour expliquer le claquage dans le cas de très faibles distances interélectrodes (<4µm) et de distances interélectrodes plus importantes (>6µm). Dans le premier cas (Figure 33) le claquage est dû à l'explosion du lieu d'émission à la cathode à cause de la densité de courant très importante, la densité de courant est notamment augmentée par la présence d'ions positifs à la cathode qui diminuent la barrière de potentiel et favorisent l'émission d'électron. Le plasma (de vapeur métallique) ainsi créé va s'étendre, atteindre l'anode et provoquer le claquage dans le gap. Dans ces conditions, le claquage peut se produire pour des tensions très faibles (29V pour un gap de 0,25µm). Dans le deuxième cas (Figure 34) le claquage suit correctement le mécanisme d'avalanche de Townsend.

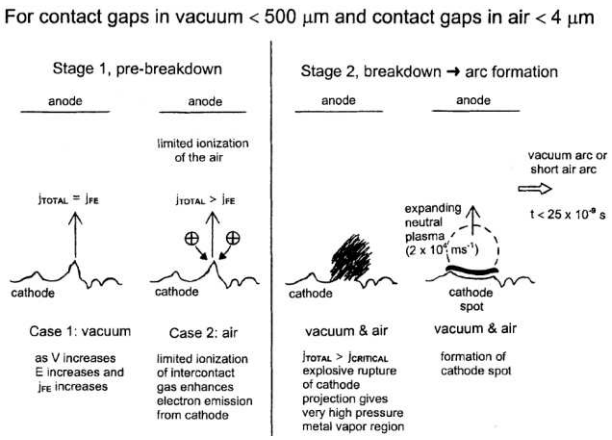


Figure 33 : Mécanisme de claquage pour un gap <4µm dans l'air ou <500µm dans le vide [Slade02]

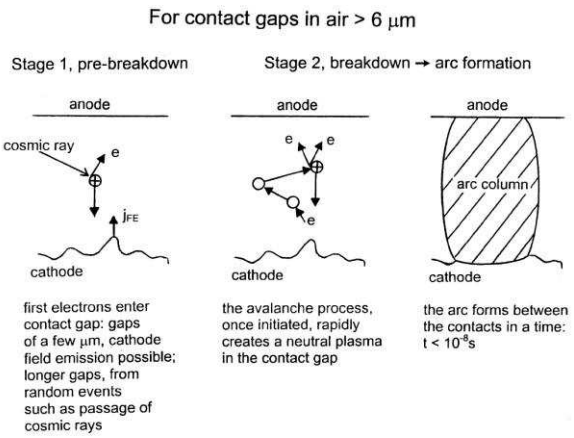


Figure 34 : Mécanismes de claquage dans l'air pour un gap >6µm [Slade02]

1.6.3.6 Etude par simulation

Des simulations particulaires ont été réalisées afin d'étudier l'influence de différents phénomènes physiques sur la diminution de la tension de claquage pour des gaps de taille micrométrique. Les premières simulations concernant cette étude sont réalisées par Zhang *et al* [Zhang04]. Ces simulations montrent clairement l'effet de l'émission de champ dans la réduction de la tension de claquage pour des distances interélectrodes de quelques micromètres (Figure 35). D'autres simulations particulaires réalisées par Radjenovic *et al* [Radj07] montrent également l'influence de l'émission de champ dans la déviation de Paschen (Figure 36). Elles montrent que l'émission de champ par émission Fowler-Nordheim peut expliquer la diminution de la tension de claquage pour des gaps inférieurs à 5µm. Pour ces deux équipes les simulations donnent des résultats assez similaires aux résultats expérimentaux de Dhariwal *et al* [Dhar00]. Ainsi ils montrent que l'émission de champ joue un rôle important dans le mécanisme de claquage à des échelles micrométriques et donc dans la déviation de la loi de Paschen.

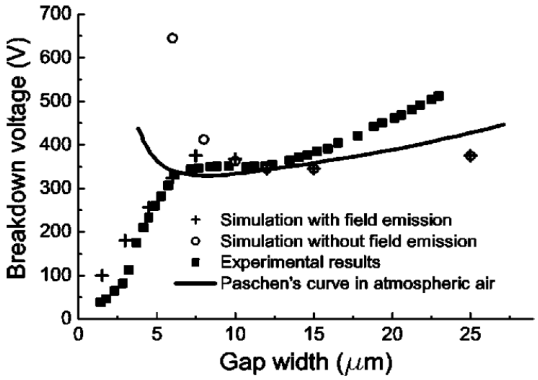


Figure 35 : Déviation de la loi de Paschen simulée en prenant en compte l'émission de champ et comparée aux résultats expérimentaux de Lee et Torres [Zhang04]

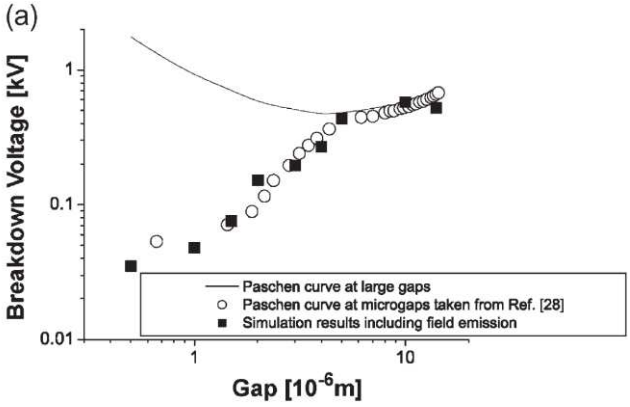


Figure 36 : Déviation de la loi de Paschen lorsque l'émission de champ est prise en compte dans des simulations particulaires [Radj07]

Radjenovic et al montrent également, en utilisant des outils de simulations particulaires, que l'émission d'électrons secondaires par activation ionique peut conduire à la diminution de la tension de claquage pour des gaps inférieurs à 5-6µm environ (Figure 37) [Radj05]. Ils montrent également que ce mécanisme d'émission d'électrons secondaires n'exerce plus d'influence pour de plus larges gaps. Ces résultats confortent la théorie émise par Kisliuk [Kisl59] consistant à expliquer la déviation de la loi de Paschen par l'approche d'un ion près de la cathode réduisant la barrière de potentiel et favorisant l'émission d'électrons par effet de champ.

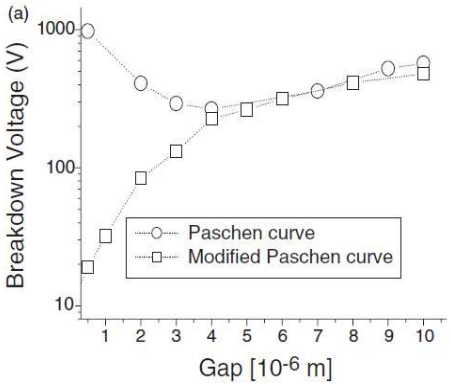


Figure 37 : Déviation de la loi de Paschen due à l'émission d'électrons secondaires par activation ionique

Les simulations particulaires montrent que les deux théories, effet de champ pur ou émission par activation ionique, peuvent correctement expliquer la déviation de la loi de Paschen pour des gaps inférieurs à quelques micromètres. Dans les deux cas, les résultats fournis par la simulation montrent de bonnes corrélations avec les résultats expérimentaux de Lee et Torres.

1.6.3.7 Vers une loi de Paschen modifiée… ?

Une formule analytique simple, équivalente à celle fournie par Paschen permettant de prédire la tension de claquage en fonction des paramètres de distances et de pressions, a été cherchée par différents auteurs pour illustrer la déviation à cette loi. Radjenovic *et al* proposent, dans deux publications, une expression de cette tension. Dans le premier papier [Radj08a], ils résolvent de manière numérique une équation n'ayant pas de solution analytique simple. Les solutions proposées (9), reliant la tension de claquage *V* à la distance inter-électrode *d*, donnent de bons résultats mais les solutions ne sont pas pratiques à utiliser. Cette formule analytique (9) décrit la tension de claquage (en volt) dans un gap à faible distance (en µm) pour une pression fixe de 760Torr. Les coefficients a, b et c sont des paramètres d'ajustements dépendants du gaz indiqués dans le Tableau 4.

$$V = a + b * d^c \qquad (9)$$

Tableau 4 : Coefficients a, b et c de l'équation (9) [Radj08a]

Gas	*a*	*b*	*c*
Argon	−31.71	95.56	0.69
Helium	−11.01	80.71	0.84
Neon	−13.62	82.12	0.82
Krypton	−33.63	96.15	0.66
Xenon	−30.04	90.83	0.65
Mercury	−27.18	89.43	0.69

Gas	*a*	*b*	*c*
Hydrogen	−16.00	83.56	0.81
Air	−24.32	87.89	0.73
Oxygen	−21.14	86.98	0.77
Nitrogen	−22.37	86.83	0.75
Methane	−19.99	86.18	0.78
Acetone	−23.93	87.69	0.73
Carbon dioxide	−22.93	85.61	0.72

Le second papier [Radj08b] donne une formule analytique simple permettant de décrire la déviation de la loi de Paschen. Cette relation (10) prend en compte l'émission d'électrons secondaire par activation ionique (IE-FE) de l'effet de champ et non par le bombardement ionique du gaz comme dans la formule de Paschen. Ainsi le tracé de cette relation montre bien la déviation pour des gaps inférieurs à 5µm de la tension de claquage. Cette formule donne des résultats erronés et ne peut plus s'appliquer pour des gaps supérieurs à 5µm puisque les hypothèses ne sont plus valables.

$$V_{DC} = E \cdot d = \frac{d(D + Bp)}{\ln[ApdK]} \qquad (10)$$

$D = 6{,}85.10^{7}.\Phi^{3/2}/\beta$ où Φ et β sont le travail de sortie et le coefficient d'amplification, A et B sont des constantes numériques, K est une constante du matériau, p est la pression et d la distance entre les électrodes.

Deux ans après, Go corrige l'expression en prenant en compte à la fois l'émission des électrons secondaires à la cathode par activation ionique (IE-FE) mais également l'émission d'électrons secondaires par bombardement ionique [Go10]. Il montre que la nouvelle expression qu'il propose (11) prend mieux en compte la déviation de la loi de Paschen pour des distances de quelques microns.

$$(\gamma_i + Ke^{-D_{FN}d/V})[e^{Apd\exp(-Bpd/V)} - 1] = 1 \qquad (11)$$

Cette expression est comparée à des résultats expérimentaux et aux diverses expériences déjà réalisées dans la littérature. Elle permet notamment de bien décrire la transition entre la région où la courbe de Paschen s'applique correctement (partie droite de la courbe) avec l'émission d'électrons secondaires par bombardement ionique, et la région de la déviation de Paschen où l'émission d'électrons secondaires par effet de champ semble dominer (Figure 38). L'équation (11) ne possède malheureusement pas de solutions analytiques simples reliant V au produit pd identique à la formulation mathématique de la loi de Paschen. De plus, de par ses hypothèses (ionisation du milieu entre les électrodes), celle-ci n'est valable que pour des distances supérieures à quelques micromètres.

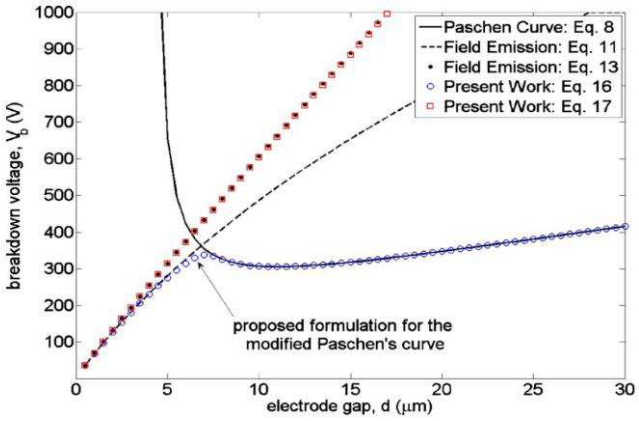


Figure 38 : Illustration de la formule (11) sur la déviation de Paschen [Go10]

1.6.3.8 Déviation de Paschen à l'échelle sub-micrométrique

La difficulté de trouver une formule analytique permettant de décrire la tension de claquage pour des gaps allant du nanomètre à plusieurs dizaines de micromètres vient directement du changement de comportement des électrons à ces échelles.

Le libre parcours moyen des électrons décrit la distance (en moyenne) que parcourt un électron avant une collision. On trouve dans la littérature, différentes valeurs du libre parcours moyen des électrons dans l'air. Le calcul se base sur la théorie cinétique et la dispersion des résultats vient des différentes hypothèses choisies. Pour Slade le libre parcours moyen d'un électron dans un gaz se situe autour de quelques micromètres (Tableau 5) [Slade99]. Ces valeurs sont toutefois élevées puisque Wong situe sa valeur autour de 200nm selon l'énergie de l'électron [Wong93]. Raizer l'évalue plutôt vers 450nm [Raiz91]. Pour Vladimir Atrazhev le libre parcours d'un électron chaud dans l'air est de quelques 100nm [Atra12].

Tableau 5 : Valeur des libres parcours moyen moléculaire et électronique [Slade99]

Gaz	Libre parcours moyen moléculaire (nm)	Libre parcours moyen électronique (nm)
Air	960	2800-5358
H2	1840	5500-10300
N2	932	2800-5200
O2	995	300-5600

Bien que ces valeurs soient dispersées, on peut évaluer le libre parcours moyen des électrons dans l'air entre cent nanomètres à quelques micromètres. Pour des distances inférieures, la probabilité d'une collision entre un électron et une molécule de gaz est très faible. Ainsi les différentes théories précédemment décrites se basant sur la collision d'un électron avec une molécule de gaz, avalanche

de Townsend ou IE-FE, ne peuvent plus s'appliquer. Dans les conditions de très faibles distances inter-électrodes, le libre parcours moyen est plus grand que les dimensions du gap et on retrouve alors les mêmes conditions que dans le vide : l'approche des phénomènes de claquage dans le vide doit alors être considérée.

1.6.3.9 Transfert de matière dans le vide

Le claquage et le transfert de matière dans le vide se différencie principalement par l'absence d'atomes gazeux dans l'espace inter-électrode… ce pléonasme signifie surtout que le peu d'atomes ne peut être ionisé et donc que les atomes qui sont ionisés pour créer le milieu conducteur sont issus des matériaux de contact eux-mêmes.

Le même mécanisme est à l'origine des claquages dans le vide. Les électrons sont émis depuis la cathode par émission de champ (Fowler-Nordheim) [Zoua97, Furs03, Slade99, Rowe09]. Ces électrons sont accélérés dans l'espace inter-électrodes par le champ électrique. Deux mécanismes se produisent alors. Le premier est l'évaporation des atomes métalliques de l'anode sous l'impact des électrons émis à la cathode par émission de champ. Le second est l'évaporation des atomes de la cathode par échauffement du site émissif à cause du passage des électrons émis. Ce mécanisme est parfois appelé « Explosive Electron Emission ». Dans les deux cas, les électrons ionisent les atomes évaporés et créent ainsi des plasmas de vapeurs métalliques à l'anode et à la cathode. Comme dans le claquage sous air, les ions créés contribuent à l'entretien du plasma en bombardant la cathode. Les plasmas vont s'étendre dans l'espace inter-électrodes et ainsi créer un chemin conducteur pour le passage du courant (Figure 39).

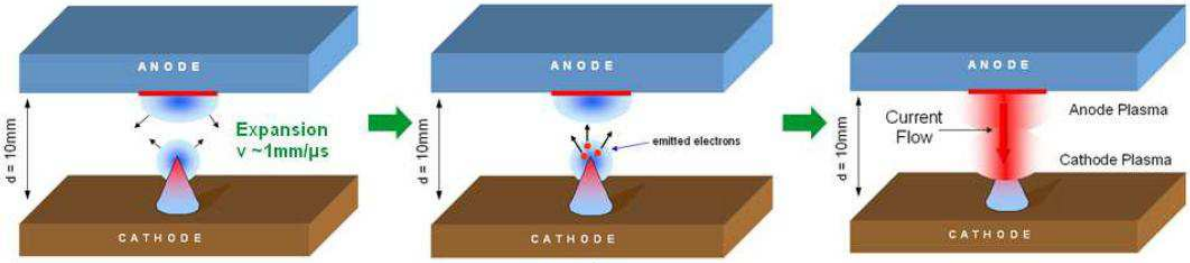


Figure 39 : Mécanisme de transfert de matière dans le vide [Rowe09]

Le transfert de matière qui accompagne l'arc électrique dans le vide dépend de la durée de l'arc. D'après [Slade99], si le temps d'arc est court, les ions métalliques ne gagnent pas suffisamment d'énergie pour éroder la cathode mais ont de fortes chances d'y adhérer puisque le matériau est le même. Une accumulation de matière à la cathode se crée. A contrario, si le temps d'arc est long, les

ions métalliques gagnent suffisamment d'énergie pour éroder le matériau et créer un manque de matière à la cathode.

Les tensions mises en jeu dans le claquage sous vide sont beaucoup plus importantes que dans l'air. Zouache donne typiquement des tensions de claquage supérieures à 1400V pour des gaps d'un micron et supérieures à 450V pour des gaps de 250nm (pour P=1,4.10^{-4}Pa) [Zoua97]. Carazetti trouve des tensions de quelques 100V pour des gaps allant de 10µm à 500µm pour des pressions jusqu'à 10^{2}Pa (Figure 40) [Caraz08].

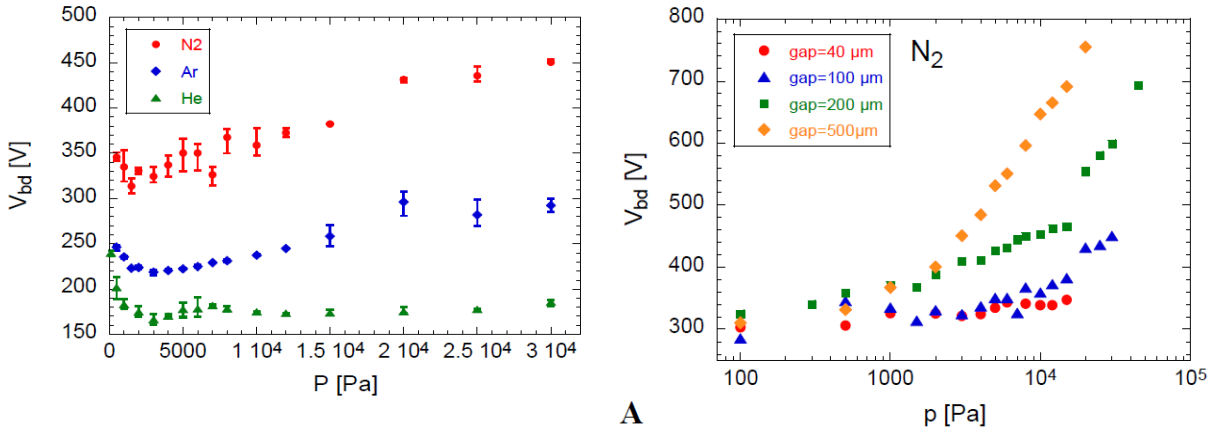


Figure 40 : Tension de claquage en fonction de la pression pour :
a) gaps de 100µm et trois gaz différents, b) sous N_2 pour des gaps allant de 40µm à 500µm [Caraz08]

Ces valeurs de tensions sont très éloignées de celles utilisées dans les relais MEMS. Cependant, une étude expérimentale très intéressante pour des gaps sub-micrométriques dans le vide a été réalisée par Hirata *et al.* (P non précisée) [Hira07]. Celle-ci consiste à étudier la possibilité de réaliser des microsoudures en utilisant l'énergie des décharges électriques comme source de chaleur pour faire fondre un matériau dans une zone microscopique. Ainsi un dispositif expérimental a été mis au point pour étudier le claquage dans le vide pour des distances inter-électrodes allant de 30nm à 2µm. Les rayons de courbures des pointes en tungstène (cathode) sont de l'ordre de la dizaine de nanomètres. Ce montage a été mis dans un MEB afin de réaliser des observations *in situ*. Il a pu être montré qu'il était possible de faire fondre très localement une zone située sous la pointe de cathode (Figure 41).Les expériences réalisées montrent que la tension de claquage diminue avec la diminution de la longueur de gap (40V à 30nm). Hirata *et al* considèrent que les électrons de la cathode, par émission de champ, vont chauffer la surface de l'anode qui atteint très rapidement (quelques ns) la température de fusion et d'évaporation. Les atomes de vapeur métallique évaporés subissent l'impact des électrons venant de la cathode et créent le claquage électrique dans le gap. Ils définissent ainsi la tension de claquage électrique comme la tension nécessaire pour atteindre la température d'évaporation de l'anode.

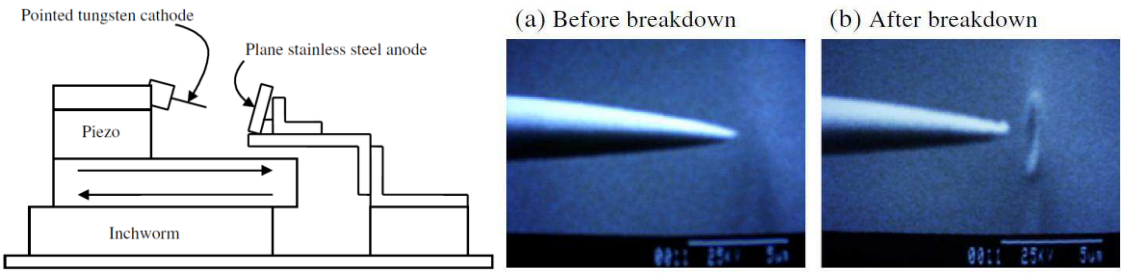


Figure 41 : Observation in situ au MEB des deux électrodes avant et après claquage électrique [Hira07]

Enfin, notons que le transfert de matière a également été récemment étudié par le groupe de A.P. Malshe en utilisant, de façon détournée, un microscope à effet tunnel (STM) comme outil de nano-usinage (nano Electro-Machining (EM)) [Jahan12]. En maintenant une distance de 1nm à 2nm et en imposant une tension de 3,2V pendant 1s (le courant étant limité à 1nA), il est possible de provoquer un enlèvement de matière de quelques nm^3.

1.6.4 Transfert de matière dans les relais MEMS

Le transfert de matière est un phénomène très important lorsque le nombre de cycles est élevé ou que les commutations sont réalisées pour des puissances commutées de plus en plus grandes. Différentes publications ont déjà montré l'existence de cette dégradation [Schla02, Saka99, Coutu04, Kwon07]. Seuls de récents travaux se sont attardés sur la caractérisation et l'explication de ce mécanisme afin d'améliorer la durée de vie et les performances des relais MEMS [Vinc10, Yang08].

Les recherches menées par Yang ont pu mettre en évidence que le transfert de matière se produit de l'anode vers la cathode [Yang08, Yang11]. Il explique ce phénomène par le mécanisme de l'évaporation sous champ. Ces études montrent que le transfert de matière est fortement réduit mais n'est pas nul pour des commutations où la polarisation est inversée à chaque cycle (Figure 42). Dans ces conditions, le transfert de matière se rapproche du transfert de matière sans courant (cycle mécanique).

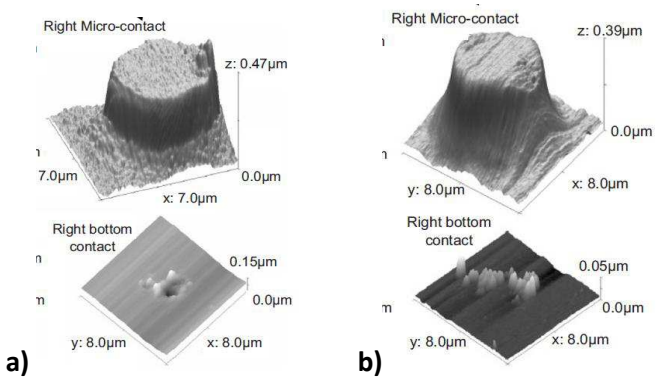


Figure 42 : Plot de contact après 2000 cycles (à 1Hz) a) 6V DC b) 6V AC [Yang11]

Des essais de cycles réalisés avec un AFM entre un levier MEMS et un substrat en or (Figure 43) montrent des résultats similaires en termes de transfert de matière, celui-ci augmente avec le nombre de cycles. Il est également plus important lorsque le levier AFM métallisé est la cathode (Figure 43).

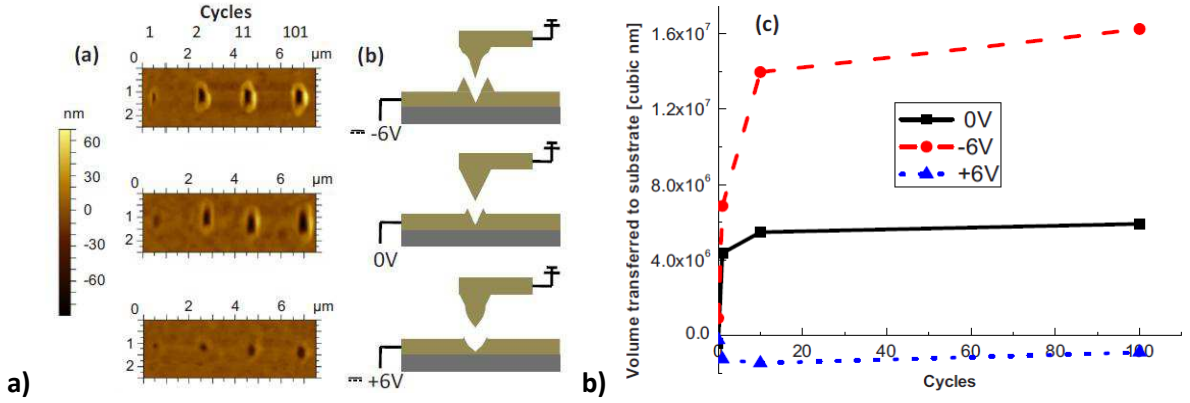


Figure 43 : a) Image AFM après cyclage, b) Représentation schématique des essais, c) volume transféré au substrat en fonction des cycles de contact [Yang11]

Vincent montre que ce transfert de matière est le mécanisme de défaillance prépondérant lors de commutation sous 14V/10mA et qu'il apparaît au bout d'un grand nombre de cycles lors de commutation sous 5V/1mA [Vinc10]. L'explication apportée par Vincent suppose que le transfert de matière à ces échelles dépend de la tension, des matériaux, du facteur géométrique mais très peu du courant.

Il montre également que le transfert de matière se produit toujours de l'anode vers la cathode. Grâce à un banc de test original, il montre que de l'émission électronique se produit dans les dernières dizaines de nanomètres avant la fermeture du contact. Cette émission d'électrons est attribuée à de l'émission Fowler-Nordheim grâce à l'amplification locale du champ au niveau des aspérités. Il observe également simultanément qu'un transfert de matière est réalisé de l'anode vers la cathode. En corrélant ces deux phénomènes, il propose un scénario permettant d'expliquer le transfert de matière (Figure 44). Ce scénario diffère des mécanismes de claquage (dans l'air ou dans le vide) ou de transfert de matière détaillés précédemment puisqu'il considère que les atomes évaporés ne sont pas ionisés et se dépose directement sur la cathode.

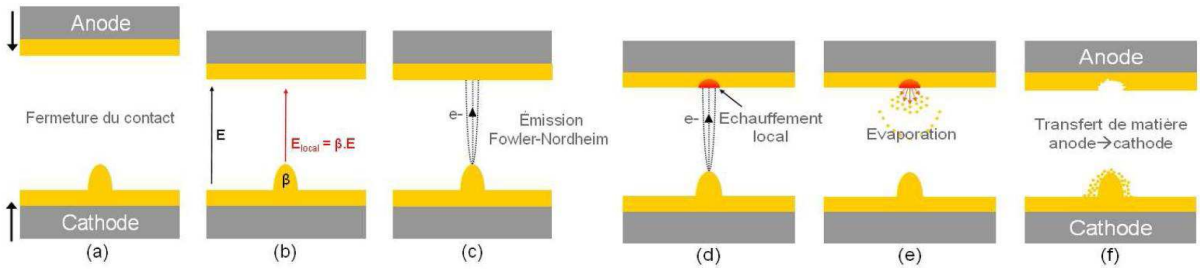


Figure 44 : Explication proposée par Vincent pour le transfert de matière dans les switches MEMS [Vinc10]

1.7 Caractérisation électrique en régime dynamique du contact

Les phénomènes liés à la dynamique du contact sont importants dans tous relais, y compris dans les MEMS. Ceux-ci peuvent entraîner un dysfonctionnement ou contribuer à l'aggravation des mécanismes de défaillance précédemment cités. Les aspects de la dynamique du contact à l'ouverture et à la fermeture doivent être étudiés.

1.7.1 Aspect dynamique à la fermeture du contact

La phase de fermeture est une phase critique dans tout contact électrique mobile. La partie précédente a déjà montré les phénomènes d'arcs électriques et leurs conséquences sur la dégradation des contacts. Dans la littérature, un grand nombre de papiers traite également des rebonds mécaniques (et électrique en commutation « hot switching ») liés à la mise en contact de la partie mobile sur la partie fixe. L'apparition de rebonds a également été observée dans les relais MEMS.

1.7.1.1 Les rebonds de contact

Les rebonds de contact sont connus depuis longtemps dans les relais électriques et ont fait l'objet de nombreuses études. Ce phénomène est expliqué par la théorie d'impact mécanique et provoque la réouverture du contact après la collision. De manière simple, en considérant l'impact d'une bille sur une surface plane (Figure 45), la vitesse du $n^{ième}$ rebond peut être définie par l'équation (12) où V_n et V_{n-1} sont les vitesses des $n^{ième}$ et $(n-1)^{ième}$ rebonds et e le coefficient de restitution du matériau ($0 \leq e \leq 1$).

$$V_n = eV_{n-1} \tag{12}$$

Le coefficient de restitution e correspond à la réponse mécanique du matériau à l'impact. Plus le coefficient de restitution est petit ($e \sim 0$), plus l'énergie cinétique du contact mobile est absorbée et le contact reste fermé. A contrario, plus le coefficient de restitution est grand ($e \sim 1$), plus l'impact est purement élastique et la partie mobile rebondie. Les rebonds de contacts vont donc dépendre de trois paramètres principaux : la masse de la partie mobile, sa vitesse d'impact (qui provoque plus ou moins de réponse élastique du matériau) et les propriétés du matériau de contact (dureté, limite élastique, durcissement de surface etc.). De nombreux ouvrages existent dans la littérature pour approfondir les aspects de rebonds et d'impacts mécaniques [Slade99, Gold60].

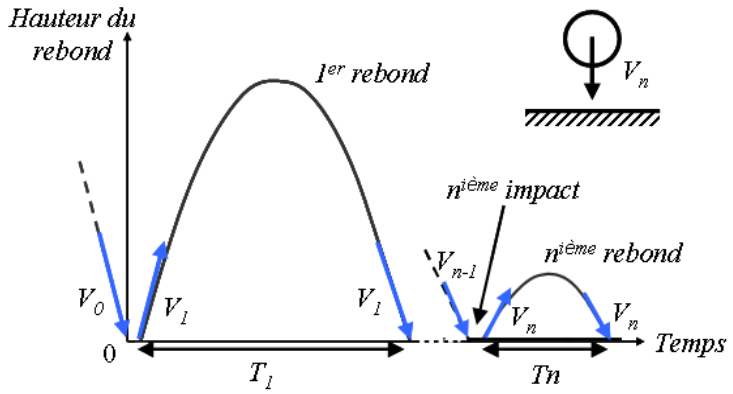


Figure 45 : Illustration du comportement mécanique lors de l'impact mécanique d'une sphère sur un plan

La commutation sous courant augmente encore la difficulté de compréhension du phénomène par rapport à l'aspect mécanique précédemment décrit. En plus des aspects purement mécaniques, la possibilité de création d'un arc électrique augmente fortement. McBride distingue trois phases des rebonds électriques durant la fermeture du contact [McBri92] :

- la phase de pré-impact où un arc électrique de fermeture peut se produire pour des vitesses inférieures à 0,1m/s. Dans ce cas, l'arc électrique peut ramollir la surface et ainsi diminuer le coefficient de restitution (*e)* et le nombre de rebonds. Pour des vitesses plus importantes (>0,1m/s) l'arc n'a pas d'influence et le comportement est totalement dominé par l'aspect mécanique du contact.
- la première réouverture avec l'apparition d'un arc à l'ouverture (décrit en 1.6.1) si le circuit de charge le permet.
- les rebonds suivants où les arcs d'ouverture et de fermeture peuvent être créés. Si tel est le cas moins de trois rebonds sont observés car les arcs électriques augmentent fortement l'énergie d'absorption du matériau ce qui diminue le nombre de rebonds par rapport à un contact purement métallique.

Les rebonds augmentent donc le risque de création d'arcs électriques et augmentent la dégradation du contact par transfert de matière. Des matériaux avec des résistances plus grandes aux arcs électriques (décrits en 1.5.1) ont été trouvés pour limiter ce problème. Des solutions en termes d'architectures du contact pour réduire les rebonds ont également été mises au point [Reit78, Cioc09]. Les rebonds électriques augmentent également le temps de fermeture du relais et provoquent du sur-comptage dans les systèmes d'informations ou de comptage. Ces problèmes peuvent être limités par des solutions circuits (circuit RC ou trigger de Schmitt) ou logiciels (temps de latence).

1.7.1.2 Les rebonds dans les relais MEMS

Les rebonds de contact ont également été observés dans les relais MEMS. Généralement, la réouverture du contact est observée quelques microsecondes à quelques dizaines ou centaines de microsecondes après le premier contact (Figure 46) [Suma07, Pere09]. De manière similaire aux contacts macroscopiques, ils mènent à une augmentation de la dégradation du contact ou limitent les applications possibles. De façon surprenante ce n'est que depuis environ ces cinq dernières années qu'on trouve la plupart des études sur ce domaine dans les relais MEMS.

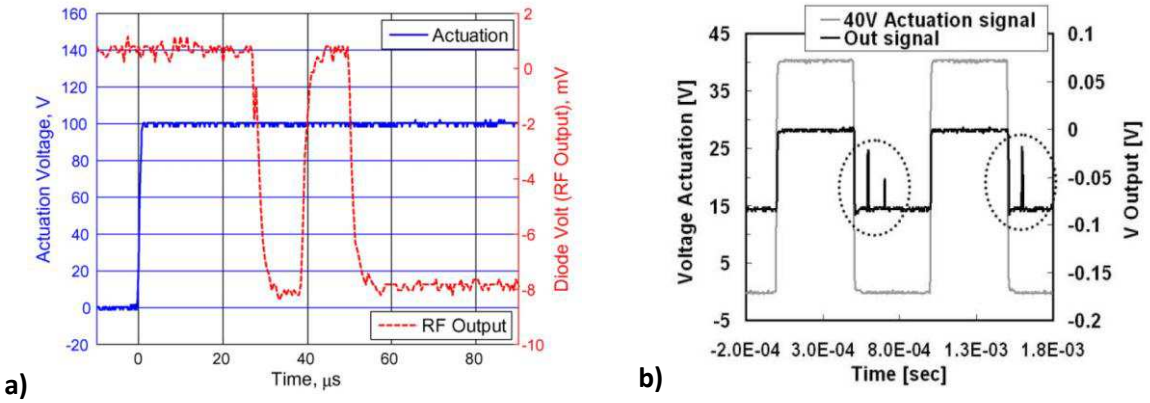


Figure 46 : Rebonds observés dans des relais MEMS a) Sandia National Laboratories [Suma07], b) University of Padova [Pere09]

Comme dans le domaine macroscopique, la dynamique du contact dans les relais MEMS a été étudiée afin de limiter le nombre de rebonds. La plupart de ces études conduisent à des modèles mécaniques assez complexes puisque l'actionnement électrostatique n'est pas linéaire [Decu06, LaRo09]. Un certain nombre d'études proposent une forme particulière de la tension aux niveaux des électrodes d'actionnement afin de réduire au maximum la vitesse de la partie mobile au moment de l'impact (Figure 47) [Czap06, Guo07, Bleck09, Tazz10, Laï11, Do12].

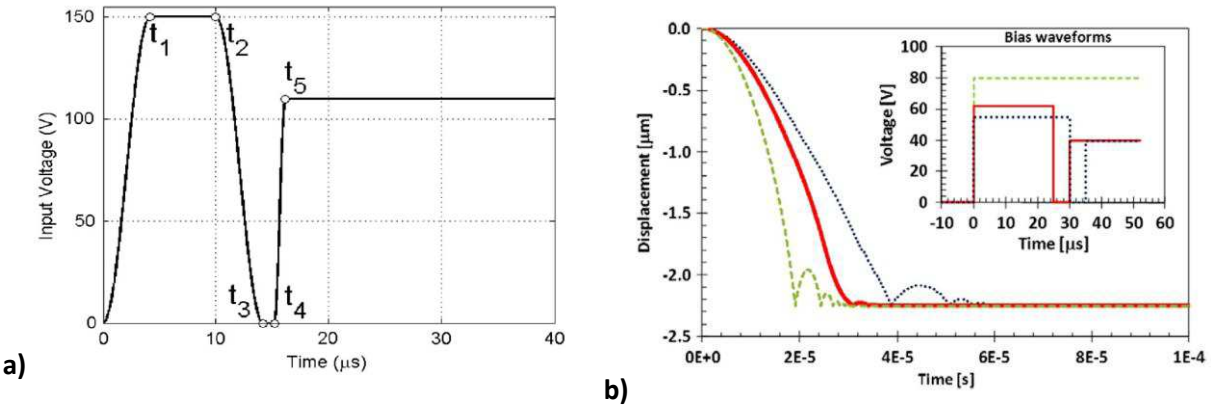


Figure 47 : a) Signal d'actionnement proposé pour limiter les rebonds [Bleck09], b) Formes d'actionnements et réponses associées [Tazz10]

Finalement peu d'études expérimentales sont consacrées à l'évolution des rebonds dans le temps. Seule une étude récente réalisée sur les relais MEMS OMRON (présentés en 1.2.4) regarde l'évolution des rebonds avec les cycles de contact [Frue12]. Elle montre que le nombre de rebonds augmente avec le nombre de cycles sans pour autant observer la défaillance du composant (Figure 48). Elle montre également que le nombre de rebonds n'est pas fixe et défini en fonction d'un nombre spécifique de cycles, il dépend du composant : sur certains composants testés six à sept rebonds sont observés pour 2.10^6 cycles alors que deux rebonds sont observés sur d'autres pour 10^9 cycles.

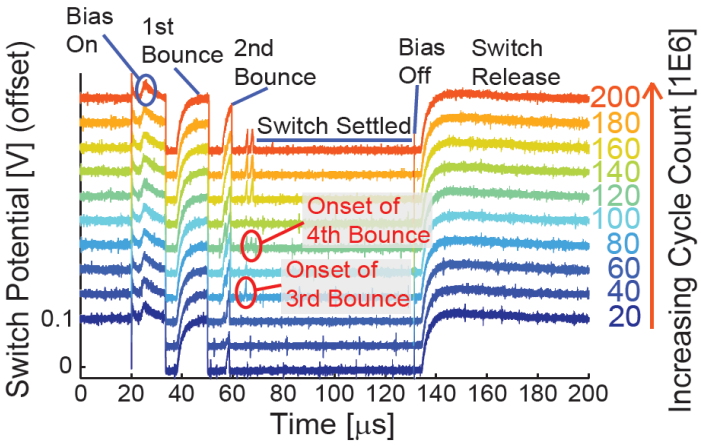


Figure 48 : Evolution du nombre de rebonds à la fermeture en fonction des cycles [Frue12]

1.7.2 Aspect dynamique à l'ouverture du contact

Les principaux phénomènes se déroulant à l'ouverture du contact concernent les arcs à l'ouverture. Ceux-ci, détaillés en 1.6.1, sont directement liés à l'ouverture mécanique du contact et à l'extension et l'explosion d'un pont fondu créant l'arc à l'ouverture. Très peu d'autres phénomènes sont indiqués dans la littérature sur des mécanismes particuliers se produisant lors de l'ouverture du contact. Cependant on trouve un certain nombre d'études consacrées à décrire et mesurer l'évolution de la résistance de contact lors des tout derniers instants avant l'ouverture d'un contact sous courant, à température et pression ambiantes. Ces études montrent qu'il est alors possible d'observer une évolution discrète de la résistance de contact, révélatrice d'un phénomène quantique se produisant dans les derniers instants avant la rupture du contact.

1.7.2.1 Théorie simplifiée de la quantification de la résistance de contact

Lorsque les dimensions sont très inférieures au libre parcours moyen des électrons, le régime de conduction devient balistique (Figure 9). En particulier, pour des dimensions de l'ordre de la longueur de Fermi[10], le comportement électronique n'est plus régi par les lois classiques puisque l'aspect ondulatoire des électrons n'est plus négligeable. Il apparaît alors des effets quantiques et donc une évolution discrète de la résistance de contact [Land57].

Afin de comprendre le phénomène de quantification de la conductance dans un conducteur, un modèle simplifié unidimensionnel, représenté sur la Figure 49, sera d'abord traité.

1.7.2.1.1 Modèle unidimensionnel

Le système comporte deux réservoirs d'électrons reliés par un tube quantique représentant le contact entre les deux surfaces. L'épaisseur du tube (*w*) est proche de la longueur de Fermi (λ_F) et la longueur du tube (*L*) est grande devant la largeur du tube. Compte tenu des dimensions du système, l'aspect ondulatoire des électrons prédomine et le tube quantique agit comme un guide d'onde pour les électrons. Le comportement ondulatoire est décrit par l'équation de Schrödinger (13), où $\Psi(r,t)$ est la fonction d'onde, *m* la masse de l'électron, $V(r,t)$ le potentiel, $\hbar$ la constante de Planck réduite ($\hbar=h/2\pi$).

$$i.\hbar.\frac{\partial\Psi(r,t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2.m}.\Delta\Psi(r,t) + \Psi(r,t).V(r,t) \qquad (13)$$

Le confinement transversal est tel que l'énergie des électrons (*E*) est quantifiée selon le mode transverse de propagation Figure 49. Les ondes peuvent être considérées comme stationnaires dans le tube. Ainsi, lorsqu'on regarde la section du tube quantique, il est possible, par simplification, de considérer le système comme un puits de potentiel infini à une dimension. Le potentiel *V* étant nul à l'intérieur du puits et infini à l'extérieur.

[10] La longueur de Fermi est de l'ordre de quelques angströms pour les métaux.

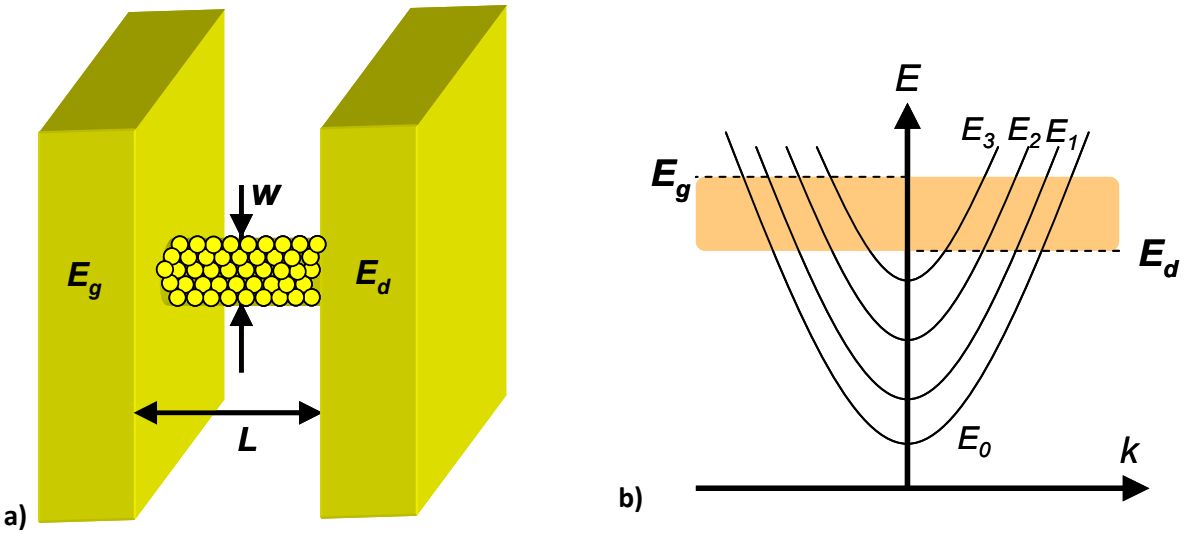


Figure 49 : a) Représentation du système quantique b) Niveaux d'énergies

Dans le cadre d'ondes stationnaires, la solution de l'équation (13) est du type $\Psi(r,t) = \varphi(x).e^{-i.\omega.t}$ et sachant que $E = \hbar.\omega$, l'équation de Schrödinger se simplifie (14).

$$\frac{\partial^2 \varphi(x)}{\partial x^2} + \frac{2.m.E}{\hbar^2}.\varphi(x) = 0 \qquad (14)$$

Les conditions aux limites liées au puits de potentiel infini ($\varphi(0) = 0$ et $\varphi(W) = 0$) conduisent à une solution sinusoïdale de la fonction d'onde (15) dont le n^ième^ mode est représenté par une sinusoïde de période *2W/n+1* (Figure 50). Il s'en déduit facilement que les niveaux d'énergies des électrons sont quantifiés et ces niveaux d'énergies discrets dépendent du niveau d'énergie *n* des électrons et de la largeur du contact *W* (16).[11]

$$\Psi(x) = A.\sin(k.x) \qquad (15)$$

avec $k = \frac{n.\pi}{W}\left(= \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}\right)$ et $A = \sqrt{2/L}$

$$E_n = n^2.\frac{\pi^2.\hbar^2}{2.m.W^2} \qquad (16)$$

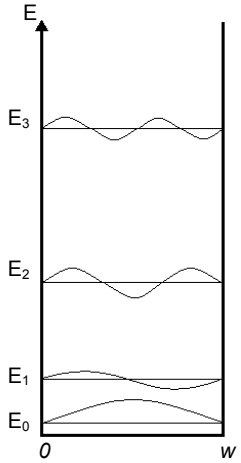


Figure 50 : Représentation de la fonction d'onde des électrons dans un puits de potentiel infini

[11] En réalité, le système se comporte plutôt comme un puits de potentiel fini. Dans ce cas, la fonction d'onde n'est pas nulle en dehors du puits, c'est-à-dire qu'il y a une probabilité non nulle que l'électron se trouve en dehors du puits. La solution n'est plus une sinusoïde parfaite mais les énergies des électrons restent quantifiées.

Lors du passage du courant les électrons participant à la conduction sont ceux dont l'énergie est située entre E_g et E_d tel que $E_g = E_d + eV$, où V est le potentiel aux bornes du contact (Figure 49) [Agra02]. Les électrons dans un état n possèdent une énergie E_n, une vitesse $v(E_n)$, une densité d'état $g(E_n)$ et une probabilité d'état $f(E_n)$. La probabilité que l'électron traverse le contact est définie par le coefficient de transmission $T(E_n)$ tel que $T(E_n)\leq 1$. Ainsi, le courant traversant le contact peut être donné par la relation (17) [Kittel].

$$I = e.\sum_n \int_{-\infty}^{+\infty} v(E_n).g(E_n).T(E_n).\left[f_g(E) - f_d(E)\right]dE \qquad (17)$$

Sachant qu'à une dimension : $g(E_n) = \dfrac{1}{\pi.\hbar.v(E_n)}$

Et en faisant l'approximation valable pour $eV << E_F$: $f_g(E) - f_d(E) \approx eV.\left(-\dfrac{\partial f_0}{\partial E}\right)$

L'expression finale du courant est alors définie par (18).

$$I = \frac{2e}{h}\sum_n eV \int_{-\infty}^{+\infty} T(E_n).\left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right).dE \approx \frac{2e^2}{h}V.\sum_n T(E_n) \qquad (18)$$

Il s'en déduit facilement l'expression de la conductance dans un canal à une dimension (19).

$$G = \frac{I}{V} = \frac{2e^2}{h}\sum_n T(E_n) = G_0 \sum_n T(E_n) \qquad (19)$$

Cette expression, connue en tant que formule de Landauer [Land57], caractérise le fait que la conductance dans un conducteur quantique n'évolue pas de manière continue mais varie de manière discrète. Dans le cas d'une transmission parfaite *(T=1)*, la conductance ne dépend que des multiples du quantum de conductance $G_0=2\ e^2/h$ (~1/12,9 kΩ) suivant le nombre de modes n impliqués dans la bande de conduction (E_g-E_d). Il est intéressant de remarquer que le quantum de conductance est une constante ne dépendant que de e et h et donc indépendant de la nature du matériau par exemple.

1.7.2.1.2 Généralisation à trois dimensions

Les calculs réalisés précédemment peuvent être réitérés pour un système à trois dimensions. Les équations deviennent plus complexes mais le principe concernant la quantification de la conductance reste le même. Une expression généralisée de la formule de Landauer peut être donnée (20) [Hans00].

$$G = \frac{2e^2}{h} Tr(t^+ t) \qquad (20)$$

où les éléments (t_{ij}) de la matrice de transmission $\boldsymbol{t}$ sont les amplitudes de transmission d'un réservoir à l'autre.

Ainsi la conductance peut s'écrire comme un multiple de du quantum de conductance $G_0=2e^2/h$ (~1/12,9 kΩ). Dans le cas d'un conducteur parfait, $T=1$, G sera un multiple entier de G_0. En pratique, la présence de défauts ou d'impuretés va entraîner des chocs élastiques de la part des électrons. Ces chocs élastiques ne vont pas détruire la phase de l'électron mais vont diminuer la probabilité de transmission ($T<1$), ce qui donne un léger décalage de la conductance mesurée par rapport aux multiples entiers de G_0.

1.7.2.2 Mise en évidence expérimentale

Bien que la théorie de la quantification de la conductance ait été décrite par Landauer dans les années 1950, il faudra attendre la fin des années 1980 pour voir la première expérience mettant en évidence le phénomène de quantification de la conductance [vanW88]. Celle-ci a été menée sur des hétérostructures GaAs/AlGaAs avec un gaz d'électron bidimensionnel à des températures très basses (0,6 K). Les premières expériences ont été menées sur des dispositifs semi-conducteurs car leur longueur de Fermi est plus grande que dans les métaux (λ_F~420Å), ainsi la largeur de la constriction pour observer le phénomène (W~λ_F) était de plusieurs fois les dimensions atomiques. Il était donc plus facile de contrôler la largeur du contact.

La quantification de la conductance dans un conducteur métallique a été observée au début des années 1990. En effet, la longueur de Fermi caractéristique des métaux nobles est de 5Å environ. Toute la difficulté est alors d'avoir un conducteur métallique de cette largeur, c'est-à-dire de l'ordre de quelques atomes. En revanche, le phénomène est observable à température ambiante dans les métaux (en effet, à température ambiante, on a $k_BT << E_F$ dans un métal alors que $k_BT \sim E_F$ dans un semi-conducteur).

Différents dispositifs ont été mis au point afin d'étudier ce phénomène. La technique MCBJ (Mechanically Controllable Break Junction) permet de contrôler la rupture d'un fil métallique à l'aide de piezo-éléments [Agra02]. Un exemple est montré Figure 51 : le piézo-élément *(5)* déforme la poutre *(3),* ce qui permet de rompre ou de reformer le contact situé au centre du fil métallique *(1)*. C'est par cette technique que la première mise en évidence de la quantification de la conductance dans un fil métallique en platine a été réalisée [Mull92].

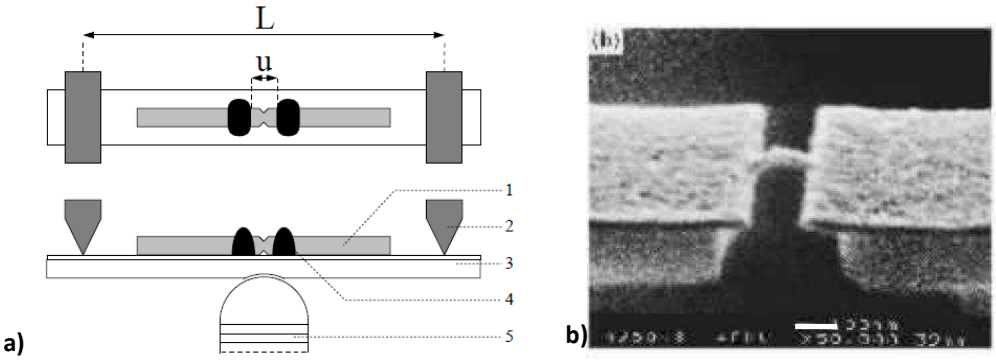


Figure 51 : a) Vue schématique de dessus et de côté du support MCBJ b) Image MEB d'un contact MCBJ [Agra02]

En 1993, Pascual *et al.* montrent la quantification de la conductance dans un contact métallique en or en utilisant une pointe de microscope à effet tunnel (STM) [Pasc93]. Dans ce cas, la pointe du STM est utilisée en contact avec l'échantillon. La précision du STM permet de confirmer que les dimensions du contact sont de quelques nanomètres seulement. En 1996, l'équipe de Costa-Krämer et Garcia a mis au point un dispositif expérimental utilisant deux cylindres métalliques pouvant être déplacés de manière très précise [Cost97]. Rubio *et al.* utilisent un AFM, ce qui leur permet de corréler les courbes de force et de conductance en fonction du déplacement [Rub96]. Ils ont ainsi mis en évidence qu'à chaque saut de conductance correspond un réarrangement atomique dans le contact. Enfin, Hansen [Hans97], Yasuda et Sakaï [Yasu97] observent cet aspect quantique dans des microrelais commerciaux utilisant des contacts en or. Il est plus difficile d'observer ce phénomène dans des microrelais commerciaux, seuls les premiers paliers de conductance (<7 environ) sont observables et le phénomène n'est pas très reproductible. Ainsi, une approche statistique sur un grand nombre d'essais est régulièrement employée afin de pouvoir étudier les tendances du phénomène.

Il est aujourd'hui admis que l'évolution par paliers de la conductance au tout dernier moment du contact métallique est due à la formation d'une chaîne d'atomes et que le dernier palier G_0 correspond à la formation d'une chaine monoatomique. Différents auteurs ont cherché à étudier les limites, que ce soit pour décrire le dernier palier [Yans98] [Suzu07] ou la corrélation avec les multiples entiers de G_0 [Hans97] [Kur09].

La plupart des études ont été réalisées sur des contacts en or et quelques métaux nobles tels que le cuivre ou l'aluminium mais il existe très peu d'études pour des métaux de transition [Itak00] [Yuki01].

1.8 Conclusion de l'étude bibliographique

L'étude de la littérature concernant les relais MEMS et l'étude des microcontacts montre que les faibles dimensions de ces derniers nécessitent de réexaminer les phénomènes physiques rencontrés à ces échelles pour améliorer la fiabilité des composants. La deuxième partie de ce manuscrit consistera donc à décrire les différentes techniques expérimentales utilisées pour étudier le contact électrique à l'échelle des relais MEMS.

L'étude des défaillances fait apparaître un phénomène de transfert de matière de l'anode vers la cathode qui ne peut être expliqué par les lois classiques macroscopiques (loi de Paschen), et les différentes études étudiant la déviation de cette loi pour les faibles dimensions inter-électrodes n'ont pas suffisamment approfondi la compréhension théorique de l'origine du phénomène observé. La troisième partie de ce manuscrit sera consacrée à étudier ce problème de transfert de matière pour des dimensions micrométriques et sub-micrométriques. Les différents paramètres pouvant influencer ce mécanisme tels que la tension, le courant, la polarité ou le matériau, ainsi que la compréhension théorique du phénomène seront étudiés.

Le quatrième chapitre sera consacré à étudier les phénomènes liés à la dynamique du contact électrique à travers deux études : une liée à la fermeture du contact et aux aspects de rebonds de contact dans les relais MEMS, et une autre liée à l'ouverture du contact et à l'observation de phénomènes de la physique quantique dans les derniers instants avant la rupture du contact (quantification de la résistance de contact). Avant de présenter ces résultats, le chapitre suivant sera consacré à la description des différentes techniques expérimentales utilisées pendant la thèse.

Chapitre 2 : Techniques expérimentales

Chapitre 2 : Techniques expérimentales

Les études menées pendant cette thèse ont nécessité la mise en place d'un certain nombre de techniques expérimentales. Ce chapitre est dédié à la description de ces différentes expériences. La première partie concerne les techniques expérimentales qui permettent une étude directe sur les relais MEMS. Les moyens qui permettent la caractérisation de la résistance de contact, des phases d'ouverture ou de fermeture sont présentés. Ces essais sont réalisés soit directement sur le relais MEMS avec des tests sous pointes par actionnement électrostatique du composant, soit en utilisant un nanoindenteur pour actionner la partie mobile du relais. La deuxième partie concerne les différents moyens qui permettent d'étudier spécifiquement un microcontact. Deux de ces moyens, un banc de cyclage dédié et un AFM modifié, existaient déjà au début de la thèse. Ils ont simplement été adaptés pour notre étude. Le dernier, le banc de claquage, est un nouveau moyen expérimental qui a été mis au point pendant ces trois ans. Enfin la dernière partie traite des techniques d'observation par spectroscopie optique des microcontacts. Cette approche originale a été utilisée dans l'étude du transfert de matière dans les relais MEMS.

Toutes ces techniques expérimentales sont regroupées dans ce même chapitre car elles sont parfois communes à plusieurs chapitres de résultats. Leurs descriptions insistent sur les particularités et les adaptations des équipements nécessaires à notre étude. Pour une description complète du fonctionnement des outils présentés, le lecteur se reportera aux références mentionnées dans les différentes parties.

2.1 Tests électriques sur les relais MEMS

2.1.1 Présentation des tests sous pointes et en boîtier

Pour caractériser électriquement les relais MEMS des essais sous pointes ou en boîtier peuvent être réalisés. Les tests sous pointes s'effectuent dans des équipements dédiés, les stations de tests sous pointes, qui permettent de venir prendre le contact sur les composants grâce à des pointes de tests en tungstène (Figure 52). Les pointes peuvent être individuelles et placées manuellement sur les plots de contacts du composant ou montées sur des cartes qui sont alors spécifiques pour chaque microsystème. Les stations de pointes peuvent être plus ou moins complexes et intégrer des fonctions de tests automatiques, de tests sous environnement contrôlé (vide, air, azote…) ou de tests

en températures. Dans notre cas, les relais MEMS utilisés étant encapsulés, les tests sous pointes réalisés consistent en des tests simples avec des pointes manuelles.

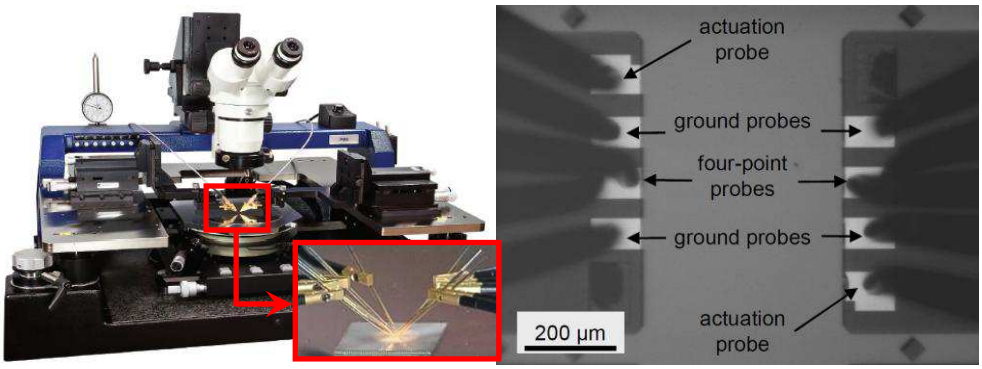


Figure 52 : Exemple de station de tests sous pointes a) vue générale avec zoom au niveau des pointes, b) vue de dessus des pointes sur les plots de contact

Les essais en boîtiers consistent à tester via un boîtier (DIL 14) permettant la transition entre le composant et les équipements. Le relais MEMS est relié au boîtier par des fils de liaisons (appelés « bonding ») en or de 25µm de diamètre. Ce type de test permet de s'affranchir des contraintes de disponibilité des stations de tests sous pointes et de réaliser des essais sur des puces discrètes.

2.1.2 Caractérisation électrique de la résistance de contact

Dans ce type d'essai, les relais sont soumis à des cycles de contacts jusqu'à défaillance et les performances électriques sont mesurées. Ainsi, l'essai se compose d'une répétition de deux étapes (Figure 53). La première consiste à effectuer une étape de mesure électrique. La résistance de contact est mesurée à chaque tension d'actionnement (V_{act}) à la fois à l'état actionné (V_{act}=±50V) et à l'état ouvert (V_{act}=0V). Cette mesure électrique permet à la fois de vérifier que les deux états sont bien définis et de mesurer la valeur de la résistance au contact. La seconde étape consiste à réaliser une phase de cycles. Le nombre de cycles effectué pendant cette phase évolue de manière logarithmique au cours de l'essai. Ainsi au début seul quelques 1000 cycles sont effectués puis ensuite 10 000 et 100 000 cycles pour atteindre des durées de 10^6 cycles au final. Un compteur permet d'arrêter les itérations au nombre de cycles voulus et de réaliser l'étape de mesure. La fréquence des cycles est fixée à 10Hz sauf pendant l'étape de mesure où elle est diminuée à 1Hz maximum.

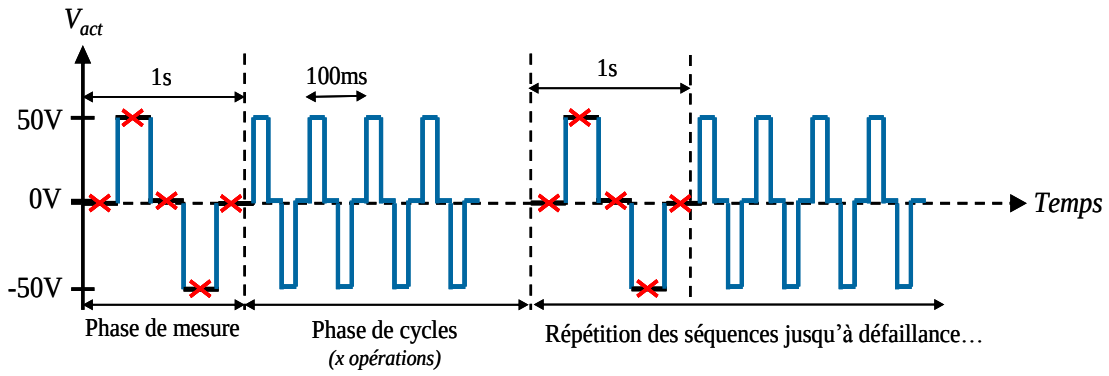


Figure 53 : Représentation des cycles de contact et de la mesure de la résistance de contact

L'actionnement du relais MEMS est réalisé par un générateur de fonction arbitraire (Agilent 33250A) relié à un amplificateur de tension qui délivre la tension d'actionnement appliquée aux électrodes. Une tension bipolaire est utilisée afin de s'affranchir d'éventuels problèmes de chargement diélectrique au niveau des électrodes. La valeur de la tension d'actionnement a été définie à ±50V après des simulations par éléments finis qui ont permis d'estimer la force de contact à 150µN pour cette tension, valeur nécessaire pour établir un bon contact électrique.

Un sourcemètre (Keithley 2400) est utilisé pour appliquer une tension continue au contact et en mesurer la résistance de contact. Le courant circulant dans le contact est limité par une résistance série de plusieurs kΩ. L'ensemble de ces équipements est contrôlé par un programme mis au point au laboratoire utilisant le logiciel NI Labview. Les deux types de tests (« cold switching » et « hot switching ») peuvent être réalisés. Les tensions de contacts typiques vont de 0V à 10V pour des courants de l'ordre de 100µA mais la valeur du courant peut être modifiée en ajustant la résistance série du circuit. Ces essais sont réalisés en boîtier.

2.1.3 Caractérisation électrique de la fermeture du contact

Dans le même esprit, les relais MEMS (électrostatiques) sont soumis à des cycles de contact mais le but n'est pas de connaître la résistance de contact mais d'étudier la phase de fermeture du contact. Les essais sont de type hot switching et réalisés sous pointes.

L'actionnement des relais MEMS est réalisé par un générateur de fonction (Yokogawa FG120) relié à un amplificateur de tension (gain x10) ce qui permet d'appliquer la tension d'actionnement voulue (Figure 54). Celle-ci dépend du relais testé. Le générateur de fonction est utilisé en mode déclenchement (trigger) ainsi la tension est fournie seulement lorsqu'un signal de déclenchement est reçu. Une source de tension continue (Keithley 2400) et une résistance série permettent de réaliser le circuit de charge et d'imposer une tension continue fixe à l'état ouvert (typiquement 5V) et un courant maximal à l'état fermé (typiquement 500µA). L'observation de la phase de la fermeture est

réalisée grâce à un oscilloscope numérique (Tektronix DPO3034). Celui-ci se déclenche avec le signal d'actionnement, i.e. le signal de sortie du générateur de fonction. Un programme réalisé sous NI Labview 2010 permet de contrôler tous ces équipements et ainsi de réaliser les cycles et d'enregistrer les courbes de fermeture du contact. Toutes les courbes de fermeture sont observables à l'oscilloscope mais pour gagner en mémoire d'enregistrement, le programme permet de n'enregistrer qu'un certain nombre de courbes (par exemple une courbe sur cent).

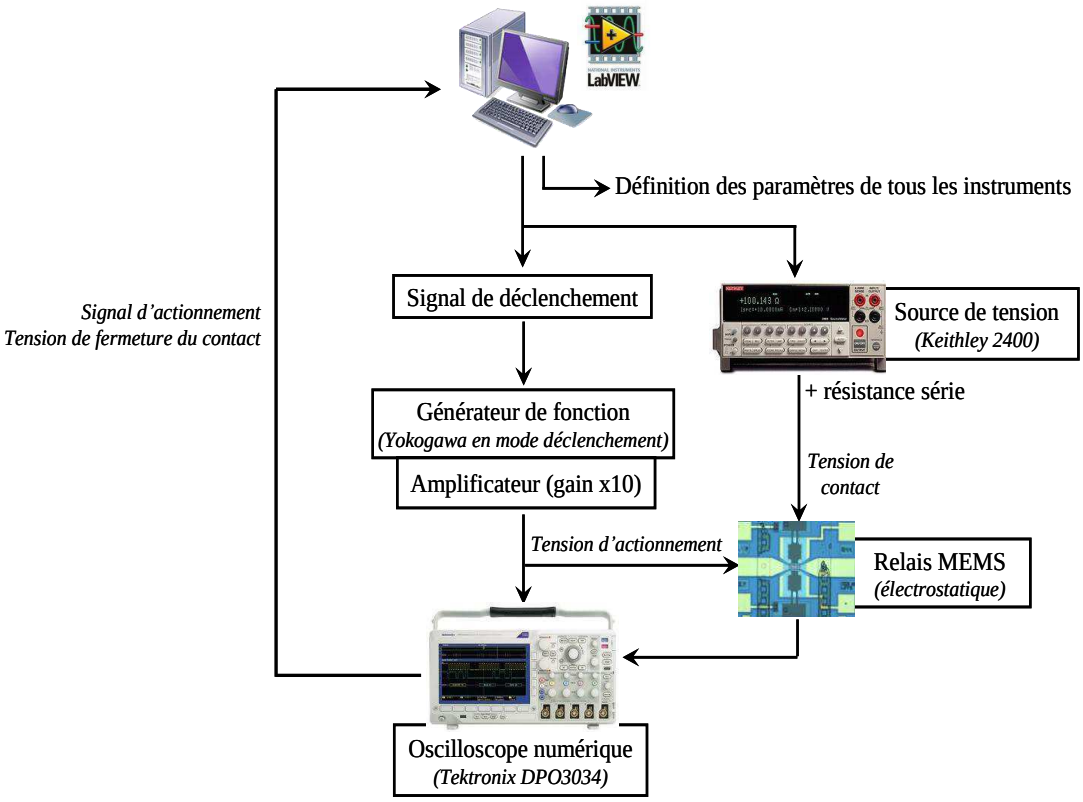


Figure 54 : Principe des essais réalisés pour l'étude de la fermeture du contact

2.1.4 La nanoindentation

Nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la nanoindentation est utilisée dans l'étude du contact électrique. Au cours de cette thèse, cet outil a été utilisé soit pour des caractérisations mécaniques pour lesquelles il est originellement conçu, soit de manière détournée pour des caractérisations sur des relais MEMS, notamment pour étudier les phénomènes à l'ouverture d'un contact électrique.

2.1.4.1 Principe de la nanoindentation

Un nanoindenteur est un équipement destiné à la caractérisation mécanique d'un matériau. Il permet d'en extraire les principales propriétés comme le module d'Young ou la dureté. Les couches caractérisées sont beaucoup plus fines que celles habituellement étudiées en indentation classique et vont de quelques dizaines de nanomètres à plusieurs micromètres. Le principe d'un nanoindenteur repose sur le déplacement vertical d'une colonne d'indentation dont l'extrémité possède une pointe en diamant, la pointe s'enfonçant au fur et à mesure dans le matériau à caractériser (Figure 55). Des capteurs capacitifs permettent de mesurer le déplacement de la colonne en fonction de la force appliquée. En utilisant des modèles adaptés, il est ainsi possible de remonter aux données mécaniques du matériau. Les modèles dépendent à la fois de l'échantillon (massif ou multicouches), du type de contact (adhésif ou non…) ou de la pointe diamant utilisée, le plus utilisé étant celui d'Oliver&Pharr. Pour des informations plus précises sur le domaine de la nanoindentation, le lecteur pourra se référencer aux thèses suivantes qui y sont presque entièrement consacrées [Perriot05,Merc13].

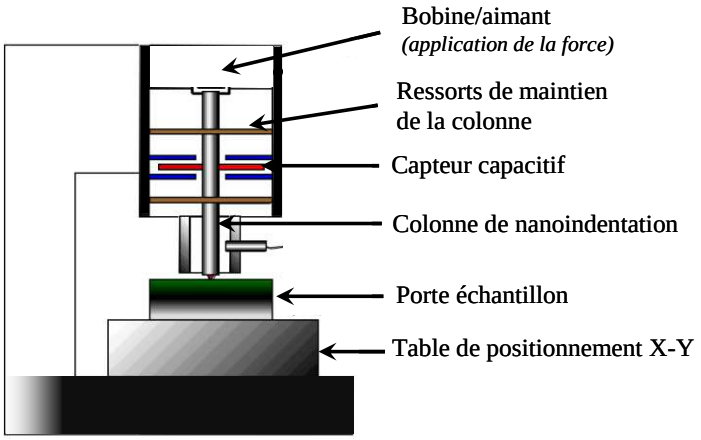


Figure 55 : Principe d'un nanoindenteur

L'équipement utilisé est un nanoindenteur commercial de MTS (modèle XP). Les caractéristiques techniques, en Tableau 6, montrent qu'il est possible d'appliquer des charges jusqu'à 500mN avec une résolution de 50nN. La course maximale totale de la colonne d'indentation est de 1,5mm avec une résolution en déplacement inférieur à 0,01nm.

Tableau 6 : Caractéristiques techniques du nanoindenteur MTS XP [MTS00]

Course totale de déplacement de la colonne	1,5mm
Résolution en déplacement	<0,01nm
Charge maximale	500mN
Résolution en charge	50nN

2.1.4.2 Montage expérimental

Le fonctionnement du nanoindenteur a été détourné afin de l'utiliser en actionneur pour établir le contact dans des structures MEMS. Les caractéristiques précédemment décrites montrent en effet que c'est un outil adapté pour ce type d'utilisation puisque les forces applicables sont suffisamment grandes et précises pour à la fois actionner les membranes des relais MEMS et appliquer des forces de contact de l'ordre de 100µN.

Les structures testées sont connectées à une source de tension continue (V_0) (Keithley 2400) via un diviseur de tension résistif (R_1 et R_2) qui permet de contrôler la tension en circuit ouvert (V_c) et le courant appliqué au contact en circuit fermé (I_{on}) (Figure 56). La colonne d'indentation est équipée d'une pointe diamant de type Berkovich à son extrémité et son déplacement peut être contrôlé en force (µN/s) ou en vitesse (nm/s). L'évolution de la tension lors de la fermeture et de l'ouverture du contact est observée sur un oscilloscope numérique (Tektronix DPO3034) utilisé en mode haute résolution.

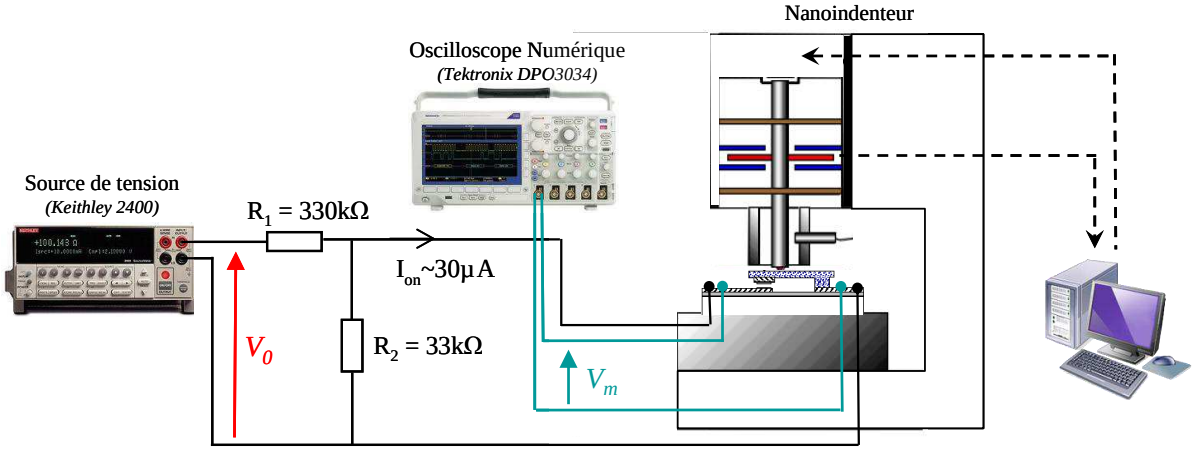


Figure 56 : Montage expérimental utilisé

L'actionnement de ces structures est donc réalisé par le nanoindenteur via le logiciel Testworks. Le déroulement d'un essai s'effectue en suivant une liste séquentielle de commandes élémentaires qui constitue une « méthode ». Un essai type se déroule sous air et à température ambiante de la manière suivante (Figure 57) :

- une phase d'approche (A) où la colonne d'indentation descend verticalement mais n'est pas en contact avec la membrane du relais. Durant cette phase, trois vitesses d'approche sont utilisées pour permettre d'optimiser le temps. Une vitesse d'approche rapide et une vitesse d'approche moyenne qui permettent d'effectuer la grande partie du déplacement et une dernière vitesse d'approche de détection lente pendant laquelle est mesurée la raideur afin de détecter la membrane.

- La deuxième phase (B) concerne la déflection de la membrane du relais pendant laquelle le nanoindenteur appuie continûment sur la membrane à vitesse de chargement (µN/s) ou vitesse de déplacement (nm/s) constante. Les gammes de vitesse utilisées vont de 1 à 50µN/s et de 0,2 à 50nm/s. La fermeture du contact est alors détectée par une augmentation importante de la raideur mesurée.
- Le contact est alors actionné (C) jusqu'aux forces typiques rencontrées dans les relais MEMS (quelques 100µN). Pendant cette phase est également allumée la source de tension continue.
- La colonne du nanoindenteur est alors remontée afin d'ouvrir le contact (D). Durant cette phase, une légère hystérésis avec la courbe de chargement est observable ainsi qu'un phénomène d'adhésion. L'ouverture du contact (E) est enregistrée via l'oscilloscope numérique.
- Au cours de la dernière phase (F) la remontée du nanoindenteur à vitesse constante continue jusqu'à sa position initiale.

Le temps total d'une telle acquisition est d'environ 10 à 15 minutes.

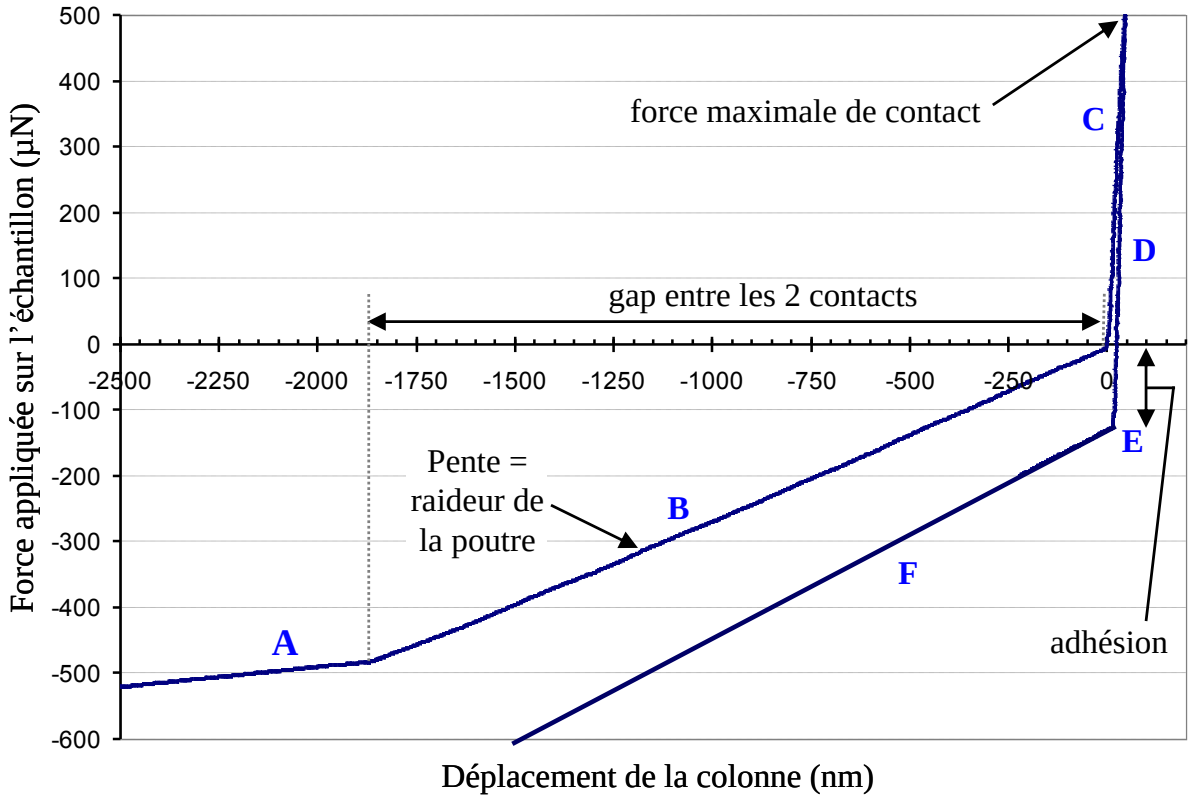


Figure 57 : Cycle réalisé par le nanoindenteur lors d'une acquisition

2.1.4.3 Structure étudiée

Le nanoindenteur a été utilisé pour appuyer sur la partie mobile du relais MEMS. La principale structure étudiée est un véhicule de test de relais MEMS réalisé au CEA LETI (Figure 58). Il se compose d'une poutre suspendue en FeNi de 8µm sur un substrat Si de 725µm oxydé SiO_2 1,2µm en surface. Le courant électrique circule à travers des lignes d'or déposées par PVD de 1µm et 3µm respectivement sur le substrat et à l'extrémité de la poutre. Dans le cas où le contact est en ruthénium (Ru) un dépôt de Ru 100nm est réalisé sur chaque électrode. La distance inter-électrodes (gap) est de 2µm.

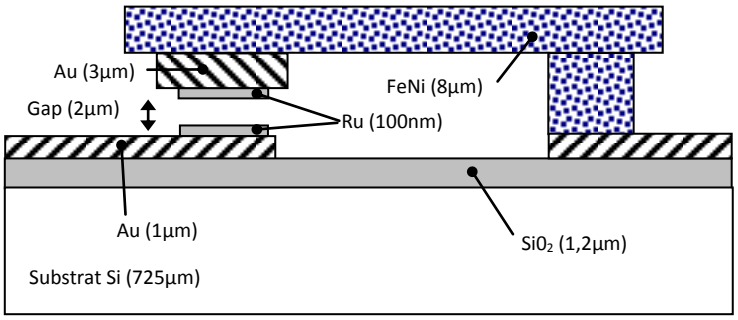


Figure 58 : Représentation schématique du véhicule de test étudié

2.2 Moyens d'étude d'un microcontact

2.2.1 Le Microscope à Force Atomique (AFM) en mode force

Le Microscope à Force Atomique (Atomic Force Microscope ou AFM en anglais) est apparu en 1986 avec Binnig, Quate et Gerber, et fait partie des microscopes à sondes locales avec le microscope à effet tunnel (Scanning Tunneling Microscope ou STM en anglais) [Binn86]. Destiné initialement à la mesure de la topographie de surfaces à l'échelle nanométrique, son utilisation a été détournée pour de nombreuses autres applications. En effet les formidables performances offertes et les progrès constants de cet outil ont permis le développement de nombreux autres modes dérivés, que ce soit pour des mesures électrostatiques (EFM), magnétiques (MFM), de travail de sortie (KFM) ou autres (SNOM, SSRM…) [Arine03]. Dans nos études, c'est le mode force qui a été principalement utilisé.

2.2.1.1 Principe de l'AFM

Le principe du microscope à force atomique consiste à mesurer les forces à courte distance entre une sonde et la surface mesurée. Le déplacement de la sonde est généralement assuré par un tube piézoélectrique qui possède une très bonne résolution horizontale et verticale. La mesure de la force est réalisée par un système laser – photodiode quatre cadrans. Le courant de chaque cadran dépend de l'intensité lumineuse reçue du laser après réflexion sur la sonde (tel un miroir). Ainsi lorsqu'une variation de force s'opère sur la sonde, le déplacement de celle-ci sera directement mesuré par la photodiode par la déviation du faisceau laser réfléchi. Un système de boucle d'asservissement (électronique de régulation) permet de garder le contrôle de la consigne et d'obtenir la cartographie de l'échantillon (Figure 59).

La sonde consiste en un levier (« cantilever » en anglais) avec une pointe, généralement en silicium ou en nitrure de silicium. La pointe est de type pyramidal avec un rayon de courbure de l'ordre de 10nm à son extrémité. Le levier est souvent recouvert d'un dépôt d'aluminium pour offrir une meilleure réflexion au laser. Sa raideur doit être choisie en fonction de l'application. Pour les utilisations en imagerie dynamique (du type « Tapping »), la raideur est de quelques dizaines de N/m et la fréquence de résonance de quelques centaines de kHz (typiquement 40N/m, 380kHz). Pour les utilisations en mode contact, le levier est moins raide, typiquement quelques N/m seulement.

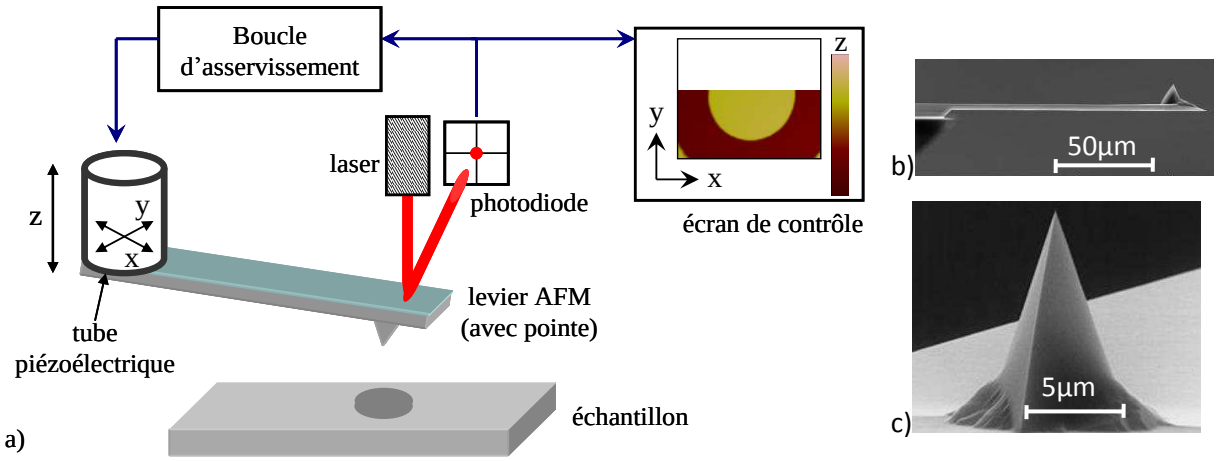


Figure 59 : a) Principe de l'AFM, b) et c) exemples de levier et pointe AFM [NanoW]

Les interactions de force entre la pointe AFM et la surface de l'échantillon sont de type Lennard-Jones et se composent d'une partie attractive et d'une partie répulsive en fonction de la distance entre les contacts. Les forces attractives (terme en puissance six) traduisent des interactions de type van der Waals tandis que les forces répulsives (terme en puissance 12) décrivent les interactions

coulombiennes ou l'interpénétration des nuages électroniques [Pietr00]. Le potentiel de Lennard-Jones *U(r)* s'exprime ainsi :

$$U(r) = 4\varepsilon\left(-\left(\frac{\xi_0}{r}\right)^{12} + \left(\frac{\xi_0}{r}\right)^{6}\right) \qquad \textbf{(21)}$$

Où ε représente la valeur du puits de potentiel à l'équilibre, ξ_0 la distance interatomique d'équilibre et *r* la distance d'interaction.

Ainsi la distance de travail et le type d'interaction rencontré entre la pointe et l'échantillon définissent différents mode d'utilisation de l'AFM (Figure 60). Dans le cas d'une utilisation en mode contact, la force agissant sur le levier est répulsive et maintenue constante pendant la durée du balayage. Dans le cas d'une utilisation dynamique, le levier est soumis à une oscillation sinusoïdale à une amplitude et une fréquence bien définies[12]. Le mode « Tapping » qui est souvent utilisé pour réaliser des cartographies est un mode dynamique avec contact intermittent.

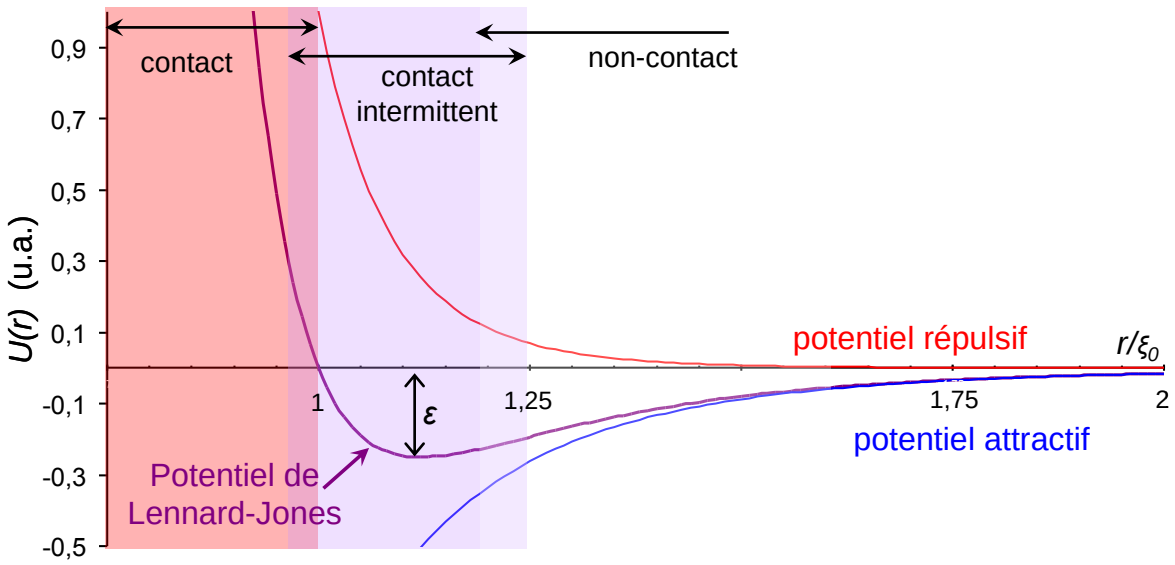


Figure 60 : Représentation du potentiel de Lennard-Jones et des modes de fonctionnement contact, contact intermittent et non-contact

[12] En mode dynamique, 5 variables existent concernant l'oscillation du levier AFM : l'amplitude d'excitation, la fréquence d'excitation, l'amplitude d'oscillation, la phase et la distance pointe-surface. Le mode de fonctionnement est défini par les données fixées constantes. La régulation de la déviation de l'amplitude ou de la fréquence mesurée par rapport à celle de référence permet de définir deux modes dynamiques : AM-AFM (Amplitude Modulation AFM) ou FM-AFM (Frequency Modulation AFM). Deux modes de fonctionnement existent en AM-AFM : le mode « Tapping » ou contact intermittent où la pointe est soumise à la fois aux forces attractives et répulsives au cours des oscillations et le mode non-contact (nc-AFM) où la pointe ne ressent que les forces attractives lors des oscillations. L'intérêt principal du mode non-contact est la réalisation d'image sous atmosphère ultra-vide (UHV) car la réalisation d'image en AM-AFM sous UHV est extrêmement lente. En mode Tapping, l'amplitude et la fréquence d'excitation seront constantes. L'amplitude d'oscillation et la phase sont mesurées en fonction de la distance pointe-surface. En nc-AFM et FM-AFM, la phase et l'amplitude d'oscillation sont fixées et le décalage de la fréquence de résonance et de l'amplitude d'excitation afin de conserver l'amplitude d'oscillation constante sont mesurées en fonction de la distance pointe-surface.

2.2.1.2 Le mode force

Le mode force est un mode particulier de l'AFM qui ne permet pas de mesurer la topographie de surface mais permet d'effectuer des cycles d'approche-retrait du levier sur la surface de l'échantillon. Ce mode est principalement utilisé pour déterminer des forces d'adhésion ou réaliser des essais de nanoindentation avec l'AFM [BurCo89, Pietr00]. Les courbes réalisées dans ce mode expriment la déflection du levier (souvent traduite en force de contact via la valeur de la raideur du levier) en fonction de la distance (Figure 61). Elles traduisent les différentes interactions entre le levier et l'échantillon. Lorsque la pointe est loin de la surface (A), les interactions sont trop faibles et la déflection du levier est quasi-nulle. Près de la surface, les forces attractives attirent le levier et le font fléchir jusqu'à ce que les forces de van der Waals dépassent la force de rappel du levier. Un saut au contact est alors observé (B). En fonction de la raideur du levier, la déflection n'est pas toujours observable et seul le saut au contact est observable. Lorsque le levier continue de descendre, le potentiel répulsif l'emporte sur le potentiel attractif (C) et la force de contact augmente jusqu'à l'application de la force maximale. Lors du retrait du levier, la force de contact diminue jusqu'à s'annuler, puis une augmentation des forces attractives au retrait par rapport à l'approche est observée, traduisant l'adhésion du levier sur la surface (D). Cette force d'adhésion augmente jusqu'à ce que la force de rappel du levier l'excède. Un brusque saut du levier est alors observé (E) et la valeur maximale de la force d'adhésion est mesurée.

L'interprétation de ces courbes peut être riche puisque les propriétés mécaniques et les valeurs d'adhésion du matériau sondé peuvent être obtenues. Ceci explique certainement la présence aujourd'hui du mode force dans la plupart des AFM commerciaux et des nombreux développements réalisés ces dernières années dans ce mode[13]. Cependant l'interprétation des courbes obtenues dans ce mode doit être analysée avec attention puisque les valeurs obtenues dépendent des modèles de mécanique du contact pris en compte (voir Annexe 1).

[13] Il est aujourd'hui possible de réaliser des balayages de la surface en utilisant le mode force avec une vitesse d'acquisition élevée. On réalise alors des cartographies de volume puisque le levier se déplace en x et y et effectue des rampes en z.

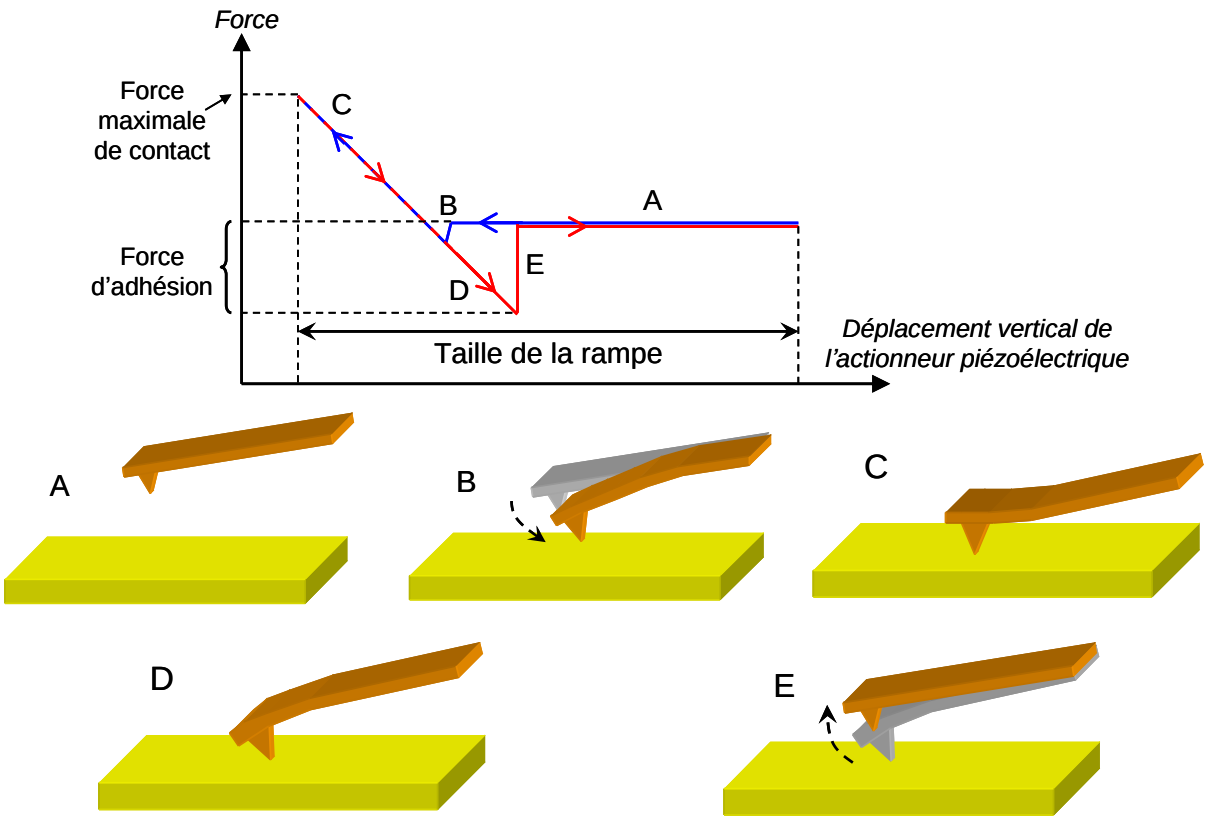


Figure 61 : Courbe de force en fonction de la distance pointe-échantillon avec un AFM

2.2.1.3 Description de l'expérience

L'AFM utilisé dans nos expériences est un modèle commercial Veeco Dimension 3000. Il est équipé d'un caisson étanche permettant de réaliser les expériences sous air ou sous azote (N_2) à pression atmosphérique. Il est utilisé en mode force (détaillé précédemment) afin de reproduire des cycles de fermeture et d'ouverture d'un microcontact. L'utilisation d'un porte-pointe électrique et des leviers AFM métallisés permet de rendre le contact conducteur.

Le contrôle mécanique (Figure 62) du levier est réalisé avec le logiciel de pilotage de l'équipement (Nanoscope3.0). L'information du déplacement mécanique est récupérée soit via ce logiciel[14], soit directement à partir du signal brut de la photodiode. La plage de déplacement maximale du tube piézoélectrique de l'AFM est de 5,6µm. Cependant d'un point de vue pratique la plage utile est plus petite et les rampes de déplacement du levier AFM peuvent s'étaler de quelques dizaines de nm à plusieurs µm. Ces rampes de déplacement (approche et retrait du levier) peuvent être réalisées à des fréquences allant de 0,01Hz à plusieurs Hz. Typiquement dans la plupart de nos essais, une rampe de plusieurs 100nm et une fréquence de 0,05Hz sont utilisées, ce qui donne une vitesse d'approche et de retrait de l'ordre de 10nm/s. Les leviers et échantillons utilisés sont détaillés plus loin.

[14] Pour cela, il faut enregistrer un signal de déclenchement sur une voie annexe du logiciel et sur le système de mesure électrique afin de recaler les courbes mécaniques et électriques a posteriori.

Le circuit de charge du contact est réalisé par une source de tension continue et un diviseur résistif (R_1 et R_2). Ceci permet de contrôler la tension imposée aux bornes du contact (V_c) et le courant maximal (i_c) qui circule dans celui-ci. Dans certains cas, une résistance de mesure placée après le contact permet d'obtenir une image du courant qui circule dans le contact.

L'information électrique récupérée consiste principalement à visualiser et enregistrer la tension aux bornes du contact en utilisant un oscilloscope numérique Tektronix DPO3034. D'autres informations électriques ou mécaniques du système telles que le courant de contact ou la déflection du levier peuvent être enregistrées en même temps. Ces signaux ont parfois été enregistrés de manière automatique en utilisant le logiciel de pilotage Labview[15].

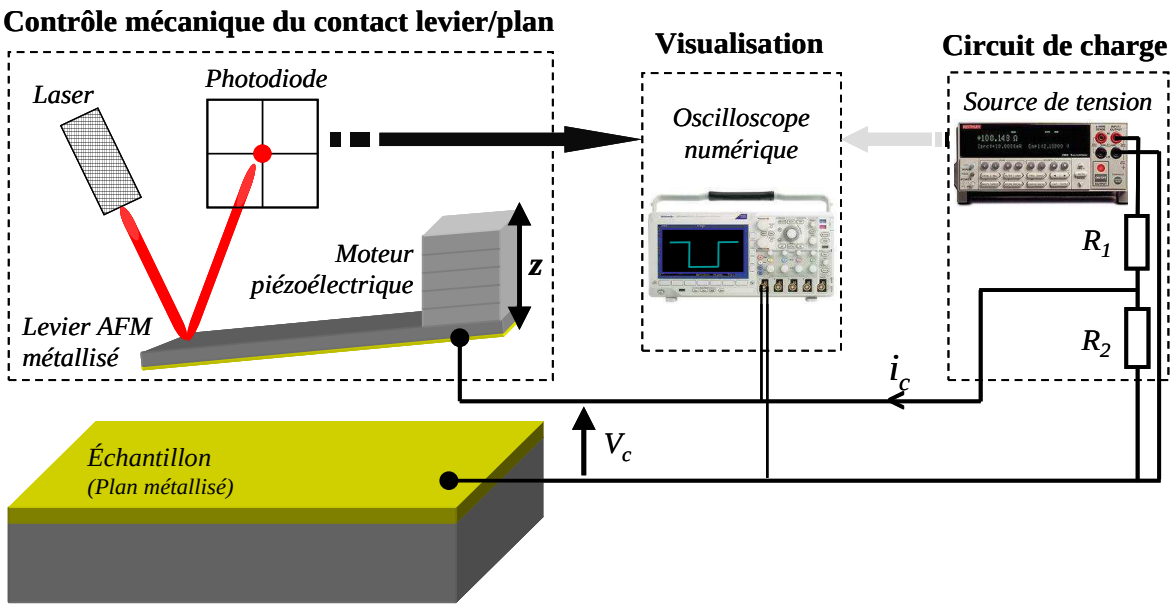


Figure 62 : Schéma de principe du montage expérimental utilisant l'AFM en mode force

Un des avantages d'utiliser un AFM est de pouvoir dissocier facilement l'ouverture de la fermeture du contact pour étudier ces deux phases séparément. La Figure 63 montre les conditions d'application de la tension de source (V_{source}) en fonction des types d'essais réalisés (étude de l'ouverture, de la fermeture). Les tensions appliquées aux bornes du contact (V_c) varient de 0V à 15V pour des courants circulant dans le contact entre 10µA et 10mA. Ces conditions sont choisies pour rester dans les ordres de grandeurs utilisés dans les relais MEMS (typiquement 5V, 100µA).

[15] Licence Labview 2010 de National Instrument (NI)

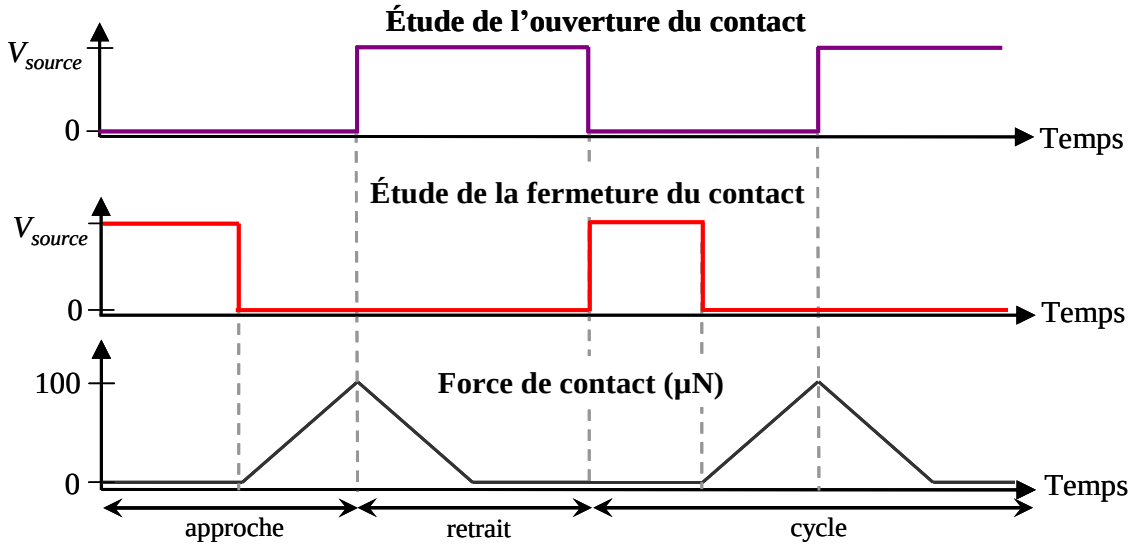


Figure 63 : Conditions d'application de la tension en fonction de l'établissement du contact pour l'étude de l'ouverture ou de la fermeture du contact

2.2.1.3.1 Les leviers AFM

Les leviers AFM constituent la partie mobile du contact. Ils sont montés sur un porte-pointe et fixés sur l'actionnement piézoélectrique. Le type de levier utilisé dans cette étude consiste en un levier sans pointe[16] (Figure 64). Ces leviers ont une fréquence de résonance de 580kHz et une raideur typique de 150N/m ce qui permet d'appliquer des forces de contact de l'ordre de 100µN similaires aux forces mises en jeu dans les relais MEMS. Dépourvue de pointe, la partie qui vient en contact avec l'échantillon est l'extrémité du levier qui a un angle mesuré à 160°. Les leviers ont été métallisés au laboratoire par dépôt PVD (Physical Vapor Deposition) du métal souhaité[17]. A l'exception de quelques cas particuliers qui seront précisés, les leviers AFM utilisés comprennent un dépôt en or (Au) de 200nm avec une couche d'accroche de titane (Ti) (~20nm). La rugosité de ce dépôt a été mesurée à 0,98nm.

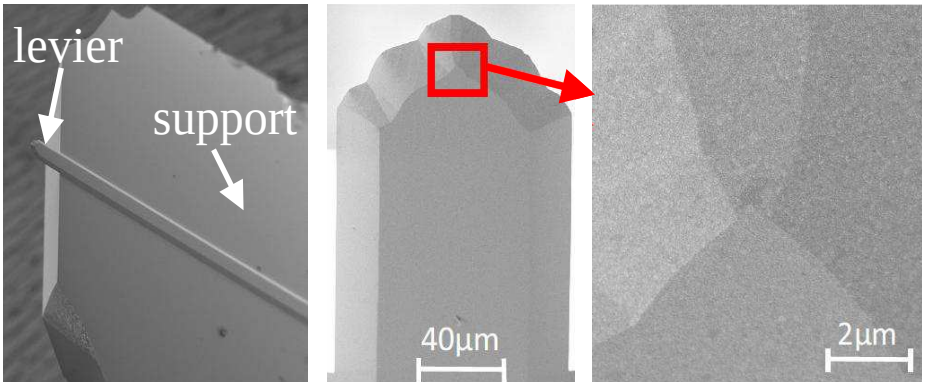


Figure 64 : Images MEB des leviers AFM métallisés (Au) sans pointe à l'état neuf

[16] Leviers commerciaux sans pointe non métallisés commandés chez Veeco probes (maintenant devenu Brüker).
[17] Cette métallisation diminue légèrement la fréquence de résonnance du levier qui doit être réétalonné. Cette modification n'est pas critique puisque les leviers ne sont pas utilisés dans un mode oscillant de l'AFM.

2.2.1.3.2 Les échantillons

Les échantillons constituent la partie fixe du contact. Ils se composent d'un substrat de silicium (Si) de 750µm d'épaisseur sur lesquels une couche d'accroche (principalement du chrome (Cr) à environ 25nm d'épaisseur) puis des dépôts métalliques par PVD sont réalisés. Trois métaux nobles sont étudiés : l'or (Au), le ruthénium (Ru) et le platine (Pt). L'or et le ruthénium correspondent aux deux métaux les plus utilisés dans les contacts de relais MEMS et le platine est un métal intéressant pour la commutation de signaux bas niveaux. Les épaisseurs et les rugosités des couches déposées ainsi que les principales caractéristiques de ces métaux sont indiquées dans le Tableau 7. Deux autres types d'échantillons sont étudiés dans la continuité de la thèse menée par Arrazat [Arra12] : des échantillons d'or implanté bore (B) et azote (N) à 10% atomique. Ces échantillons ont été testés d'un point de vue de la dureté et de la résistance de contact et ont montré des caractéristiques intéressantes par rapport à l'or pur (voir Partie 1.5.2). Ces deux matériaux n'ont en revanche pas pu être testés au cours des cycles et donc en résistance au transfert de matière.

Tableau 7 : Caractéristiques des métaux nobles étudiés

	Au	Ru	Pt
Epaisseur du dépôt (nm)	200 ou 1000	500	100
Rugosité RMS (nm)	1,25	1,86	0,8
Température de fusion (°C) *	1063	2350	1769
Conductivité électrique ($m\Omega^{-1}.mm^{-2}$) *	45,7	14,9	9,5
Dureté (10^2 $N.mm^{-2}$) *	2-7	4-8,5	25

* [Slade99]

2.2.2 Banc de cyclage

Pour étudier la dégradation d'un microcontact électrique au cours des cycles, Vincent a conçu un montage avec une pointe de test et une lamelle ferromagnétique à l'extrémité de laquelle l'échantillon étudié est collé [Vinc10]. La force de contact est contrôlée par des jauges de contraintes montées en pont et l'actionnement est réalisé à l'aide d'une bobine placée au-dessus de la lamelle ferromagnétique (Figure 65 et Figure 66). Le principal avantage de ce système est sa simplicité de mise en œuvre : le contact électrique peut être facilement étudié pour différents matériaux en se limitant à un seul dépôt métallique par échantillon. La fréquence d'actionnement élevée (quelques Hz à 10Hz) et la possibilité d'introduire le dispositif dans une enceinte hermétique permet également

d'étudier le contact électrique pour un très grand nombre de cycles (>10^6 cycles) dans un environnement contrôlé (air, N_2, Ar, de P_{atm} à 10^{-3}mbar).

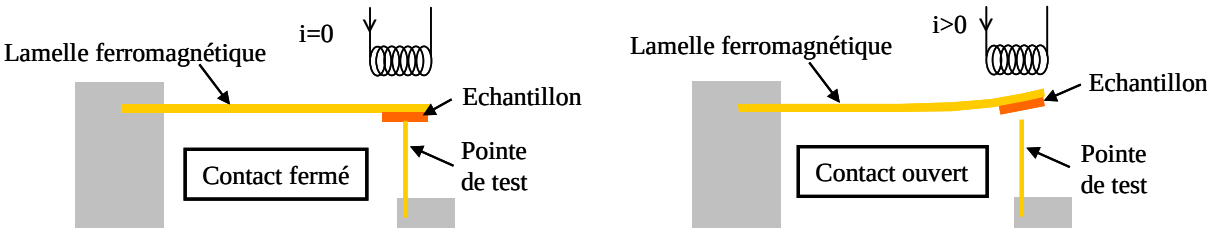


Figure 65 : Principe d'actionnement du banc de cyclage

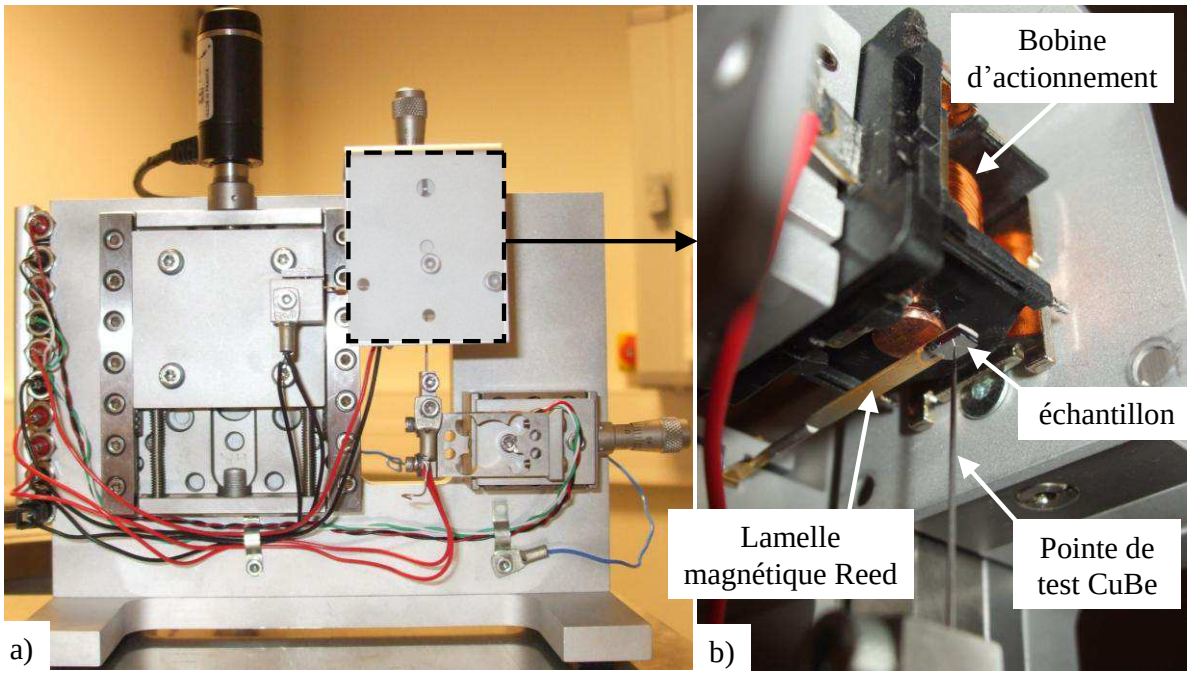


Figure 66 : a) Banc de cyclage et b) détails de la pointe de test et de la lamelle magnétique

Initialement prévu pour étudier la dégradation de la résistance de contact au cours des cycles, ce banc a été utilisé dans nos travaux pour étudier les phénomènes transitoires lors des ouvertures et fermetures d'un microcontact. Pour une description détaillée de ce banc le lecteur se reportera au manuscrit de thèse [Vinc10]. La distance d'ouverture du contact, mesurée par interférométrie optique, est de 6µm maximum.

Le contact fixe est une pointe de test commerciale en cuivre béryllium (CuBe)[18] du type de celles utilisées dans les stations de test sous pointes (Figure 67). Ces pointes ont été fournies métallisées (dépôt Au ~350nm) pour un meilleur contact électrique. Deux rayons de courbures de 10µm et 20µm ont été utilisés lors des expériences.

[18] Pointes de test du fournisseur American Probe & Technologies, ref 72BEG-E3, 100x1.25'

Les plans métalliques sont les mêmes échantillons que ceux détaillés précédemment dans les expériences AFM. Les deux métaux étudiés sont l'or et le ruthénium. Les échantillons sont collés à l'extrémité de la lamelle électromagnétique Reed. La continuité électrique est assurée par de la laque d'argent.

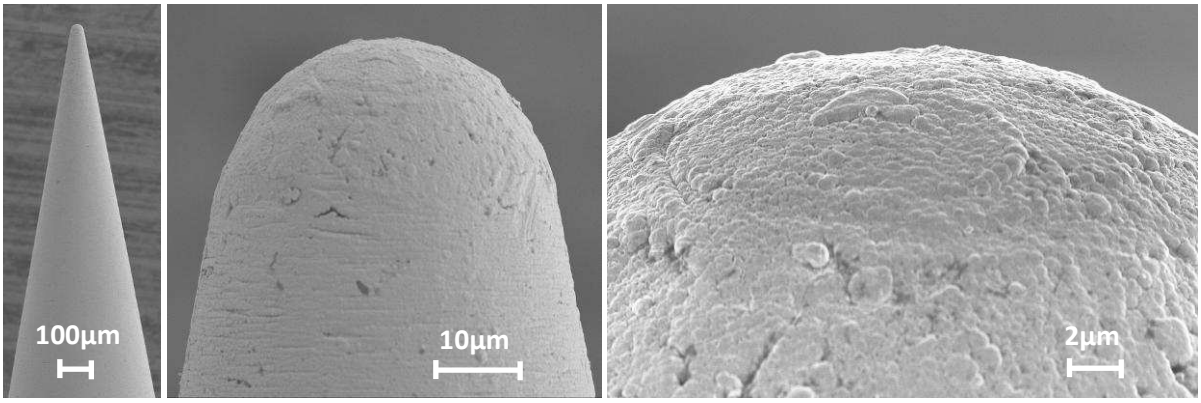


Figure 67 : Observations MEB d'une pointe CuBe neuve (modèle avec rayon de courbure de 20µm)

2.2.3 Réalisation d'un banc de claquage dans un microgap

L'AFM est un outil très intéressant pour notre étude mais il possède cependant deux défauts majeurs. La distance d'ouverture de contact est limitée par l'actionnement piézoélectrique (~2µm) et l'étude de différents environnements est difficile (hors mise du caisson sous azote). Pour étudier la déviation de la loi de Paschen, notamment pour des dimensions allant de 100nm à une dizaine de micromètres, un nouveau dispositif a été mis au point.

2.2.3.1 Cahier des charges

Le dispositif doit répondre à des caractéristiques complémentaires à celles de l'AFM : le but n'est pas de reproduire ce qui existe déjà. Il doit donc avoir une gamme de déplacement assez large permettant des études jusqu'à plusieurs dizaines de micromètres. La résolution doit être faible, quelques nanomètres seulement, puisque l'objectif est d'étudier le claquage lorsque deux électrodes ne sont séparées que par quelques dizaines de nanomètres jusqu'à quelques micromètres pour rester dans les gammes de distances des MEMS. Le dispositif total doit être suffisamment compact pour pouvoir être intégré dans une enceinte pour des études sous pression (positive ou négative) ou sous différents gaz. Il doit réaliser à la fois des cycles de contact et des maintiens de distance sans posséder une dérive importante pendant cette phase de maintien. Ces phases doivent également pouvoir être suffisamment rapides. Enfin, le changement des échantillons/pointes doit être facile pour l'utilisateur.

Pour répondre à ce cahier des charges, le choix s'est porté vers une platine piézoélectrique avec un fonctionnement en boucle fermée[19]. Cette platine constitue le cœur du montage mécanique et permet à la fois une large plage d'étude de distance (*x*) et une précision acceptable pour l'étude (Tableau 8).

Tableau 8 : Caractéristiques de la table piézoélectrique PI-HERA 625

Déplacement maximal de la table piézoélectrique	500µm
Résolution en déplacement	1,4nm
Précision mesurée	±25nm
Vitesse de déplacement minimale	80nm/s

2.2.3.2 Réalisation du banc

Cette platine est montée sur une table de pré-positionnement manuel[20] possédant une gamme de déplacement plus large (16 mm) permettant le montage et démontage plus facile et en sécurité (Figure 68). Un système de porte pointe permet à la fois d'être solidaire de la partie mobile de la table piézoélectrique et également le maintien de la pointe. Ce porte-pointe est conducteur ce qui permet d'assurer la reprise de contact au niveau de la pointe. L'échantillon est posé verticalement sur une plaque de maintien qui peut être déplacée horizontalement (*y*) ou verticalement (*z*). Des plaques d'adaptation isolantes en polymère sont mises entre les différents éléments pour assurer leur isolation lors des expériences (notamment la table piézoélectrique).

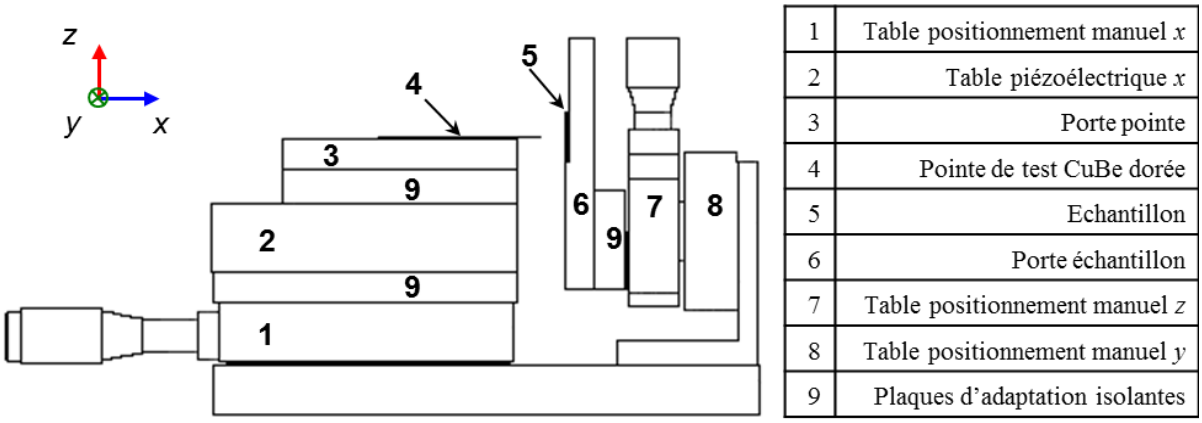


Figure 68 : Schéma du dispositif de claquage

[19] Platine PI-HERA 625 de chez Physik Instrument associée au contrôleur E-609.
[20] Platine micrométrique Newport (Micro-Controle) M-UMR5.16

Au final, le dispositif (Figure 69) possède les dimensions suivantes (largeur : 9cm, longueur 15cm, hauteur 8cm) et est suffisamment compact pour être placé dans une enceinte qui supporte une pression de 10bars (largeur : 11cm, longueur : 16,5cm, profondeur : 9cm).

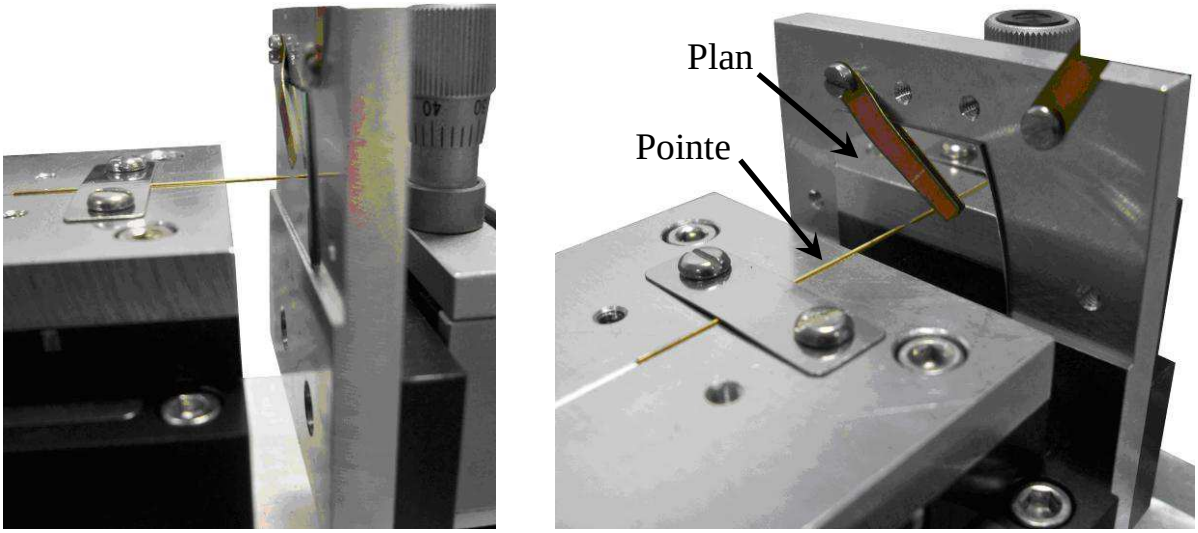


Figure 69 : Photographie du montage final

Les pointes utilisées sont identiques à celles utilisés dans le banc de cyclage. Ce sont des pointes CuBe dorées avec des rayons de courbures de 10µm ou 20µm.

Les échantillons sont identiques à ceux utilisés lors des expériences AFM. Ils consistent en un dépôt métallique d'or ou de ruthénium sur un substrat de silicium (cf. 2.2.1.3.2).

2.2.3.3 Pilotage et instrumentation du dispositif de claquage

L'ensemble du système est piloté par ordinateur grâce au logiciel de développement d'applications LabVIEW (National Instrument). Le programme créé permet principalement de contrôler le déplacement de la table piézoélectrique, et donc celui de la pointe (Figure 70). Il permet de définir, via une interface utilisateur, les différents paramètres mécaniques des expériences, notamment la vitesse de fermeture et d'ouverture et la distance de séparation des électrodes après détection du contact. Le principe de détection du contact repose sur une mesure électrique, il permet de déterminer la distance entre la pointe et le plan. Aussi longtemps que le contact est ouvert, le circuit de détection fonctionne en parallèle de l'approche mécanique. Une fois le contact fermé, le circuit de charge consiste simplement en une source de tension en série avec une résistance placée au plus près de la pointe pour éviter les décharges capacitives éventuelles liées aux câbles. Le circuit de charge est également piloté par ordinateur grâce au pilotage de la source de tension (type Keithley 24xx).

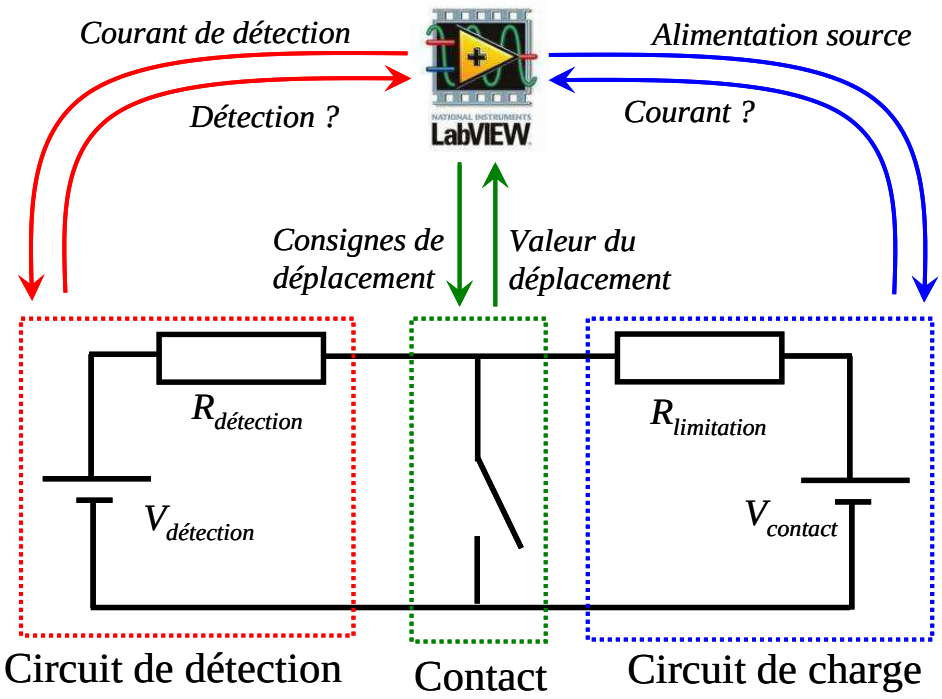


Figure 70 : Pilotage du dispositif de claquage

2.2.3.4 Fonctionnement d'un essai

Deux types de programmes ont été réalisés en fonction de la volonté de réaliser des cycles de contacts avec une distance et une vitesse d'ouverture contrôlée ou le maintien d'une distance précise. Dans les deux cas, le fonctionnement initial est le même (Figure 71). Une fois la table piézoélectrique placée en position initiale (position 0 en course), la détection du contact et donc le zéro entre les deux électrodes est effectuée par l'approche de la pointe. L'approche est réalisée en trois phases (A, B et C) possédant des vitesses de plus en plus lentes afin à la fois de réduire le temps d'approche, et d'avoir une vitesse de détection de contact la plus faible possible. Le zéro (D) est effectué lors de l'approche lente en mesurant le contact électriquement avec un faible niveau de tension et courant pour éviter la dégradation du contact lors cette étape (typiquement 0,1V/1nA). Une fois le contact effectué, et donc le zéro, détecté (D) les deux programmes se différencient :

- le programme de cycles effectue des approches/retraits successifs avec des distances d'ouvertures contrôlées sur le même principe que le mode force de l'AFM (E). La vitesse et le nombre de cycles sont également contrôlés et imposés par l'utilisateur. Ce programme a également été amélioré pour réajuster la distance en cas de dérive thermique de la position de contact. Ce programme est utilisé lors de l'étude des microcontacts par spectroscopie optique.

- Le programme de maintien de la distance permet simplement de se positionner à une distance voulue une fois le zéro effectué (F). Ainsi la distance entre les deux électrodes est parfaitement contrôlée et connue. Une fois la position atteinte, celle-ci est maintenue pendant un temps très court, typiquement quelques secondes, afin de réaliser une rampe de tension. Une fois le temps de maintien écoulé la table piézoélectrique retourne en position initiale. Ce programme est utilisé pour l'étude de la déviation de Paschen.

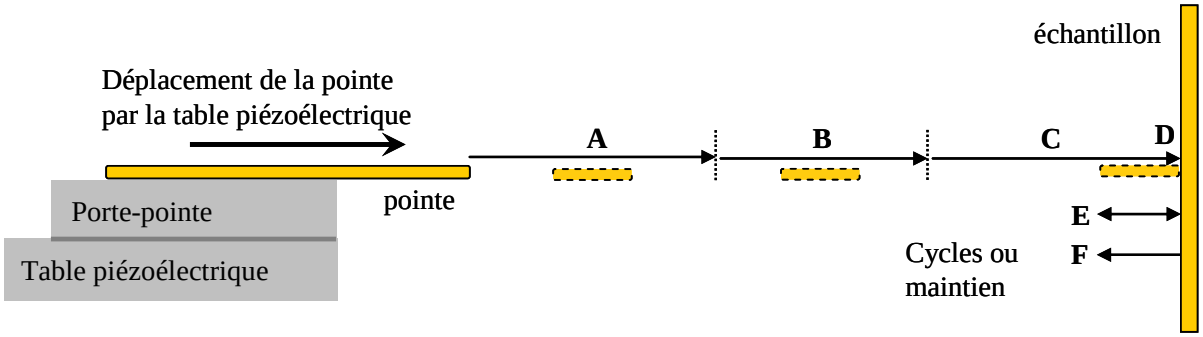


Figure 71 : Schéma de principe du dispositif d'étude du claquage

2.2.3.5 Caractérisation du banc

Une fois le banc de claquage monté et instrumenté, des tests de qualification ont été réalisés afin de vérifier ses performances. Ces tests ont été effectués à pression atmosphérique, sous air et azote. La Figure 72 représente un cycle typique réalisé par la pointe lors d'un essai (courbe de déplacement de la table piézoélectrique en fonction du temps). La phase d'approche avec les trois vitesses différentes est observable jusqu'au moment de la détection du contact qui se fait par mesure électrique du courant. Le recul puis le maintien de la distance pendant un temps donné est également observable. C'est pendant ce temps que la rampe de tension est appliquée aux bornes du contact afin de produire le claquage.

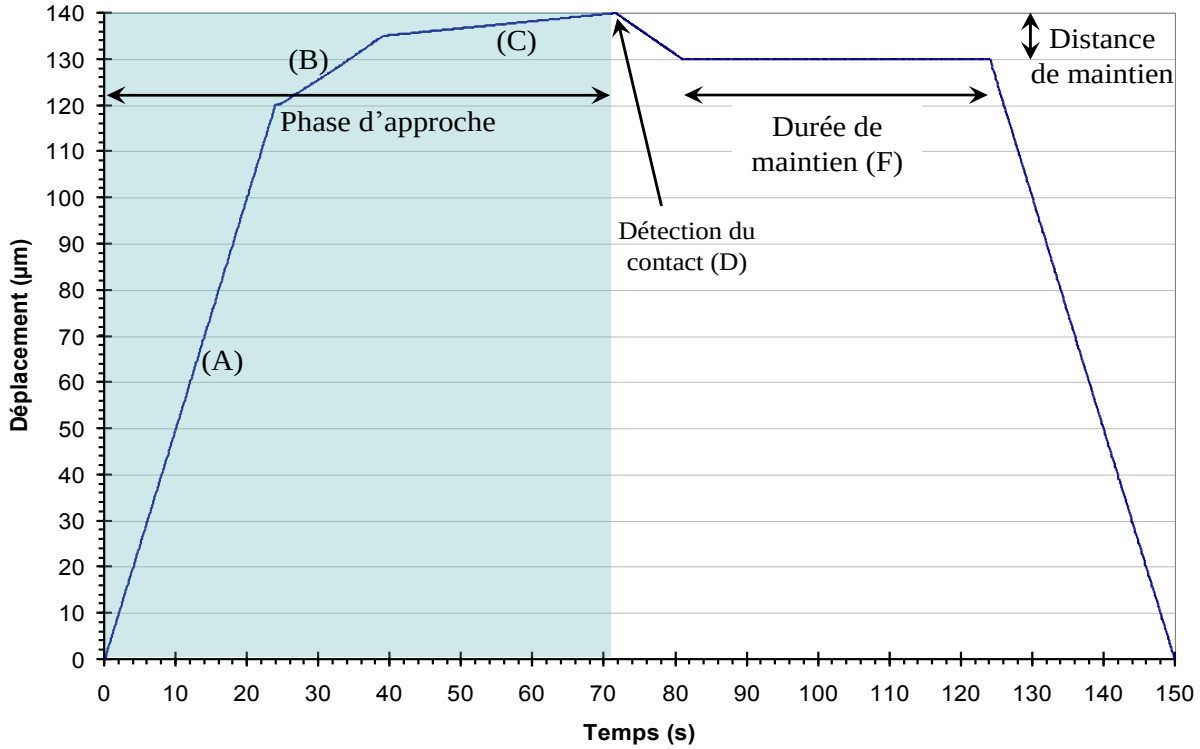


Figure 72 : Cycle réalisé par la table piézoélectrique

Un agrandissement de cette courbe pendant la phase de maintien est montré en Figure 73. Il permet d'évaluer les performances statiques obtenues pour le maintien d'une distance de 10µm après le contact. On peut voir que l'asservissement du système mécanique fait apparaître une légère oscillation de la table. Cette oscillation peut être limitée en réglant au mieux les paramètres d'asservissement du contrôleur de la table piézoélectrique, notamment en coupant au maximum la fréquence de résonance à l'aide des filtres. En réglant au mieux ces paramètres, une erreur de ±25nm du déplacement mécanique peut être obtenue.

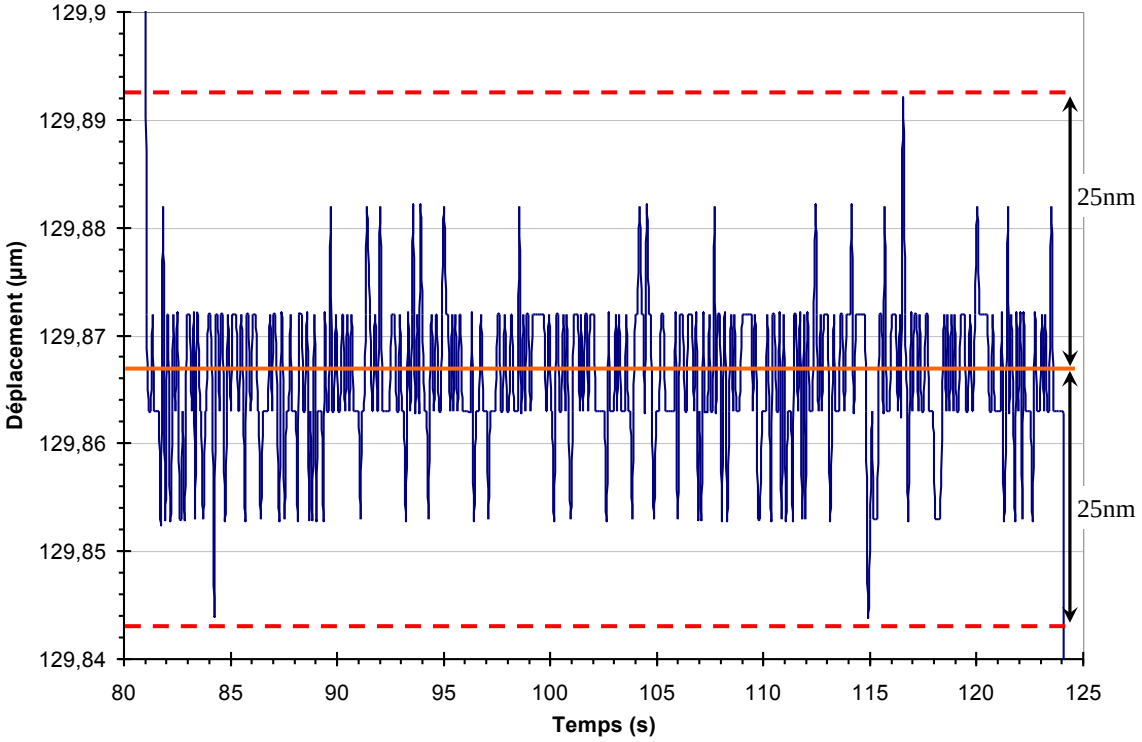


Figure 73 : Erreur de positionnement de la pointe pendant le temps de maintien de la distance

La Figure 74 représente la reproductibilité du système pour dix approches successives pour une distance pointe/plan de 1µm. Ceci permet de déterminer l'erreur de position du plan. Ces essais montrent que lors des différentes approches, une imprécision de l'ordre de ±30nm est obtenue sur la position du plan.

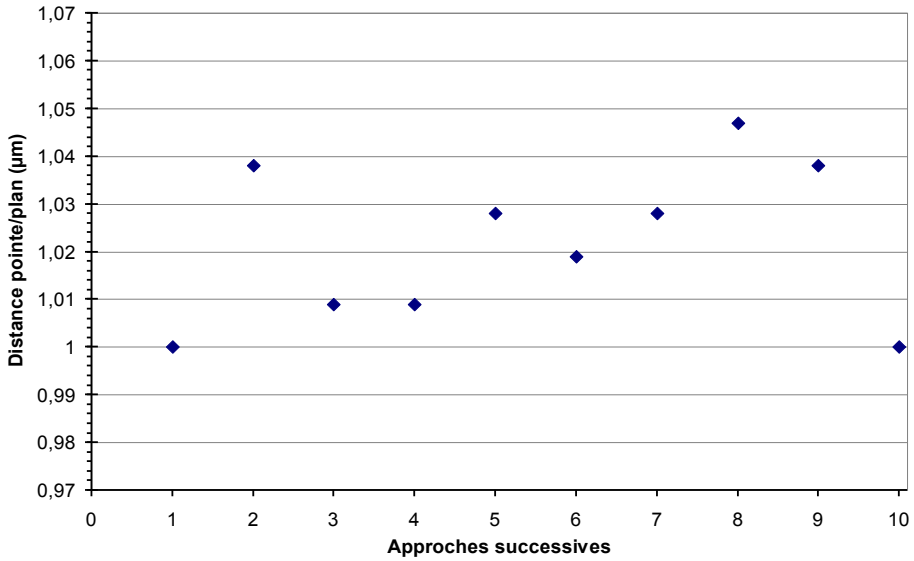


Figure 74 : Reproductibilité de la distance de contact pour dix approches successives

Finalement, l'incertitude de mesure de la distance entre la pointe et le plan peut être estimée à ±55nm.

2.3 Les expériences de spectroscopie optique

2.3.1 Description du banc expérimental

Le banc expérimental comprend plusieurs parties (Figure 75). Une première partie comprenant le dispositif expérimental à tester. Les différents dispositifs expérimentaux, détaillés plus loin, sont actionnés de manière cyclique afin d'établir un grand nombre de contacts. Ce contact est rendu conducteur grâce à un circuit permettant de contrôler la tension de contact à l'état ouvert ainsi que son courant à l'état fermé. Enfin la dernière partie comprend un banc optique permettant de focaliser la lumière émise par le contact et un système d'analyse de cette lumière pouvant être soit un spectrographe, soit un photomultiplicateur (PM). Ces éléments sont détaillés dans la partie suivante. Le signal du PM ainsi que la tension de contact ou le courant circulant dans le contact peuvent être observés de manière indépendante à l'aide d'un oscilloscope.

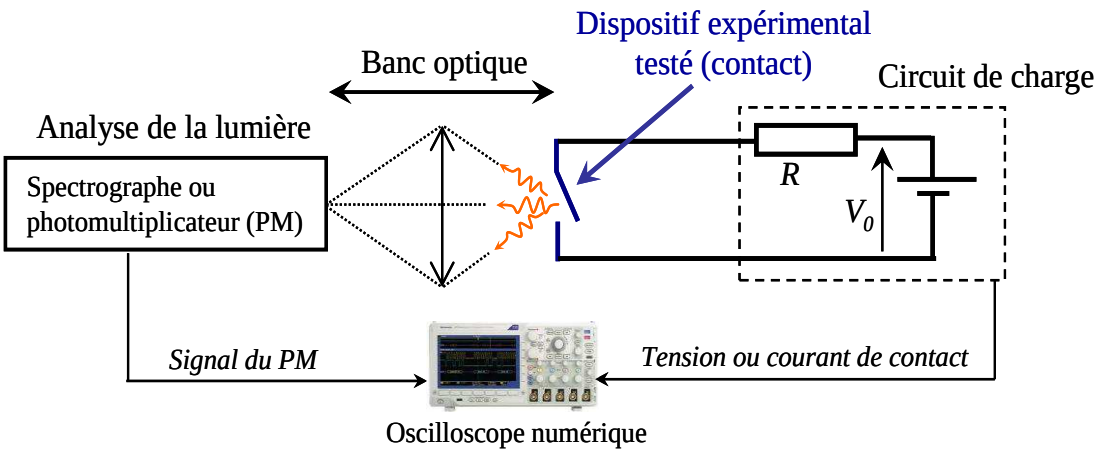


Figure 75 : Schéma de principe des expériences réalisées

Les expériences de spectroscopie sont réalisées sous air et à température ambiante dans une chambre noire afin d'empêcher l'interaction de la lumière extérieure avec la lumière émise par les échantillons testés. Une photographie du montage expérimental est présentée en Figure 76.

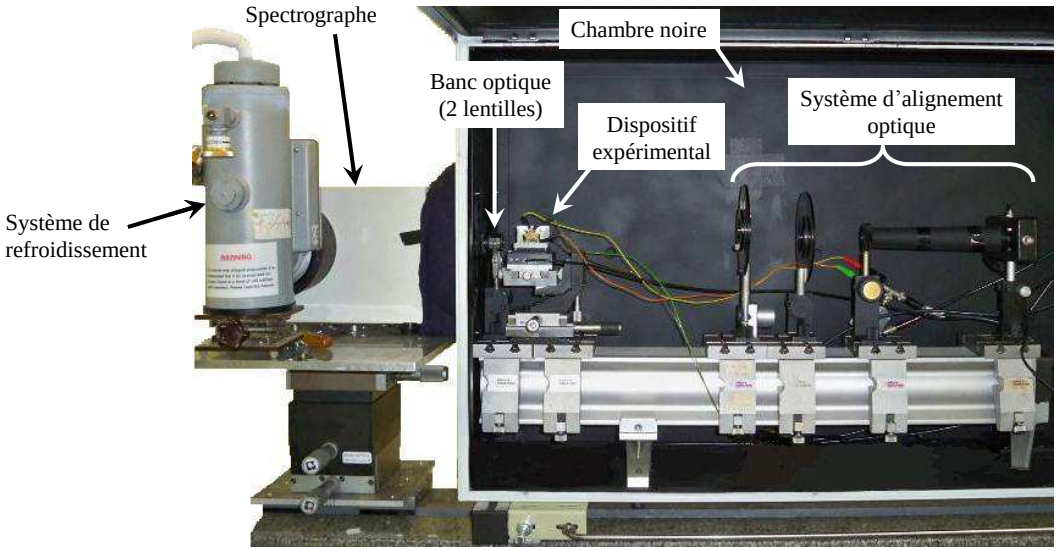


Figure 76 : Photographie du montage expérimental avec le spectrographe

2.3.2 Analyse de la lumière

Deux types d'analyses de la lumière émise par les dispositifs expérimentaux sont réalisées. La première consiste à recueillir l'information lumineuse avec un photomultiplicateur (PM). La seconde caractérisation consiste à utiliser un spectrographe plan Acton Research Corporation (ARC).

2.3.2.1 Photomultiplicateur (PM)

Le principe d'un PM repose sur le fait que tout photon reçu sur le détecteur est transformé en électron puis multiplié permettant ainsi de traduire l'information lumineuse en information électrique. Les photons reçus sur la photocathode du PM sont transformés en électrons par effet photoélectrique. Les électrons émis dans le tube du PM sous vide sont ensuite multipliés par des dynodes (électrodes secondaires). En recueillant le signal électrique à l'anode du PM sur un oscilloscope, une image de la lumière émise par les dispositifs est observée. Le PM est donc placé au plus proche des dispositifs afin de récolter le plus de photons possible sur son détecteur. Le photomultiplicateur utilisé[21] possède un bruit de fond de quelques nA et un temps de réponse de 37ns seulement. La courbe de réponse spectrale de la photocathode du PM est présentée en Figure 77.

[21] Modèle 8575 du fournisseur BURLE Industries

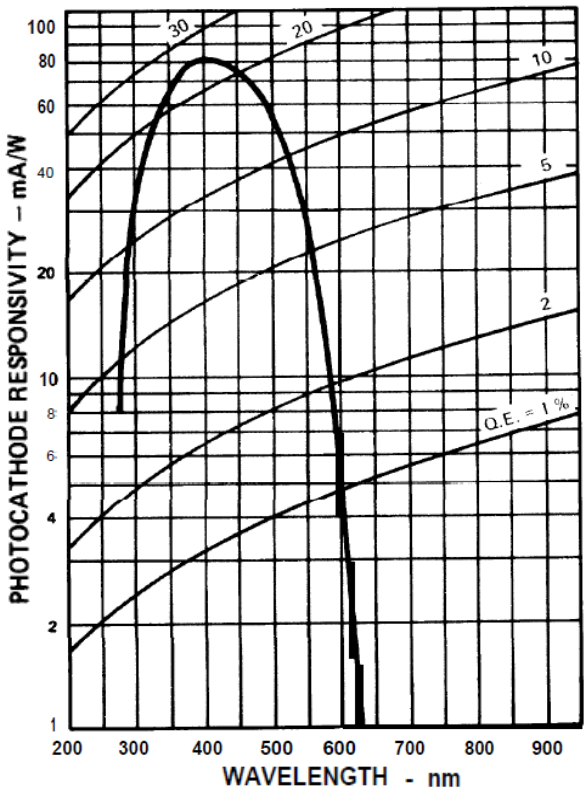


Figure 77 : Courbe de réponse spectrale de la photocathode du photomultiplicateur (PM)

2.3.2.2 Spectrographe

Le spectrographe peut être utilisé soit pour obtenir une image sur la détecteur CCD offrant ainsi une cartographie de la lumière émise, soit pour collecter puis répartir la lumière suivant les longueurs d'ondes qu'offre le réseau du spectrographe. Deux lentilles sont utilisées afin de focaliser la lumière sur la fente d'entrée du spectrographe. Le spectrographe utilisé est un SpectraPro-300i possédant une longueur focale de 300mm et une ouverture de fente f/4,0. L'analyse spectrale est réalisée dans le domaine 200-1100nm grâce à trois réseaux de diffraction : un réseau 150traits/mm et deux réseaux 1200traits/mm blazés respectivement à 300nm et 750nm. Dans nos analyses spectrales, seul le réseau 150traits/mm est utilisé. Le détecteur CCD utilisé est un détecteur 2D-CCDTKB-UV/AR (modèle LN/CCD 512F&SB, Princeton Instrument, Inc) situé dans le plan de sortie du spectrographe et piloté par un contrôleur (modèle ST-138, Princeton Instrument, Inc). La caméra CCD a des dimensions de 12,3x12,3mm avec 512 pixels sur chaque dimension ce qui donne des dimensions de 24x24µm pour chaque pixel. Le détecteur est refroidi à l'azote liquide à une température de -120°C pour limiter le bruit de fond (<1photoélectron/pixel/heure). Ceci permet l'acquisition de spectres avec un bruit de fond faible même pour des acquisitions longues durées. La plupart des mesures sont effectuées sur des longues durées afin d'accumuler les photons émis par nos dispositifs et ainsi

obtenir des spectres exploitables sans pour autant augmenter le bruit de fond. Enfin l'acquisition des spectres est pilotée par ordinateur en utilisant le logiciel « Winspec ».

Les courbes spectrales données sont corrigés par la courbe de réponse du spectrographe. La réponse spectrale du réseau 150traits/mm a été calibrée par [Li08] avec une lampe à filament de tungstène (Figure 78). Dans la fenêtre spectrale considérée, l'élargissement instrumental est déterminé en mesurant le profil d'une raie émise par une lampe étalon basse pression. Ainsi dans ces conditions, l'élargissement mesuré de la raie ne dépend que de l'ensemble de mesure. Pour une raie d'hélium à 728nm, l'élargissement instrumental est mesurée à $\Delta\lambda$=0,1nm [Li08].

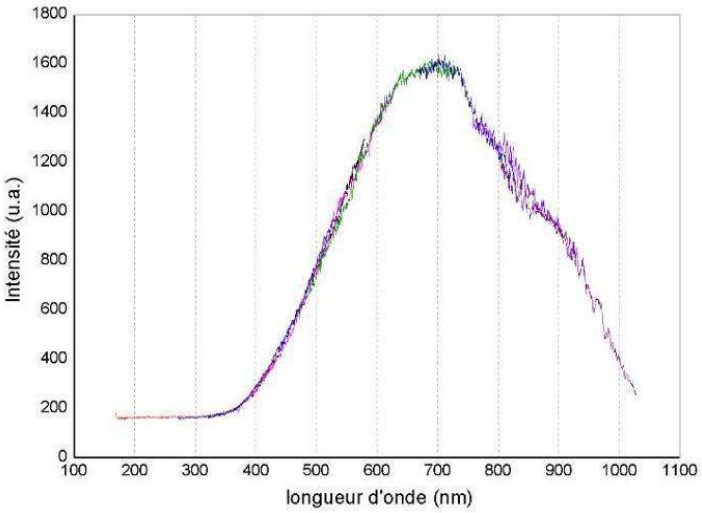


Figure 78 : Courbe de réponse du réseau 150traits/mm [Li08]

2.3.3 Dispositifs expérimentaux testés

Trois dispositifs expérimentaux sont utilisés pour étudier les microcontacts dans les études spectroscopiques. Les premiers essais sont effectués directement sur les relais MEMS magnétiques LETI décrits au premier chapitre. Ces relais sont actionnés par la rotation d'un aimant. Ils possèdent une distance d'ouverture maximale de 2µm. Le deuxième type d'essais est réalisé avec le banc de cyclage présenté en 2.2. Les distances d'ouvertures maximales sont de 6µm. Le troisième type d'essais est réalisé avec le dispositif de claquage présenté en 2.3 et utilisé dans le mode cyclage. La distance et la vitesse d'ouverture sont contrôlées avec des valeurs typiques de 1 à 2µm et de quelques 100nm/s.

2.4 Conclusion

Un certain nombre de techniques expérimentales ont été mises au point au cours de cette thèse. Les premières concernent des essais réalisés sur les relais MEMS soit en les actionnant directement (par actionnement électrostatique) avec des tests sous pointes ou en boîtier, soit en les actionnant en utilisant la technique de nanoindentation. Les autres techniques expérimentales utilisées permettent de reproduire et d'étudier les propriétés d'un microcontact plus facilement que dans un relais MEMS. Les caractéristiques de celles-ci sont regroupées dans le Tableau 9 ci-dessous. Ce tableau montre la complémentarité de ces expériences les unes par rapport aux autres en fonction des critères étudiés. Enfin, les techniques de caractérisation par spectroscopie optique ont été utilisées dans les microcontacts dans l'étude du transfert de matière. Les deux chapitres suivants sont dédiés aux résultats obtenus grâce à ces différentes techniques expérimentales.

Tableau 9 : Caractéristiques des méthodes d'étude d'un microcontact utilisées

	AFM	**Banc de cyclage**	**Banc de claquage**
Contact mobile	Levier AFM	Substrat métallisé	Pointe
Matériau possible	Au, Ru, Pt, etc…	Tout métal	W, CuBe (doré)
Contact fixe	Substrat métallisé	Pointe	Substrat métallisé
Matériau possible	Tout métal	W, CuBe (doré)	Tout métal
Gamme d'ouverture du contact	<3µm	Non connu	<200µm
Précision de la distance de contact	<1nm	Non connu	±55nm
Vitesse de cyclage	De 0,01Hz à 10Hz	<50Hz	<1Hz
Environnement	Air et azote	Air et azote	Air, azote, etc…
Pression d'étude	P_{atm}	P_{atm} à 10^{-3}mbar	P<10bars
Mesure de Rc	Possible	Oui	Possible
Mesure de Fc	Oui	Oui	Non

Chapitre 3 : Dégradation des contacts par transfert de matière

Chapitre 3 : Dégradation des contacts par transfert de matière

Dans le Chapitre 1, nous avons vu que le transfert de matière dans les relais MEMS a été mis en évidence par plusieurs auteurs. Les hypothèses qui permettent d'expliquer ce phénomène (origine et mécanismes mis en jeu) diffèrent néanmoins selon les équipes de chercheurs. Les résultats présentés dans ce chapitre ont pour but de mieux comprendre le transfert de matière aux dimensions micro et sub-micrométriques. La première partie illustre ce mécanisme de défaillance par sa mise en évidence dans un relais MEMS. La seconde partie a un aspect plutôt applicatif et traite principalement des paramètres pouvant influencer ce phénomène par une étude expérimentale sur un AFM. La troisième partie est consacrée à la compréhension des mécanismes physiques régissant le transfert de matière. Plusieurs études expérimentales sont menées pour apporter de nouveaux éléments et améliorer sa compréhension. Enfin, la dernière partie concerne l'analyse de ce phénomène au vu des différents résultats obtenus.

3.1 Mise en évidence dans les relais MEMS

Il est aujourd'hui communément admis qu'il existe deux modes de défaillance des contacts électriques des relais MEMS au cours de leur durée de vie. Pour mettre en évidence ces comportements, des relais LETI électrostatiques sont testés jusqu'à défaillance selon le protocole expérimental décrit en partie 2.1.2. Au cours des cycles, la résistance aux bornes du contact du relais MEMS est mesurée : elle correspond à la résistance du circuit à l'état ouvert (R_{open}) et à la résistance de contact à l'état fermé (R_c). Le premier mode de défaillance observé se traduit par une augmentation de la résistance de contact R_c. Ce comportement apparaît pour des cycles réalisés en « cold switching » (Figure 79), ou pour des cycles réalisés en « hot switching » avec une tension de contact à l'état ouvert (V_c) inférieure à 5V (Figure 80). Dans ces deux conditions expérimentales, la résistance de contact passe de quelques ohms à plusieurs milliers d'ohms. La résistance à l'état ouvert R_{open} est toujours constante au cours des cycles et égale à la valeur de la résistance des appareils de mesure. Nous avons cherché à expliquer l'origine de cette augmentation à l'aide d'un examen de la surface des contacts.

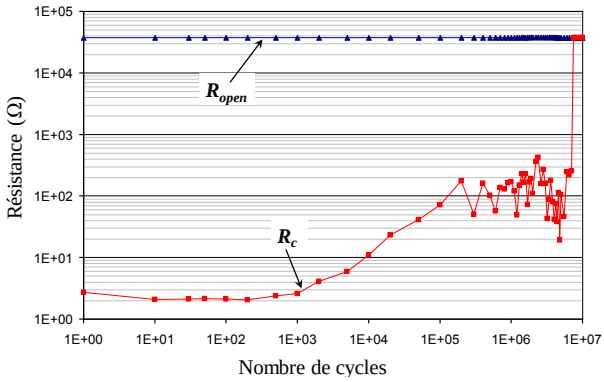


Figure 79 : Evolution typique de la résistance à l'état fermé (R_c) et à l'état ouvert (R_{open}) au cours des cycles en "cold switching" (i=100µA)

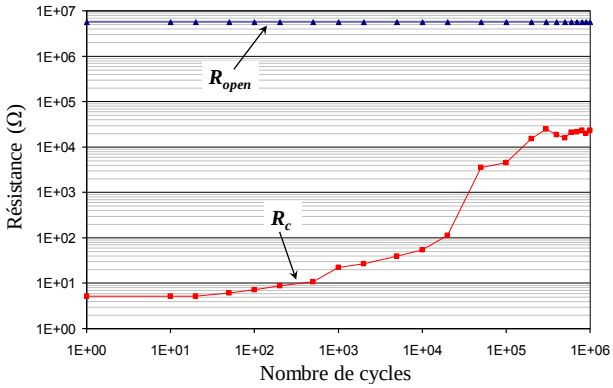


Figure 80 : Evolution typique de la résistance à l'état fermé (R_c) et à l'état ouvert (R_{open}) au cours des cycles en « hot switching » pour Vc<5V (i=100µA)

La Figure 81 montre une observation par Microscopie Electronique à Balayage (MEB) des contacts fixes des relais MEMS après 10^7 et 10^6 cycles. Des tâches noires en surface sont présentes à la surface du contact. Celles-ci sont caractéristiques de l'apparition de couches de contamination carbonée ou de polymères de friction, déjà observés par Vincent [Vinc10]. Ces couches de nature résistive permettent d'expliquer l'augmentation de la résistance de contact R_c observée dans les Figure 79 et Figure 80.

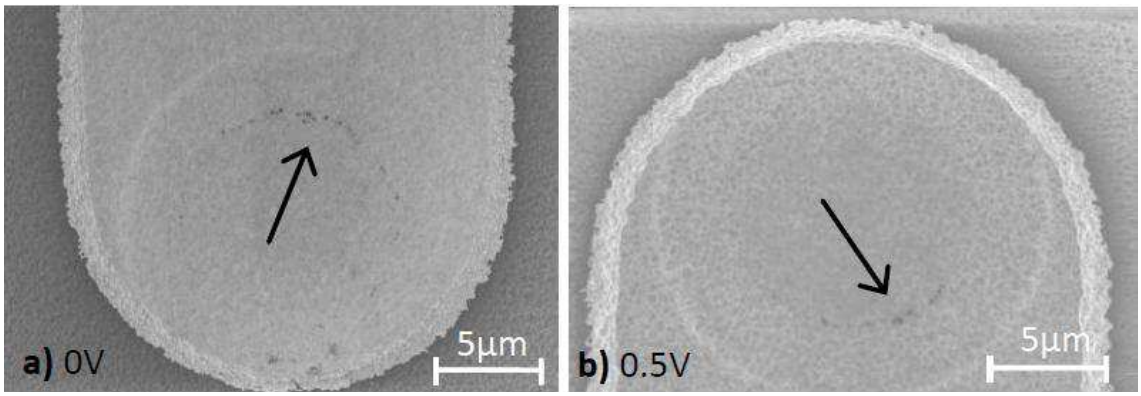


Figure 81 : Observation MEB des contacts fixes de relais MEMS RF LETI électrostatiques après des cycles (a) en "cold switching", (b) en « hot switching » pour V_c<5V

Le second mode de défaillance garde une bonne stabilité de la résistance de contact R_c au cours des cycles mais se traduit par une brusque diminution de la résistance à l'état ouvert R_{open}, à partir de centaines de milliers de cycles dans nos résultats en Figure 82 pour une tension de contact à l'état ouvert V_c=5V. Un tel comportement correspond au collage du contact : le contact reste définitivement en position fermée. Ce résultat typique est obtenu pour des cycles en « hot switching » avec V_c≥5V. Certains auteurs ont mis au point des astuces pour tenter de rouvrir le contact après collage. Iannacci a par exemple introduit un serpentin avec un matériau thermique dans la membrane qui crée des forces de cisaillement et des contraintes permettant de rouvrir le contact en cas de collage [Iann10].

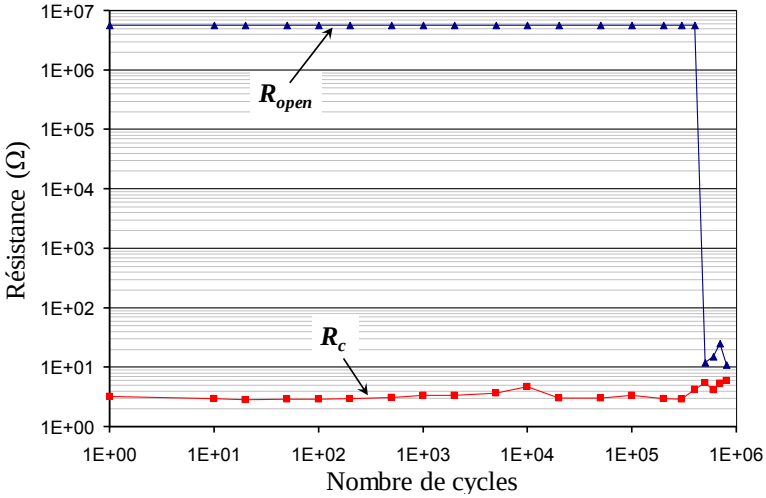


Figure 82 : Evolution typique de la résistance à l'état fermé (R_c) et à l'état ouvert (R_{open}) au cours des cycles en "hot switching" pour V_c≥5V (i=100µA)

L'observation par MEB des contacts fixes et mobiles après la défaillance par collage indique clairement la présence d'un transfert de matière entre les électrodes de contact (Figure 83). Le relais électrostatique LETI comprend un pont mobile et donc deux contacts en série. Le sens du transfert dépend de la polarisation des électrodes de contact et est toujours dirigé de l'anode à la cathode, on peut donc observer sur l'un des contacts fixes un cratère et un monticule de matière sur l'autre (Figure 84).

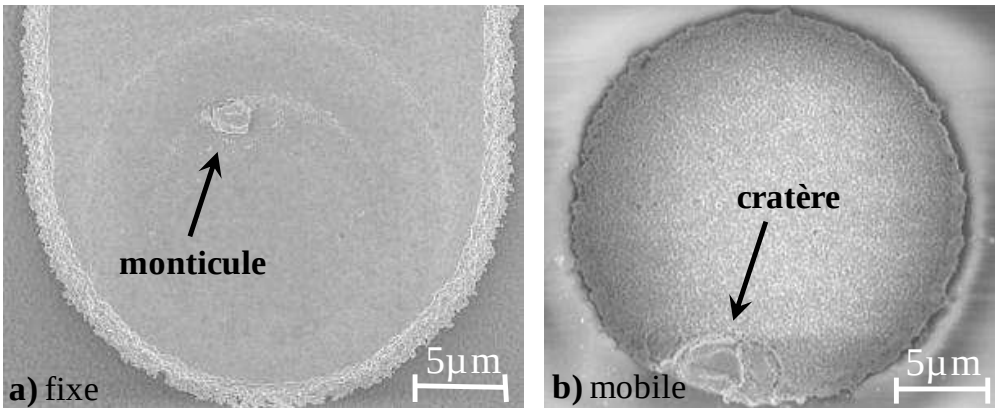


Figure 83 : Observation MEB (a) du contact fixe et (b) mobile après des cycles en "hot switching" (V_c=5V)

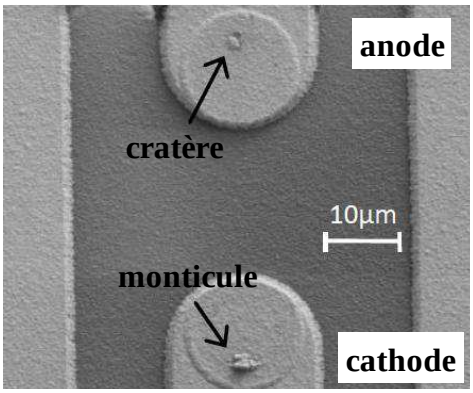


Figure 84 : Observation MEB des deux contacts fixes après des cycles en "hot switching" (V_c=5V)

3.2 Etude expérimentale du transfert de matière par AFM

3.2.1 Reproduction du transfert de matière avec l'AFM

L'ouverture et la fermeture d'un contact électrique de dimension micrométrique peuvent être reproduits en utilisant un AFM en mode force. Des cycles d'approches/retraits sont réalisés entre un levier doré et un substrat métallisés. Celui-ci est instrumenté afin d'appliquer la tension et le courant voulu au contact. Les leviers utilisés sont dépourvus de pointe et relativement raides (~150N/m). Les détails expérimentaux sont fournis dans le Chapitre 2 en 2.2.1. L'AFM permet de créer des ouvertures/fermetures avec des distances inter-contacts similaires à celles rencontrées dans les relais MEMS, c'est-à-dire quelques centaines de nanomètres (300nm à 500nm typiquement). Pour vérifier que le transfert de matière peut être reproduit par cette technique, des essais sont réalisés avec deux polarisations différentes. L'observation des leviers AFM, en Figure 85, montre qu'en polarisation anodique un cratère se forme à leurs extrémités, tandis qu'en polarisation cathodique, un dépôt de matière se crée. Le transfert se produit bien de l'anode vers la cathode.

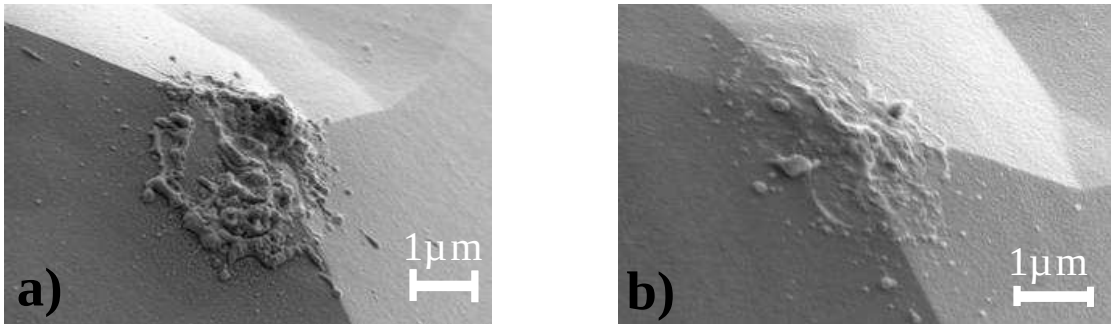


Figure 85 : Observation MEB des leviers AFM sans pointe après des cycles "hot switching" en polarisation anode (a) et en polarisation cathode (b)

Ces observations sont confirmées lorsqu'on utilise des matériaux différents à l'anode et à la cathode. Nous avons en particulier étudié le cas d'un levier AFM métallisé (Au) en polarisation cathodique, et un substrat Si métallisé (Ru) en polarisation anodique. Une analyse par EDX (Energy Dispersive spectroscopy X-ray) montre que la matière transférée sur le levier est du ruthénium provenant du plan. Le sens du transfert de matière est donc bien identique à celui que nous avons observé dans les relais MEMS (Figure 86)[22].

Des images MEB typiques des bouts des leviers AFM après des essais dans les deux polarisations (cathode et anode) sont illustrées en Figure 87.

[22] Remarque : il pourrait être également intéressant d'observer si du transfert de la cathode vers l'anode est également présent (en quantité bien inférieure) en vérifiant par EDX dans le cratère formé à l'anode.

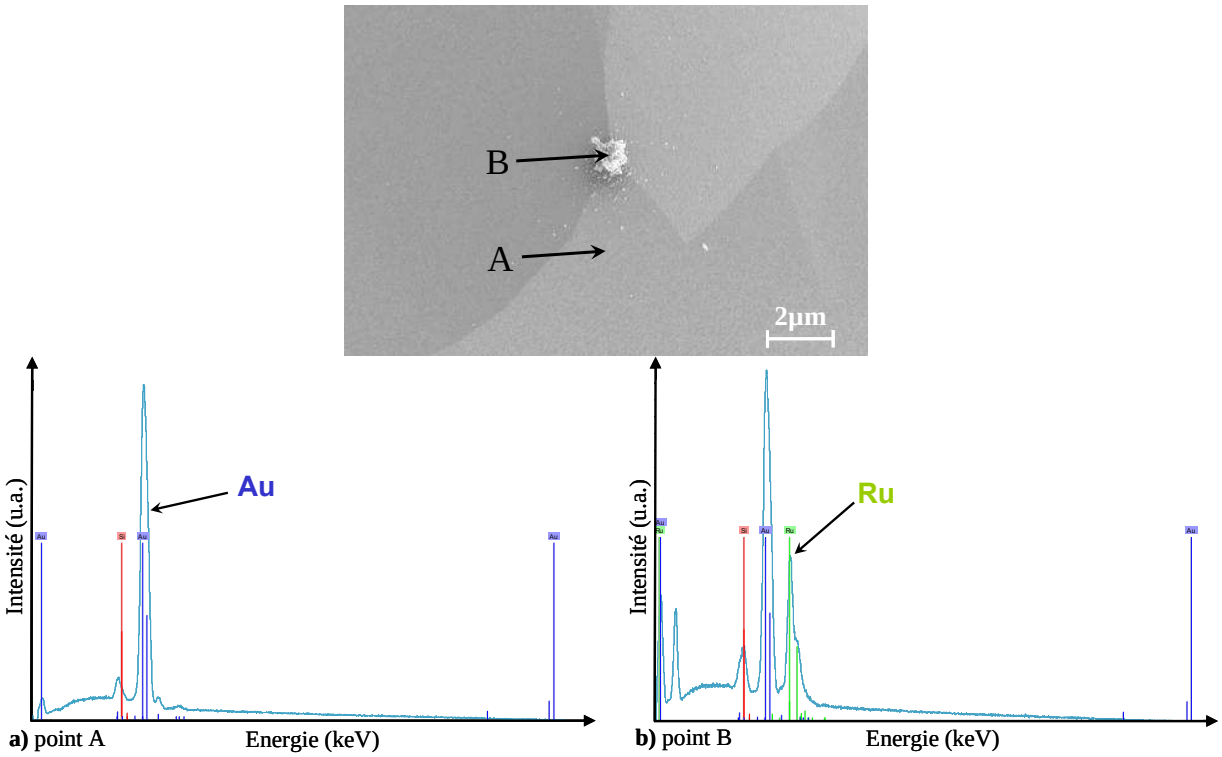


Figure 86 : Image MEB du levier après transfert de matière et analyse EDX sur le levier (a) et au niveau du transfert de matière (b)

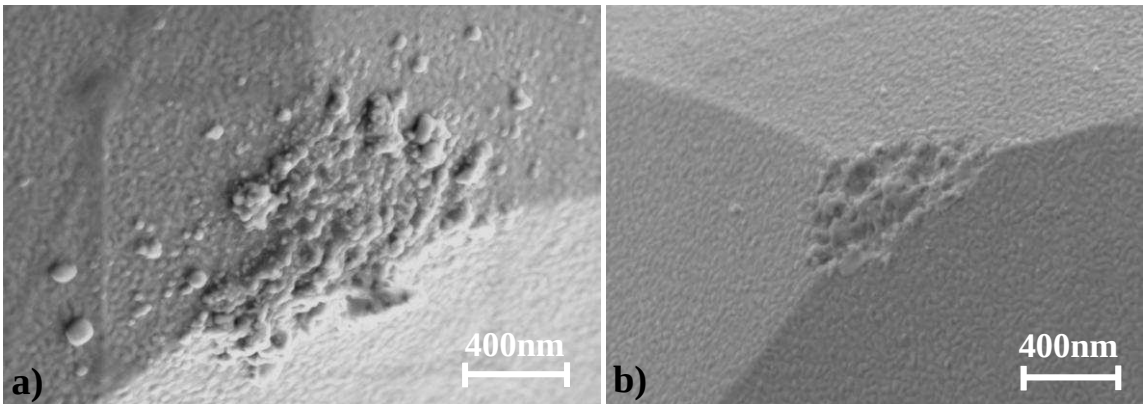


Figure 87 : Etat des leviers AFM après a) 50 cycles Au-Au sous 10V/100µA en polarisation cathodique, b) 100 cycles Au-Pt sous 5V/1mA en polarisation anodique

3.2.2 Quantification du volume transféré

Une donnée intéressante dans les études de transfert de matière est le volume transféré d'une électrode à l'autre afin de fournir des informations quantitatives. La détermination de cette quantité de matière ne peut pas être ici réalisée par une simple méthode de pesage classique des électrodes de contact avant et après les essais. Le volume de matière transférée par la technique AFM est en effet beaucoup trop faible pour espérer détecter une différence de masse (<0,1µm^3, soit de l'ordre du picogramme). La méthode utilisée consiste à réaliser une cartographie de la surface de la cathode à l'aide d'un AFM utilisé en mode « Tapping » et à calculer le volume qui a été déposé à sa surface

par différence avec une cartographie initiale. Le levier AFM a toujours été polarisé en cathode afin de retrouver plus facilement la zone affectée par le transfert de matière (bout du levier).
On notera tout de même que la réalisation de ces expériences (essais et cartographie de surface) demande beaucoup de temps puisqu'il faut compter dans chaque cas environ 20 minutes pour l'essai et 40 minutes pour la cartographie du levier (sans compter les temps de préparation). C'est pourquoi le nombre d'expériences réalisées dans les mêmes conditions expérimentales a parfois été limité.

Pour étudier leur reproductibilité, six expériences ont été réalisées dans les mêmes conditions expérimentales : 10V/100µA sont appliqués aux bornes du contact, seule la phase de fermeture est étudiée, l'électrode fixe se compose d'un morceau de silicium métallisé (Au 200nm PVD), le levier AFM est également doré, polarisé en cathode et il effectue 50 cycles de fermeture à une vitesse de 30nm/s (rampe de 300nm et fréquence de 0,05Hz) (détails en 2.2.1.3). Le volume de matière transférée pour chacun de ces six essais montre une reproductibilité assez bonne entre les différents essais (Tableau 10).

Tableau 10 : Volume de matière transférée pour 50 cycles sous 10V/100µA (v=30nm/s)

N° expérience	Volume (µm^3)	Erreur min* (µm^3)	Erreur max* (µm^3)
1	0,00567	0,00045	0,00067
2	0,00676	0,00062	0,0004
3	0,0161	0,0031	0,0045
4	0,01193	0,00384	0,00256
5	0,00751	0,00068	0,00094
6	0,01271	0,00265	0,00174
moyenne	0,01011	*erreur liée au volume pris en compte	
Ecart type	0,00373		

Les volumes de matière transférée sont donc de l'ordre de 0,01µm^3 pour ces conditions expérimentales. Bien que ces dernières soient différentes, cette valeur est du même ordre de grandeur que celles mesurées par Yang, environ 0,05µm^3, et plus récemment par Hennessy, environ 0,02µm^3, tous deux utilisant également un AFM instrumenté [Yang11, Henn13]. On notera que la même technique a été utilisée pour le calcul du volume.
Dans nos expériences ces volumes ont été obtenus après seulement 50 cycles de contact à une vitesse de 30nm/s. Les expériences AFM permettent donc de reproduire avec peu de cycles d'ouvertures/fermetures les transferts de matière obtenus dans les relais MEMS après des centaines de milliers ou millions de cycles. Il est très intéressant de remarquer que plutôt que le nombre de cycles, c'est peut-être le rapport du nombre de cycles sur la fréquence de cycle ou simplement la

vitesse d'actionnement qui importent. En effet les deux auteurs mentionnés précédemment obtiennent des volumes de transfert de matière équivalents pour des plus grands nombres de cycles mais à des fréquences plus élevées 2.10^3cycles à 1Hz pour Yang et 10^5cycles à 500Hz pour Hennessy. Le Tableau 11 montre que les rapports du nombre de cycles sur la fréquence de cycles sont proches (autour du millier) pour des volumes transférés quasi-équivalents. On peut également remarquer que la vitesse d'actionnement joue un rôle très important sur le transfert de matière : plus la vitesse est importante, plus le nombre de cycles est important pour obtenir un volume transféré similaire.

Tableau 11 : Comparaison des résultats des différents travaux de la littérature

	Volume	Nb de cycles	Fréquence des cycles	Rapport Nb/fréquence	Vitesse
Yang	~0,05µm^3	2 000	1 Hz	2000	200nm/s
Hennessy	0,02µm^3	100 000	500Hz	200	4400µm/s
Nos résultats	0,01µm^3	50	0,05Hz	1000	30nm/s

La vitesse d'actionnement semble jouer un rôle très important dans le vieillissement et la dégradation du contact. Le contrôle de la vitesse d'approche sera donc un paramètre qui sera pris en compte dans les différents dispositifs expérimentaux par la suite.

3.2.3 Etude des phases d'ouverture et de fermeture

Notre montage qui repose sur l'utilisation d'un AFM permet de dissocier les phases de fermeture et d'ouverture du contact sous tension ou courant. Des observations MEB ont été réalisées après des cycles où l'on applique une tension aux bornes du contact soit au cours de la phase d'ouverture, soit au cours de la phase de fermeture dans les mêmes conditions expérimentales (50 cycles sous 10V/100µA à 30nm/s, contact Au-Au). Le volume de matière transférée semble alors beaucoup plus important lors de la fermeture (Figure 88).

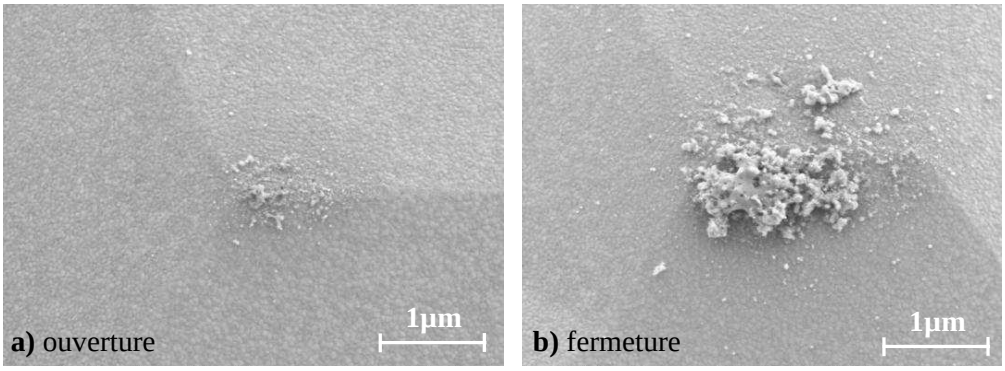


Figure 88 : Observation MEB des leviers pour 50 cycles sous 10V/100µA, contact Au-Au (polarisation cathodique) : a) à l'ouverture et b) à la fermeture (v=30nm/s).

Pour confirmer et quantifier ces résultats, trois séries d'essais sont réalisées avec des conditions expérimentales différentes pour étudier indépendamment la fermeture et l'ouverture du contact (détails Chapitre 2, partie 2.2.1.3). La première série d'essais constitue notre cas de référence avec un substrat Si métallisé (Au, 10V/100µA). Deux autres séries en changeant soit la tension de contact à l'état ouvert (Au, 15V/100µA), soit le type de substrat (Ru, 10V/100µA) sont ensuite menées. Dans tous les cas la phase de fermeture provoque un transfert de matière nettement plus important par rapport à la phase d'ouverture (Figure 89), ce qui confirme nos premières observations (volume quasiment non mesurable à l'ouverture avec Au). L'effet de la tension sera abordé plus loin.

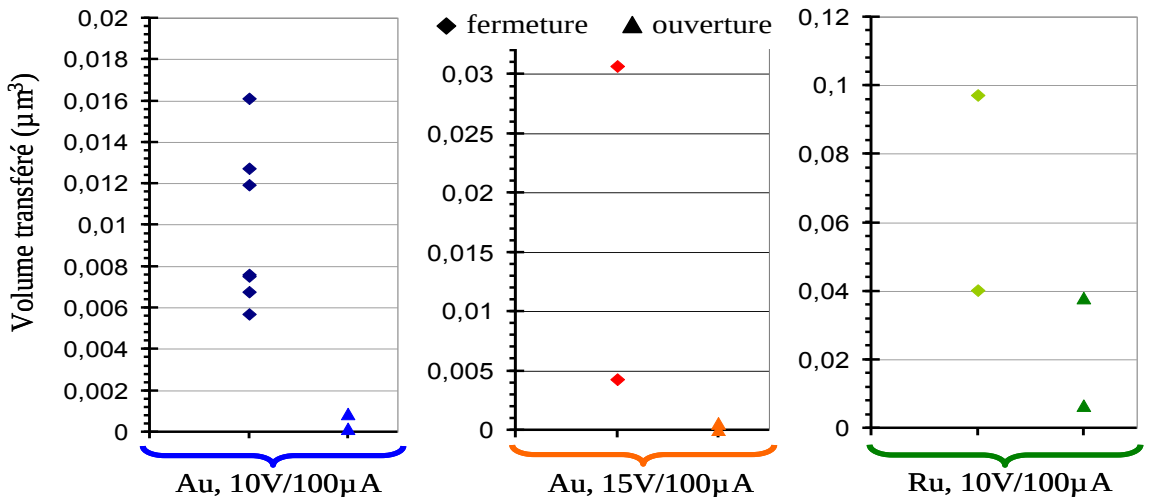


Figure 89 : Comparaison du transfert de matière à la fermeture et à l'ouverture pour trois conditions expérimentales différentes

Dans la suite de nos essais, **seule la phase de fermeture est étudiée** puisque celle-ci est la plus critique du point de vue du transfert de matière.

3.2.4 Influence de la tension de contact à l'état ouvert

Tout en gardant un courant constant dans l'état fermé (100µA), une tension de 0 à 15V est appliquée aux bornes du contact à l'état ouvert pour étudier l'influence de celle-ci. Cinquante fermetures sous tension sont réalisées avec un contact Au-Au et des leviers AFM en polarisation cathodique. Les observations MEB des leviers après les essais montrent que le transfert de matière augmente avec cette tension (Figure 90).

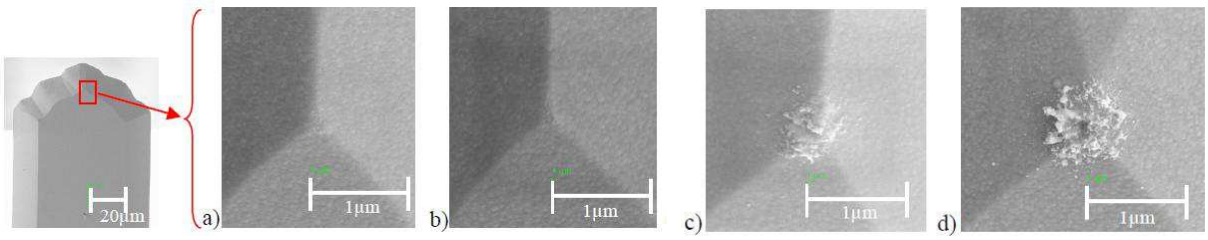


Figure 90 : Observation des leviers AFM après des cycles sous des tensions de (a) 0V (mécanique), (b) 3V, (c) 7V et (d) 10V

Les volumes de matière transférée sur le levier sont mesurés selon la méthode décrite en partie 3.2.2. La Figure 91 montre que le transfert de matière augmente avec la tension au-delà d'une certaine tension de seuil. Dans le cas d'un contact Au-Au, cette tension de seuil avoisine 4V à 5V. On retrouve ici les résultats observés sur les relais MEMS : lorsque les tests sont réalisés en « hot switching » et pour des tensions supérieures ou égales à 5V, du transfert de matière est observé et la défaillance principale survient par collage des contacts.

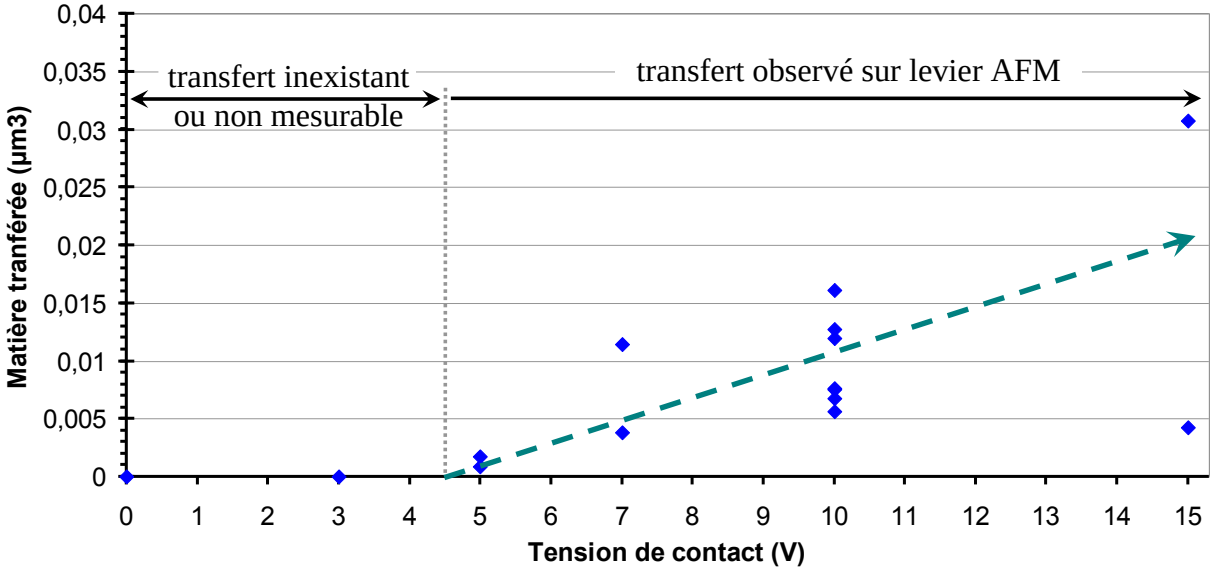


Figure 91 : Evolution du transfert de matière avec la tension de contact à l'état ouvert lors de la fermeture (i=100µA, v=30nm/s)

3.2.5 Influence du courant de contact

De la même manière, nous avons cherché à évaluer l'effet du courant traversant le contact pour une tension constante de 5V. Cinquante fermetures sous tension ont été réalisées avec un contact Au-Au et des leviers AFM polarisés en cathode. La Figure 92 montre que malgré l'augmentation du courant, décade par décade entre 10µA et 10mA, le transfert de matière n'évolue pas significativement.

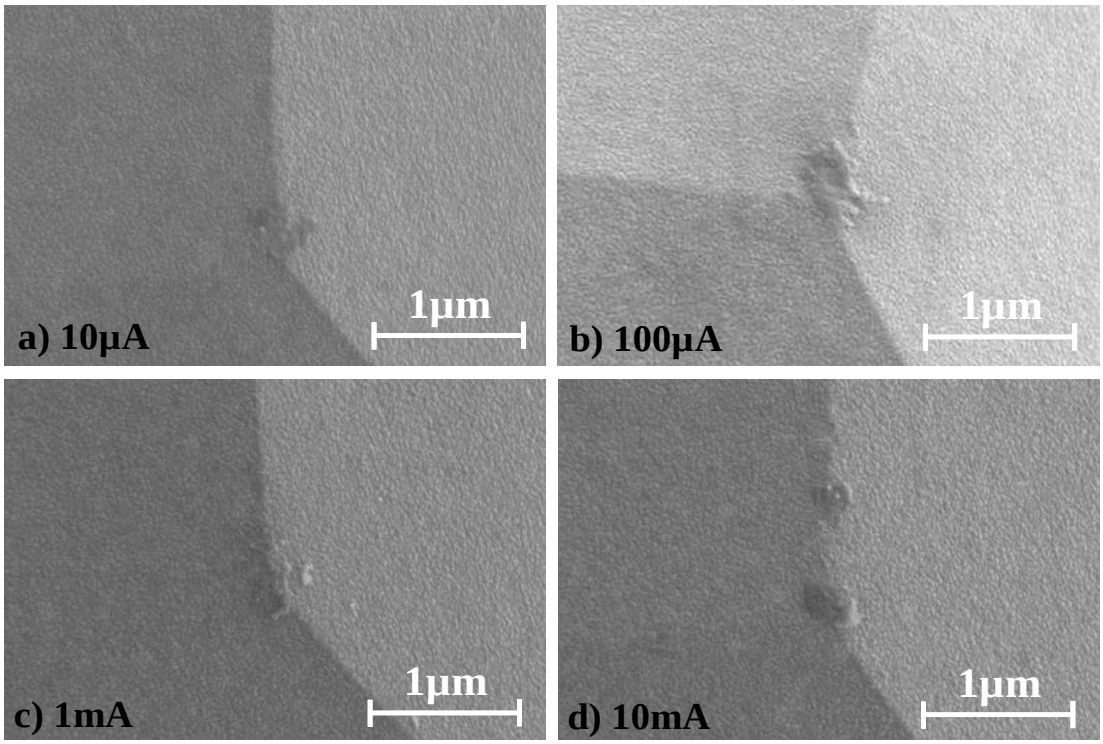


Figure 92 : Evolution du transfert de matière en fonction du courant à la fermeture (*Vc*=5V, 50 cycles à v=30nm/s)

3.2.6 Etude de la fréquence du signal commuté

Les principales applications des relais MEMS concernent le domaine RF. Différents essais ont donc été effectués pour étudier l'effet d'une tension alternative dans la ligne qui est commutée. Quatre types d'essais ont été réalisés entre un plan Si métallisés (Au) et un levier AFM sans pointe métallisé (Au) : un essai avec une tension continue de 10V (DC), et trois avec des tensions alternatives (AC) de 10V crête-à-crête à 50Hz, 400Hz et 10kHz[23]. La tension est appliquée uniquement lors de la fermeture et 50 cycles à une vitesse de 30nm/s sont réalisés. Le fait d'imposer une tension alternative diminue fortement le transfert de matière observé au niveau du levier (Figure 93). De plus, la valeur de la fréquence du signal n'a pas d'influence. Que ce soit à 50Hz, 400Hz ou 10kHz, le volume de matière transférée est de l'ordre de 0,002µm^3. La diminution du transfert de matière sous l'effet d'un courant alternatif a déjà été observée par Yang [Yang11]. Cependant dans ses expériences, Yang étudie le courant alternatif en modifiant à chaque cycle la polarité des électrodes : les contacts sont réalisés à 1Hz et le courant AC est également à 1Hz. Au final, un transfert de matière vers l'électrode du bas est observé et Yang suppose que le simple contact mécanique influe

[23] Ces fréquences ont été choisies pour correspondre à des réalités pratiques : 50Hz est la fréquence industrielle standard, 400Hz correspond à la fréquence utilisée en avionique et 10kHz correspond en revanche à la limite instrumentale.

sur le transfert de matière en AC. Dans nos essais réalisés en AC, la tension change alternativement pendant la phase d'approche du levier. La Figure 93 illustre que l'hypothèse d'un transfert mécanique est peu probable puisque la matière est bien transférée sur la pointe en AC. La diminution du transfert de matière avec la tension alternative peut s'expliquer à la fois par l'inversion du sens du dépôt à chaque polarité. Il peut également s'expliquer par la réduction du temps effectif passé à la tension maximale en AC par rapport au DC.

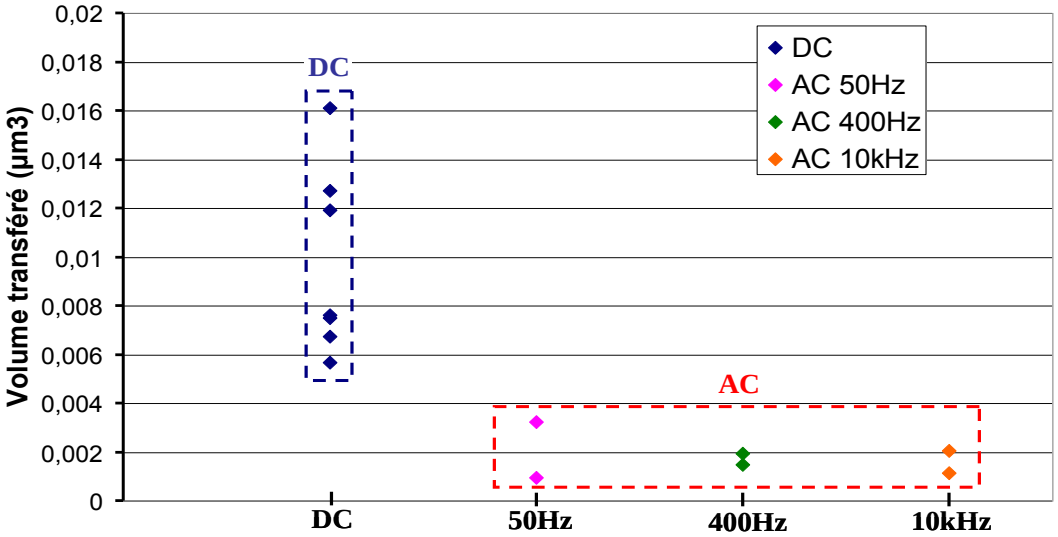


Figure 93 : Comparaison du transfert de matière à la fermeture du contact pour des tensions continues (DC) ou alternatives (AC) (50cycles, contact Au-Au, 10V)

Pour aller plus loin, on remarque qu'en alternatif, la matière est toujours transférée sur la pointe. Statistiquement, il n'y a aucune raison pour qu'une électrode soit privilégiée lors de la fermeture du contact. Cette direction privilégiée de sens de transfert est attribuée à un effet de pointe lié au bout du levier AFM, qui amplifie le champ électrique. Ainsi, l'observation d'un monticule de matière sur le levier pour un courant alternatif traduit la dépendance du phénomène avec le champ électrique.

Ces résultats sont encourageants en vue des différentes applications possibles des relais MEMS puisqu'un grand nombre de celles-ci concerne la commutation de signaux RF.

3.2.7 Etude de la nature des matériaux de contact

La méthode mise au point prend tout son intérêt lorsqu'on étudie la nature du matériau de contact. En modifiant la métallisation du contact fixe, il est possible d'étudier avec l'AFM la sensibilité au transfert de matière de différents matériaux de contact. Ainsi, trois métaux ont été étudiés, l'or (Au), le ruthénium (Ru) et le platine (Pt). Les caractéristiques de ces métaux sont détaillées au chapitre précédent (partie 2.2.1.3). La Figure 94 montre la quantité de matière transférée en fonction de la tension de contact à l'état ouvert pour ces trois métaux.

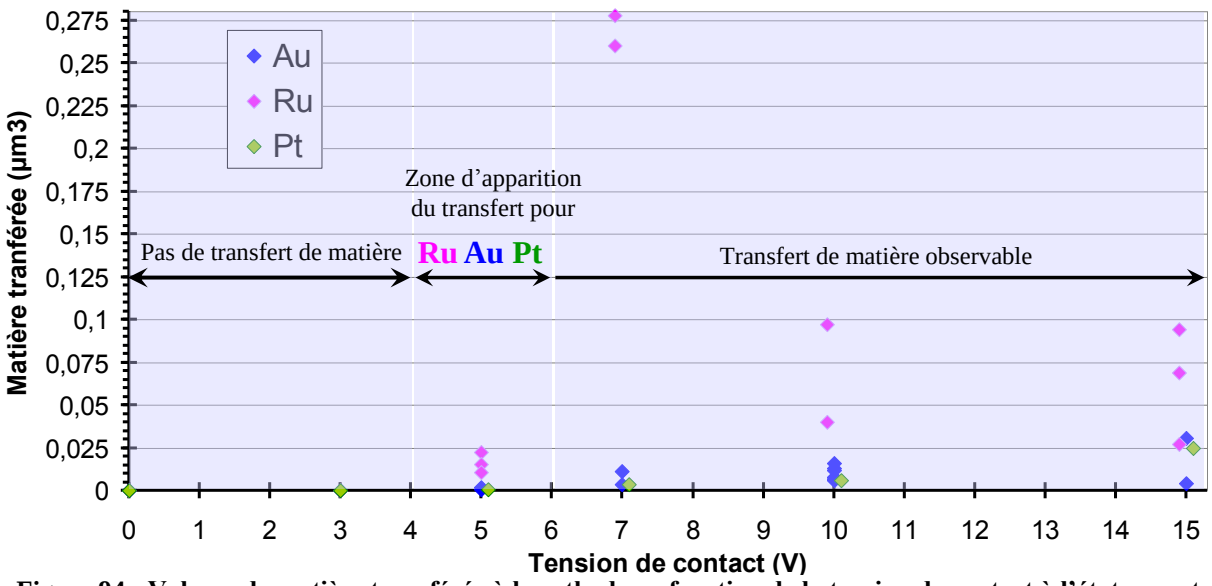


Figure 94 : Volume de matière transférée à la cathode en fonction de la tension de contact à l'état ouvert pour une anode en or (Au), ruthénium (Ru) ou platine (Pt) (i=100µA, 50 cycles à 30nm/s, levier AFM Au en cathode)

Pour chacun de ces métaux, le transfert de matière apparaît à partir d'une certaine tension seuil (aucun volume détecté pour des tensions jusqu'à 3V). Il est difficile de déterminer avec précision la valeur de cette tension seuil pour chaque métal, mais celle-ci se situe entre 4V et 6V pour Au, Ru et Pt. On remarque, malgré la dispersion, que le volume transféré avec le ruthénium est toujours plus important que pour l'or et le platine. On peut supposer que la tension de seuil pour Ru est légèrement plus faible que pour les deux autres. Aucune tendance nette permet de distinguer Au et Pt. Les trois matériaux sont donc sujets au transfert de matière et il est difficile d'en privilégier un par rapport aux deux autres au vu de ces expériences.

De manière similaire, l'étude des matériaux dérivés de l'or ayant subi une implantation ionique de bore ou d'azote à 10% atomique afin de modifier les propriétés de surface montre que ces matériaux présentent un comportement quasi similaire à l'or (Figure 95). Le transfert de matière apparaît également autour de 4V à 6V. Même si l'implantation ionique n'améliore pas la résistance au transfert de matière, elle peut apporter des améliorations sur d'autres points et rester intéressante pour les contacts dans les relais MEMS. Par exemple l'AuB (10%at), dont Arrazat a montré qu'il permet d'améliorer la dureté par rapport à l'or pur et permettre une bonne résistance de l'or à l'écrouissage [Arra12], offre une résistance de contact similaire à l'or. Il pourrait ainsi être envisagé comme matériau de contact.

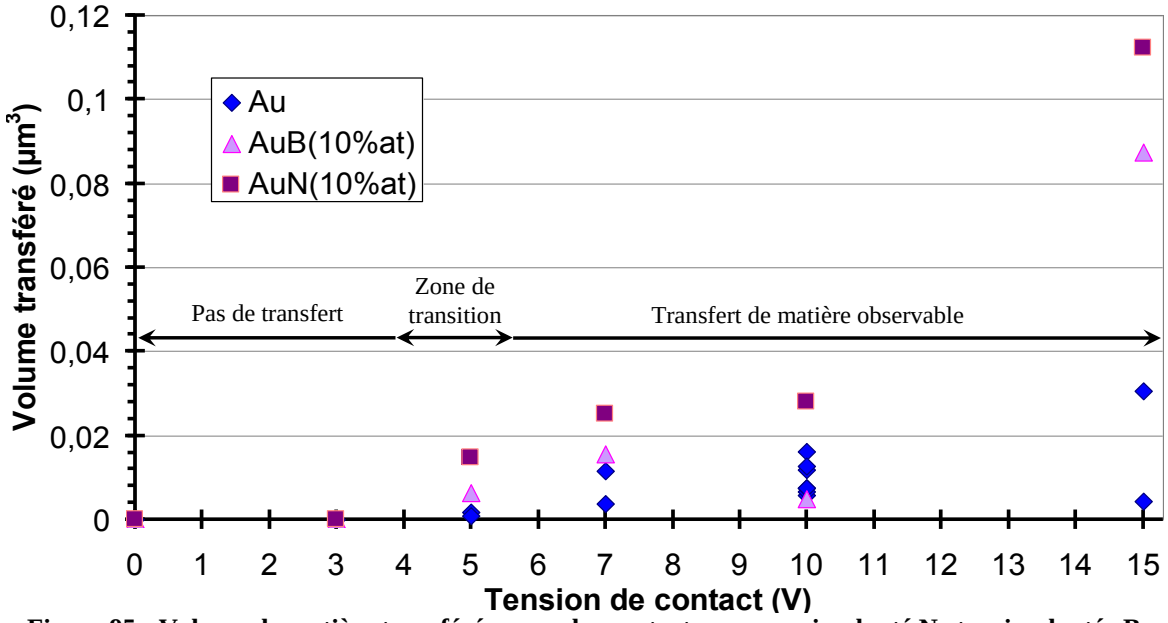


Figure 95 : Volume de matière transférée pour des contacts en or, or implanté N et or implantée B

Finalement, aucun matériau testé, que ce soit Au, Ru, Pt ou des dérivées de Au tels que AuB ou AuN, ne montre une résistance au transfert de matière nettement plus importante que les autres. Tous sont sujets au transfert de matière à partir d'une tension seuil se situant entre 4V et 6V. Si sur cet aspect les matériaux ne peuvent pas être différenciés, il faut regarder d'autres critères pour choisir le futur matériau de contact comme une dureté élevée, une résistivité la plus faible possible ou la capacité à maintenir un état de surface toujours conducteur au cours des cycles. A ce jour, il semble que le ruthénium soit privilégié par de nombreux auteurs [Reb13].

3.2.8 Etude de la géométrie du contact

L'étude de la géométrie du contact a été réalisée en remplaçant les leviers sans pointe par des leviers métalliques avec pointe[24] (Figure 96).

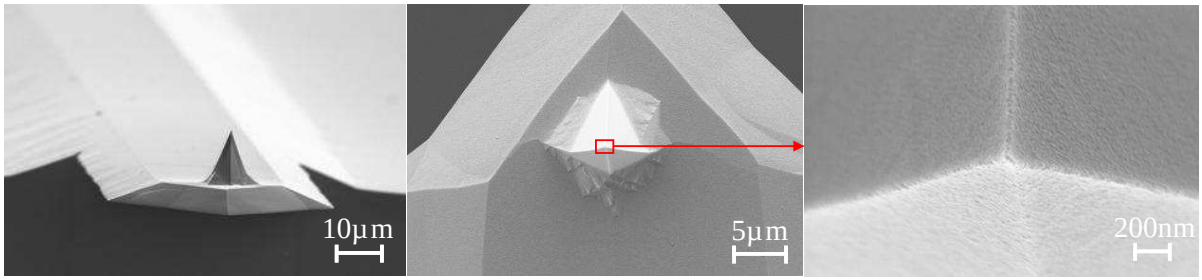


Figure 96 : Images MEB des leviers AFM métallisés Au avec pointe à l'état neuf

[24] Pointes commerciales du fournisseur NT-MDT de type NSG30/Au

Ces leviers permettent de travailler avec une électrode de contact dont l'extrémité possède un rayon de courbure de seulement 35nm. La fréquence de résonance et la raideur de ces leviers sont respectivement de 320kHz et 40N/m. Une métallisation en or de 35nm est réalisée sur les deux faces du levier. L'intérêt est ici d'avoir un facteur de forme important pour étudier son influence sur le transfert de matière. Les résultats sont malheureusement décevants. En effet, la métallisation des leviers étant très fine, ceux-ci se dégradent rapidement lors des essais. La pointe est également abîmée. La Figure 97 laisse toutefois apparaître un dépôt de matière sur la pointe AFM lorsque celle-ci est polarisée en cathode après seulement quelques cycles de contact (plan Au) ce qui confirme l'importance d'un effet de pointe[25].

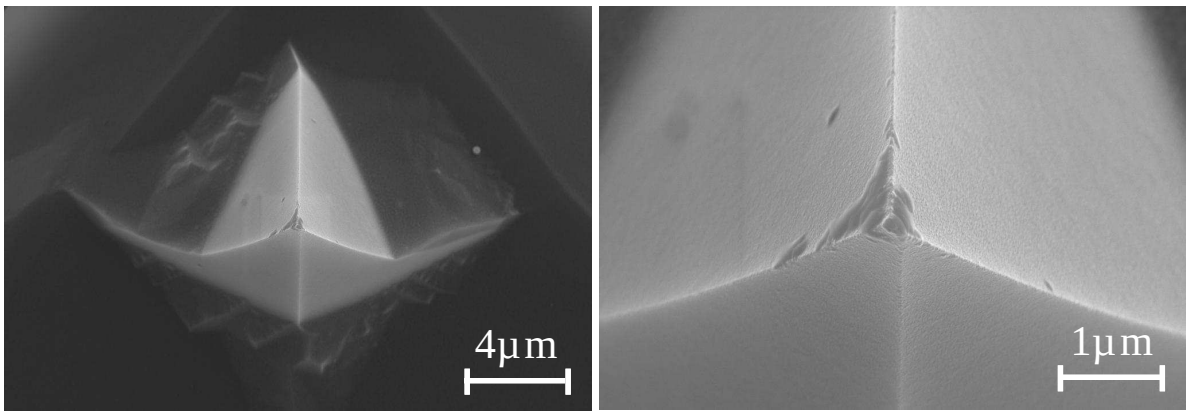


Figure 97 : Levier AFM avec pointe après quelques cycles de contact en polarisation cathode

3.2.9 Lien entre transfert de matière et collage des contacts

D'après toutes nos observations sur des relais MEMS défaillants, le transfert de matière et le collage des contacts semblent intimement liés. Cependant aucune explication ne lie ces deux phénomènes. Nous proposons ici deux hypothèses pour expliquer le collage des contacts suite à l'apparition du transfert de matière. La première consiste en une forte augmentation des forces d'adhésion au niveau du contact et particulièrement au niveau du monticule. La seconde hypothèse consiste en une diminution de la force de rappel à cause du monticule de matière qui s'est formé au niveau du contact.

[25] Il est malheureusement impossible d'établir une cartographie des leviers avec pointes (et donc de calculer le volume transféré) à cause du trop grand facteur de forme de la pointe.

Pour conforter la première hypothèse à savoir une augmentation des forces d'adhésion, une cartographie de l'adhésion de surface d'un contact ayant subi un transfert de matière est réalisée. La cartographie au niveau du cratère, Figure 98, montre une variation de la force d'adhésion. Celle-ci augmente en bordure du cratère et diminue en son centre. Ces variations restent faibles (inférieures à 20%) par rapport à la valeur initiale de l'adhésion.

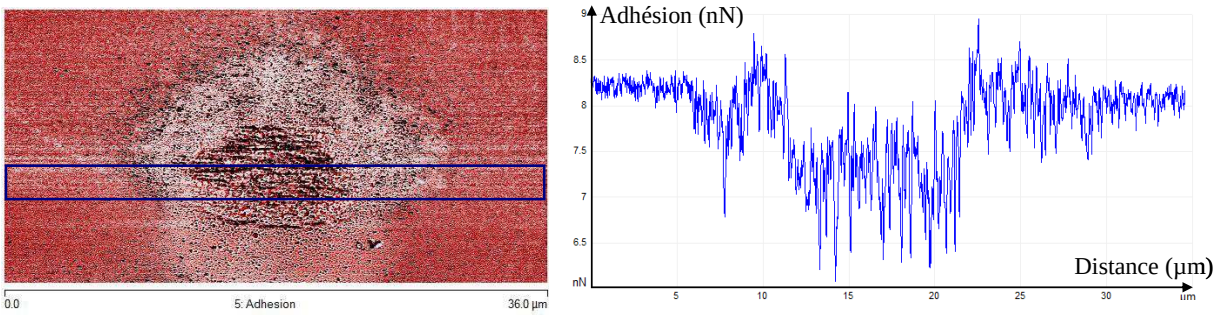


Figure 98 : Cartographie de l'adhésion de surface au niveau d'un contact endommagé par du transfert de matière

Intéressons-nous maintenant à la deuxième hypothèse à savoir la diminution de la force de rappel. Dans le cas où un monticule de matière se forme à la surface, le contact mobile ne vient plus toucher le contact fixe mais reste « bloqué » au niveau du monticule. Cette réduction du gap induit une perte en force de rappel de la partie mobile. En effet, celle-ci étant moins défléchie, la force résultante permettant de rouvrir le contact est plus faible. Pour évaluer l'importance de ces pertes, la valeur de la force de rappel pour différentes hauteurs de monticules a été simulée. Nous avons décidé d'étudier en particulier le cas du relais électrostatique LETI. Le modèle électromécanique, réalisé par la méthode des éléments finis avec le logiciel Comsol Multiphysics©, se base sur la géométrie du relais électrostatique LETI et permet de simuler le comportement mécanique de la membrane en fonction de la tension appliquée aux électrodes[26]. Le modèle a tout d'abord été validé en vérifiant que la déflection mécanique de la membrane et la forces de contact calculées en fonction de la tension d'actionnement correspondaient à celles mesurées expérimentalement sur les relais MEMS. L'évolution de la force de rappel de la membrane en fonction de l'apparition d'un monticule de matière au niveau du contact a ensuite été simulée en relevant petit à petit le contact. Les résultats, Figure 99, montrent que la force de rappel diminue au fur et à mesure que le monticule augmente. A 37V, la tension d'actionnement standard du relais, la force de rappel lorsque le monticule est de 100nm passe de 110µN à 64µN, soit près de 40% de perte ! Ce modèle montre la forte sensibilité de la force de rappel avec la distance inter-électrode.

[26] Modèle réalisé par Laurent Thouy (élève-ingénieur Télécom Bretagne), lors de son stage M1 de césure d'un an, dans le but d'optimiser le fonctionnement des relais électrostatiques LETI [Thouy12].

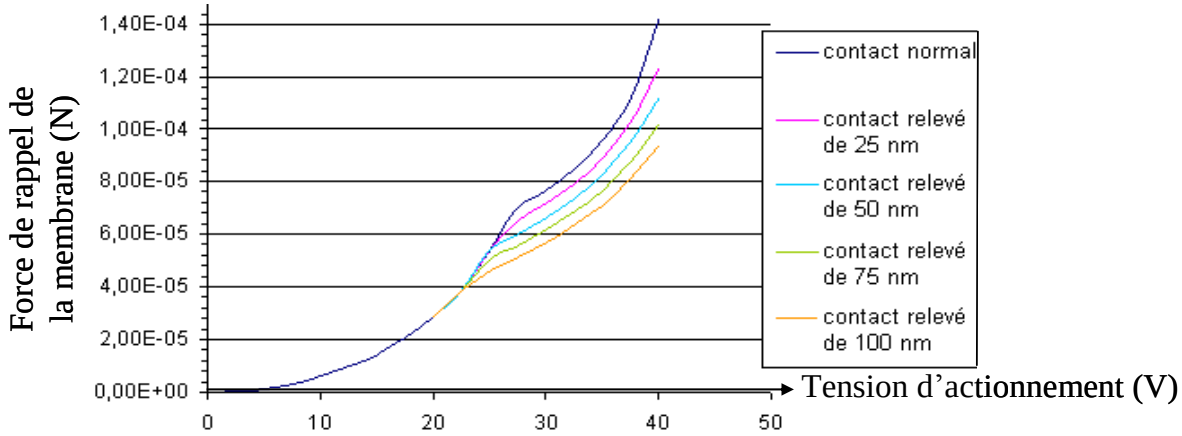


Figure 99 : Simulation de la force de rappel de la membrane en fonction de la tension d'actionnement pour différentes hauteurs de contact

En conclusion les analyses effectuées montrent une légère variation de la force d'adhésion au niveau du contact mais surtout une grande perte de la force de rappel dès qu'un monticule de matière apparaît. C'est très probablement cette diminution de la force de rappel qui explique le collage des contacts lorsque le transfert de matière se produit.

3.2.10 Conclusion sur les expériences AFM

Les différentes expériences menées avec l'AFM ont permis d'étudier les différents paramètres influençant le transfert de matière. Un récapitulatif des différents résultats est fourni dans le Tableau 12.

Tableau 12 : Récapitulatif des différents paramètres influençant le transfert de matière (avec l'AFM)

Paramètres	Remarques
Phase d'ouverture/fermeture	La phase de fermeture provoque une dégradation beaucoup plus importante que la phase d'ouverture en termes de volume de matière transférée.
Tension de contact à l'état ouvert (V_c)	Apparition du transfert de matière à partir d'une certaine tension seuil située entre 4V et 6V et augmentation de la quantité de matière transférée avec la tension.
Courant de contact (à l'état fermé) (i)	Pas d'influence du courant (entre 10µA et 10mA).
Fréquence du signal commuté	Transfert très accentué pour des commutations de signaux DC. Pas ou peu de transfert en alternatif (50Hz, 400Hz et 10kHz).
Matériau de contact	Le transfert apparaît toujours à partir d'une tension seuil entre 4V et 6V pour tous les matériaux (Au, Ru, Pt, AuB, AuN). Le Ru a des volumes transférés légèrement plus importants.
Géométrie du contact	Augmentation de la matière transférée avec la géométrie possédant un facteur de forme plus grand en polarisation cathodique : accentuation du champ électrique.
Vitesse de commutation	Augmentation considérable de la matière transférée par cycle lorsque la vitesse de fermeture diminue.

3.3 Etude expérimentale des phénomènes physiques responsables du transfert de matière

Dans le Chapitre 1 nous avons vu que la loi de Paschen qui détermine la tension de claquage dans un gaz en fonction de la pression et de la distance entre deux électrodes n'est plus valable pour des dimensions de l'ordre du micromètre. La théorie de l'avalanche électronique telle que décrite par Townsend ne peut plus s'appliquer puisque le libre parcours moyen des électrons dans l'air est du même ordre de grandeur que la distance inter-électrodes. Trois auteurs ont tenté d'apporter des explications théoriques sur le claquage et le phénomène de transfert de matière aux dimensions des relais MEMS, celles-ci sont récapitulées dans le Tableau 13. Slade explique le transfert de matière pour des gaps inférieurs à 4µm par la formation d'un plasma et d'un arc métallique suite à l'explosion du lieu d'émission de la cathode [Slade02], tandis que Yang suggère le mécanisme de l'évaporation sous champ seul [Yang11] et que Vincent propose l'évaporation des atomes de l'anode par effet thermique [Vinc10].

Dans cette partie, nous allons proposer de nouveaux éléments de compréhension et apporter une analyse critique afin de déterminer le mécanisme de transfert de matière aux faibles distances.

Tableau 13 : Récapitulatif des différentes explications du transfert de matière aux échelles micro et nanométriques

Auteur	Distance	Mécanisme de transfert suggéré	Phénomènes physiques mis en jeu
Slade [Slade02]	>6µm	Avalanche de Towsend	Claquage lié à la création d'un plasma neutre suite au mécanisme d'avalanche électronique (t<10ns).
	<4µm	Plasma métallique	Claquage lié à l'explosion du site d'émission électronique de la cathode.
Yang [Yang11]	qq100nm	Evaporation sous champ	Transfert direct des ions d'une électrode à l'autre sous l'effet d'un champ électrique très intense (>10^{10}V/m)
Vincent [Vinc10]	qq10nm	Echauffement thermique de l'anode par bombardement électronique	Emission d'électron depuis la cathode par effet Fowler-Nordheim qui provoque un échauffement local de l'anode jusqu'à l'évaporation des atomes et leur transfert sur la cathode.

3.3.1 Analyse par AFM

Des cycles d'ouverture/fermeture ont été réalisés avec l'AFM instrumenté. Lors d'un cycle, la tension aux bornes du contact et le courant sont mesurés et enregistrés par un multimètre (Keithley 2400). En synchronisant ces signaux avec la courbe de déflection du levier de l'AFM il est possible d'obtenir sur un même graphe la force de contact, le courant et la tension de contact en fonction du déplacement du levier AFM (cf. Partie 2.2.1). On peut donc ainsi déterminer précisément l'évolution du courant et de la tension de contact avant et après l'ouverture ou la fermeture du contact et également connaître le déplacement mécanique de notre contact mobile. La Figure 100 montre une courbe typique de la fermeture du contact obtenue avec un contact Au-Au. Un courant très faible constitué d'une succession de pics d'émission peut être observé dans les derniers nanomètres avant l'établissement du contact. La distance d'apparition du premier pic de courant varie à chaque essai. Elle peut aller de quelques nanomètres à plusieurs dizaines de nanomètres. L'amplitude de ces pics de courant est également variable et évolue entre plusieurs centaines de nA et quelques µA. Ces résultats sont similaires à ceux de Vincent [Vinc10] (avec une fréquence d'échantillonnage augmentée de 100Hz à 1kHz avec le multimètre), et plus récemment à ceux obtenus par Basu [Basu13].

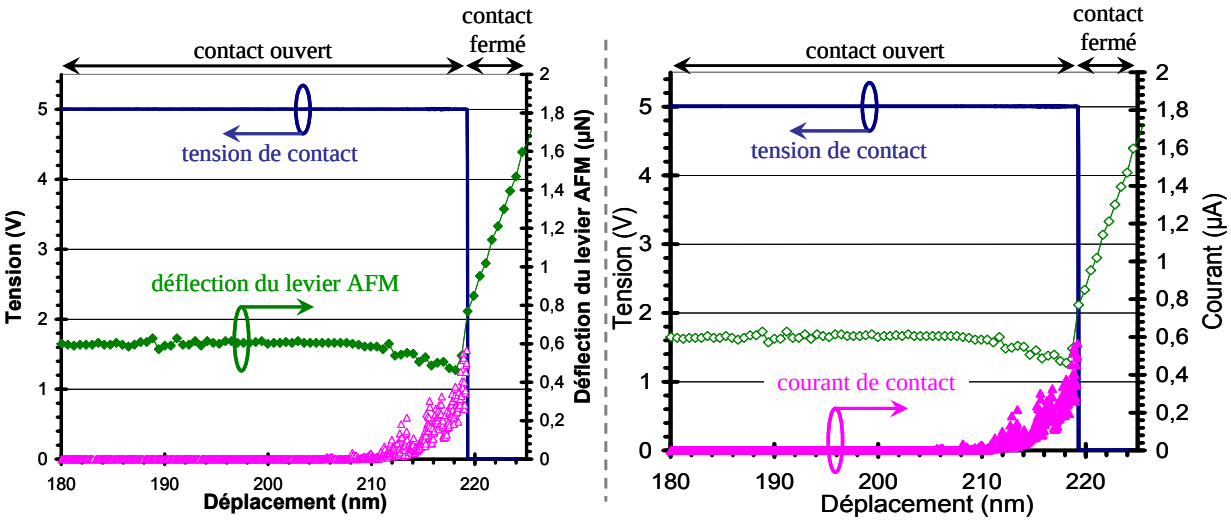


Figure 100 : Mesure du courant lors de la fermeture du contact avec un AFM (contact Au-Au, v=30nm/s, V=5V, i_{max}=100µA, levier AFM polarisé en cathode)

Des essais similaires ont été réalisés en changeant le substrat en or pour du ruthénium ou du platine (le levier AFM étant toujours en Au). Les résultats présentés en Figure 101 montrent que les émissions de courant avant contact sont, compte tenu leur dispersion, peu dépendantes du matériau de contact.

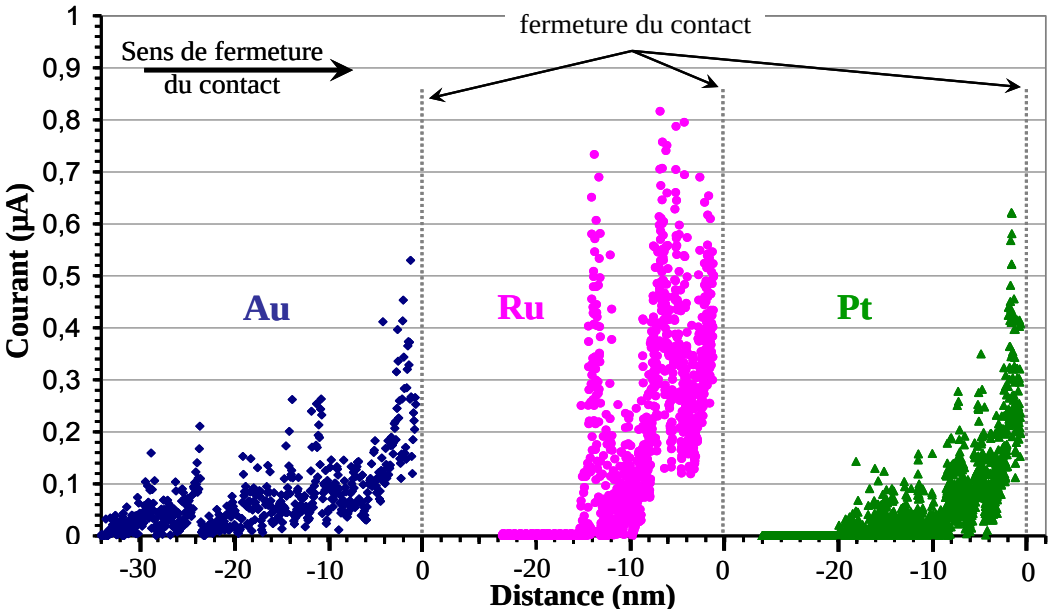


Figure 101 : Mesure du courant lors de la fermeture du contact pour trois matériaux : Au, Ru et Pt (v=30nm/s, *V*=5V, i_{max}=100µA, levier AFM Au polarisé en cathode)

L'utilisation d'un multimètre du type (Keithley 2400) pour ce type de mesure permet un faible niveau de bruit mesuré, de l'ordre de 100pA, obtenu grâce à un temps d'intégration assez grand. L'inconvénient est une fréquence d'échantillonnage limitée, de l'ordre de quelques ms (2ms dans les résultats présentés ici). La Figure 102 qui correspond au détail d'un pic de courant pour l'or issu de la Figure 101 montre qu'il est difficile d'identifier leur forme, la fréquence d'échantillonnage du multimètre utilisé étant trop faible. Une plus grande résolution temporelle des pics de courant permettrait de mieux définir le type d'émission mis en jeu.

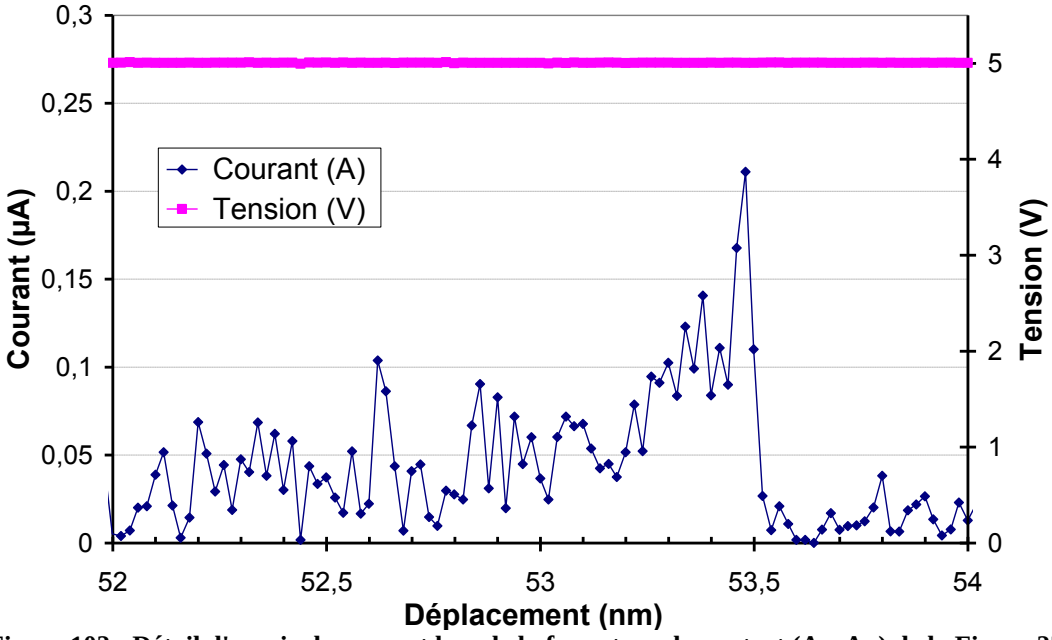


Figure 102 : Détail d'un pic de courant lors de la fermeture du contact (Au-Au) de la Figure 23

Une amélioration de la mesure consiste à placer une résistance en série après le contact. La tension à ses bornes donne directement l'image du courant qui circule dans le contact et peut être enregistrée, directement ou via un amplificateur, par un oscilloscope numérique possédant une bande passante suffisamment large[27]. Cette mesure permet d'améliorer la fréquence d'échantillonnage des pics observés mais augmente également considérablement le bruit de fond mesuré. Ainsi comme le montre la Figure 103, pour un enregistrement à 1MHz, le bruit est de quelques 100nA et la résolution des pics observés n'est toujours pas optimale. En augmentant encore la fréquence, le rapport signal/bruit devient trop faible pour distinguer les pics de courant et ceci malgré la réduction ou la suppression des différentes sources possibles de bruit.

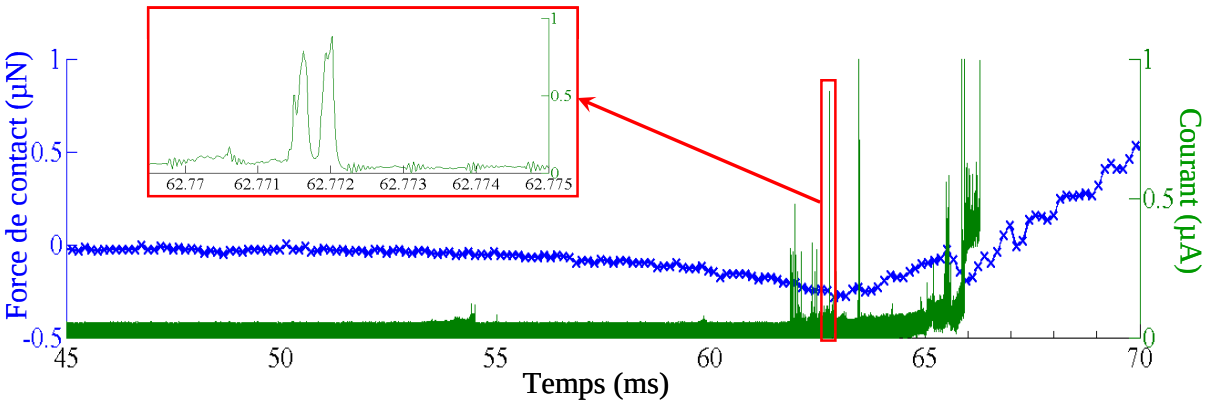


Figure 103 : Emissions de courant lors de la fermeture du contact obtenus avec une fréquence d'échantillonnage de 1MHz

Puisqu'il est difficile d'améliorer la résolution temporelle des pics de courant observés, il en est de même pour déterminer avec précision le type d'émission électronique provoquant ces pics. Certains auteurs ont attribué ces émissions à de l'émission Fowler-Nordheim[28] [Vinc10, Garg11, Micha12]. Cependant, la méthode utilisée par Vincent pour justifier d'une émission de type Fowler-Nordheim n'est pas juste. En effet, la tracé du graphe $ln(i/E^2)=f(1/E)$ a été réalisé en utilisant des points qui intègrent plusieurs émissions de courant (Figure 104-a). Les points tracés dans ces coordonnées ont une dispersion importante et l'extrapolation d'une droite permettant d'extraire le facteur β qui traduit l'amplification du champ électrique au niveau de l'aspérité qui émet et la surface S d'émission n'est clairement pas intuitive (Figure 104-b).

[27] Dans notre cas, une résistance de 10kΩ, un amplificateur de tension Stanford Research Systems, model SR560, (filtre PB) et un oscilloscope Tektronix DPO3034 ont été utilisés.
[28] Détail au Chapitre 1, partie 1.6.3.2

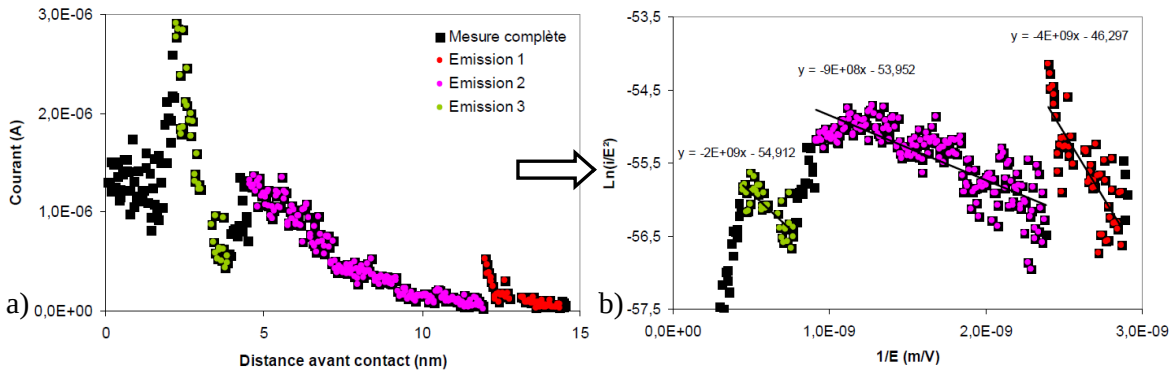


Figure 104 : Courbe de courant (a) et tracé Fowler-Nordheim (b) d'après Vincent [Vinc10]

L'extraction à partir de ces graphes de β donne des valeurs situées entre 10 et 20. Pour la surface d'émission *S*, les valeurs sont assez dispersées et extrêmement faibles, typiquement de $3.10^{-5}nm^2$ à $350nm^2$. Une telle dispersion des résultats s'explique par le fait qu'une légère modification de la pente de la droite affine modifie l'ordonnée à l'origine et très nettement le calcul de cette surface. Ceci illustre le fait que la méthode ne peut pas être appliquée dans le cas où les pics de courants considérés intègrent un certain nombre d'émissions indépendantes entre elles. L'amélioration de la résolution temporelle de l'enregistrement afin « d'isoler » un pic d'émission et pouvoir appliquer cette méthode aurait plus de sens. Malheureusement cette démarche que nous avons tenté d'entreprendre s'est confrontée à divers problèmes (notamment l'augmentation du bruit) et n'a pas abouti.

Nous ne connaissons pas la méthode utilisée par les deux autres auteurs pour justifier de l'émission Fowler-Nordheim [Garg11, Micha12]. L'extraction des deux paramètres pour ces derniers donne un facteur β de l'ordre de 55 à 90 pour Garg[29] et autour de 3 pour Michalas. Les valeurs données pour la surface d'émission *S* sont très dispersées et varient de $8,9.10^{-2}nm^2$ à environ $3.10^{-7}nm^2$ pour Michalas. Ces valeurs sont très faibles et souvent irréalistes puisque si on considère que seul le dernier atome émet (le rayon atomique d'un atome d'or par exemple se situe autour de 150pm), la surface d'émission seraient de $7.10^{-2}nm^2$, soit au-dessus des valeurs trouvées par ce dernier. Ces valeurs sont également faibles notamment au regard des surfaces d'émissions déterminées à partir de nanotubes de carbones. Des surfaces d'environ $1nm^2$ à $1000nm^2$ ont été calculées dans ces cas [Shim13].

Il est donc difficile de déterminer rigoureusement le type d'émission électronique qui se produit au niveau du contact lors de la fermeture. Même si la méthode utilisée ne permet pas de le démontrer rigoureusement, une émission du type Fowler-Nordheim reste possible, notamment au vu des

[29] Garg a même montré que ce facteur diminuait pour différentes émissions successives, traduisant un tassement de l'aspérité au fur et à mesure des émissions et donc une diminution de l'effet d'amplification de l'aspérité [Garg11].

facteurs d'amplification trouvés. Il est également possible que des émissions thermoïoniques ou Schottky se produisent, d'autant plus que les courants émis provoquent certainement un échauffement du lieu d'émission.

Pour montrer la dépendance du transfert de matière avec ces émissions de courant, nous avons décidé d'étudier la quantité d'énergie électrique dissipée, et pour cela de mesurer la charge électrique au lieu du courant. Un condensateur de 47nF a été placé en série avec le contact pour réaliser un montage intégrateur[30]. Ce condensateur permet d'intégrer l'ensemble du courant qui passe dans le contact avant sa fermeture. La Figure 105 montre l'évolution de la tension aux bornes du condensateur (i.e. la charge *Q*), traduit en énergie (*E=QV*), ainsi que la déflection du levier AFM lors d'une fermeture réalisée avec l'AFM. Celle-ci montre, de manière similaire aux pics de courant observés précédemment, une évolution de la charge du condensateur (et donc de l'énergie électrique dissipée) par « sauts » successifs dans les derniers instants avant la fermeture du contact. L'énergie totale dissipée avant le contact pour un essai est de l'ordre de 100nJ.

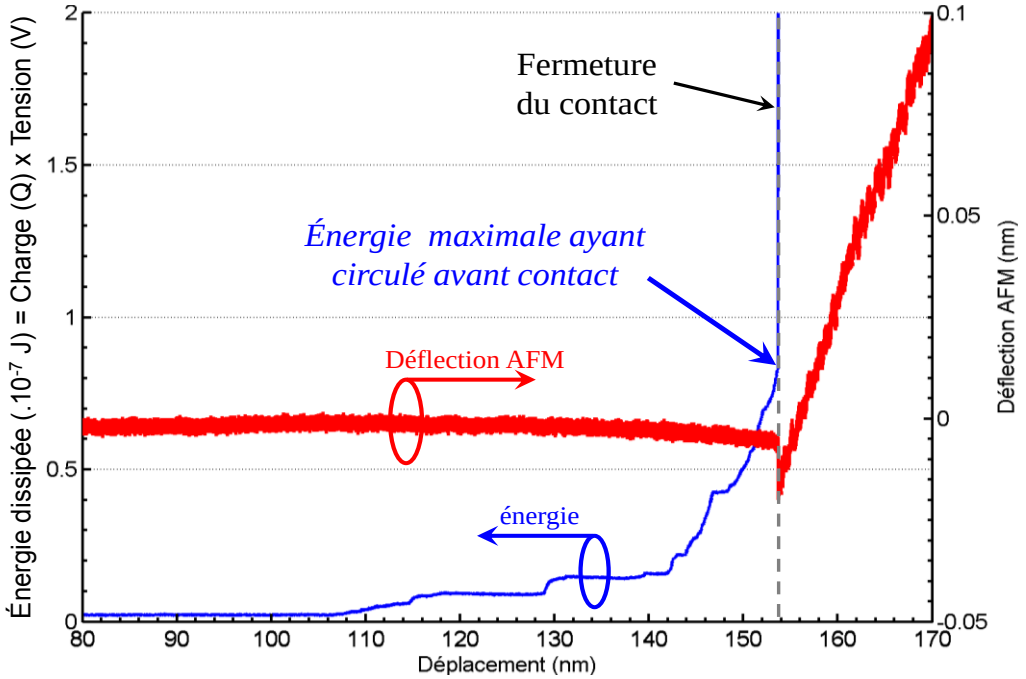


Figure 105 : Evolution de l'énergie dissipée, calculée à partir de la charge électrique, circulant juste avant la fermeture du contact (mesure aux bornes d'un condensateur 47nF, *V*=10V)

L'addition de chacune de ces courbes mesurées pour chaque cycle permet de déterminer l'énergie électrique totale dissipée ayant circulé avant le contact après un certain nombre de cycles. Il est alors

[30] La valeur du condensateur doit être choisie avec précaution. Il faut qu'elle soit suffisamment petite pour offrir une bonne sensibilité et pouvoir intégrer les faibles courants, mais également suffisamment grande pour ne pas se décharger trop rapidement. Dans les conditions de notre circuit, tant que le contact n'est pas établi, la décharge du condensateur se fait via l'amplificateur SR560 possédant une impédance de 100MΩ en entrée. Ainsi la constante RC de décharge du condensateur est d'environ 5s.

possible de relier la quantité d'énergie et le volume de matière qui a été transféré. La Figure 106 montre l'évolution de l'énergie électrique et du transfert de matière au cours des cycles. Celle-ci montre une bonne reproductibilité des résultats pour deux essais réalisés dans les mêmes conditions expérimentales, et le lien entre l'énergie dissipée avant contact et le transfert de matière.

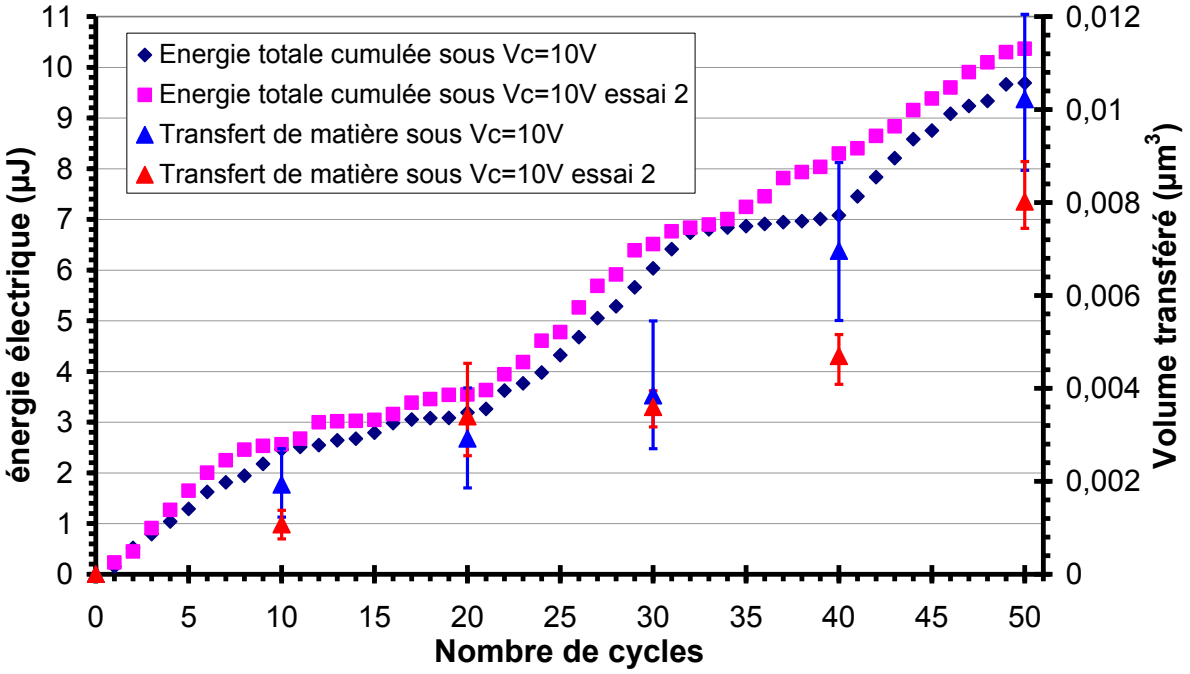


Figure 106 : Lien entre le transfert de matière et la charge électrique circulant juste avant la fermeture du contact

La quantité d'énergie totale dissipée avant le contact et qui provoque un transfert de matière de l'ordre de 0,01µm^3 après 50 cycles est d'environ 10µJ. Dans l'hypothèse où l'énergie a été simplement utilisée pour chauffer les matériaux, l'élévation de température (ΔT) en fonction de la capacité calorifique des matériaux (c_p) peut être calculée simplement en fonction de la masse volumique ρ et du volume V suivant l'équation (22).

$$\Delta T = \frac{E}{\rho V c_p} \qquad (22)$$

En prenant les données de l'or[31], le calcul montre alors que la quantité d'énergie totale dissipée (10µJ) est nettement suffisante pour chauffer et évaporer le volume qui a été transféré (~0,01µm^3) puisque l'élévation de température est supérieur à 10^8K ! Le calcul plus réaliste de l'élévation de température sera repris plus en détail dans la partie suivante. Ce premier calcul montre simplement que l'énergie électrique est très largement suffisante pour provoquer l'évaporation des volumes de matière qui ont été transférés.

[31] Capacité calorifique massique de l'or : 128J.kg^{-1}.K^{-1}, masse volumique de l'or : 19 300kg.m^{-3}

Il est intéressant de comparer ces résultats à ceux obtenus par Arrazat concernant les modifications de surface liées à un recuit rapide par traitement laser [Arra12]. Il montre qu'une seule impulsion de laser à une énergie absorbée par le matériau supérieure à 0,56µJ pendant 5ns suffit pour modifier la surface d'un échantillon en or de manière similaire à un cyclage « hot switching ». Les énergies dissipées trouvées dans nos expériences sont du même ordre de grandeur que les énergies nécessaires pour recuire de l'or par impulsion laser. En rapportant cette énergie à la surface (0,56µJ pour 625µm^2 (25x25µm)), on remarque également que 100nJ (1 cycle) sont suffisants pour modifier une surface de 10µm^2, ce qui est certainement bien supérieur aux surfaces mises en jeu lors de l'échauffement anodique.

Les résultats obtenus plus haut (Figure 103) avec l'AFM instrumenté montrent que du courant circule dans l'espace de quelques nanomètres compris entre les deux parties du contact avant leur fermeture. Ces résultats montrent également que les derniers nanomètres sont critiques pour la dégradation du contact électrique. Ils permettent d'expliquer le fait que le transfert de matière peut être reproduit en seulement très peu de cycles avec l'AFM. En effet, la vitesse de commutation dans les expériences AFM est de quelques dizaines de nm/s tandis que la vitesse de commutation dans un relais MEMS est de l'ordre du mm/s. La vitesse de commutation dans nos expériences est donc 10^6 fois plus lente que dans les composants, de même que le nombre de cycles. Ainsi, si on évalue la durée totale passée dans une zone critique de 10nm en prenant en compte le nombre de cycles (Tableau 14), on remarque qu'elle est comparable dans tous les cas.
Ces résultats sont également cohérents avec ceux présentés par Yang et Hennessy [Yang11, Henn13]. Ces auteurs ont utilisé une technique similaire reproduisant le transfert de matière avec l'AFM. Malgré des vitesses de commutations plus grandes, des volumes de matières du même ordre de grandeur ont été trouvés puisque le nombre de cycles effectué est également plus important.

Tableau 14 : Comparaison des temps passés dans la zone critique en fonction des expériences

	Vitesse de commutation	Nombre de cycles	Temps total passé dans la zone critique (10nm)
Expériences AFM	30nm/s	50	15s
Relais MEMS	10mm/s	10^7	10s
Yang [Yang11]	200nm/s	2 000	100s
Hennessy [Henn13]	4400µm/s	10^5	0,3s

3.3.2 Calcul de l'élévation de température à l'anode

Nous venons de voir que des pics de courant sont émis juste avant la fermeture du contact et qu'ils correspondent probablement à des électrons émis à la cathode. Nous allons nous intéresser ici à l'effet d'une telle émission en termes d'élévation de température à l'anode. Pour cela nous supposerons que l'échauffement à l'anode est la seule conséquence du bombardement électronique. Nous utiliserons également la loi de Fourier, même si la validité de celle-ci peut être remise en cause pour des temps très faibles (~ns). Ce calcul avait déjà été entrepris par Vincent [Vinc10] et l'élévation de la température à la surface de l'anode *T(0,t)* suivait l'équation :

$$T(0,t) - T_0 = 2\frac{\varphi_0}{\lambda}\sqrt{\frac{kt}{\pi}} \qquad (23)$$

où T_0 est la température considérée à l'infini, φ_0 le flux d'énergie à la surface, t le temps, k le coefficient de diffusion et λ la conductivité thermique.

La relation (23) provient du modèle du régime transitoire où le flux de chaleur est supposé uniforme et constant dans le temps sur toute la surface (modèle 1D, pas de diffusion latérale) [Bian04]. Celui-ci est représenté en Figure 107.

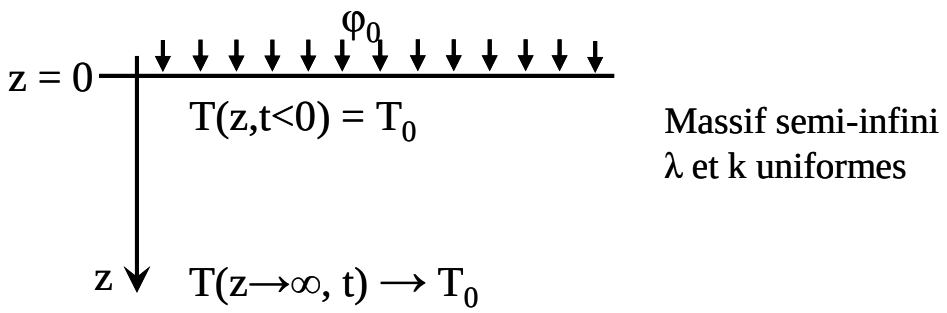


Figure 107 : Modèle du volume semi-infini avec un choc thermique en flux (1D)

Le calcul de l'épaisseur de la couche limite thermique δ_{th} montre que le gradient thermique n'est en réalité pas localisé juste au niveau de la surface mais qu'il correspond aux ordres de grandeurs de l'épaisseur de la couche métallique (Au) de l'anode :

$$\delta_{th} = \sqrt{kt} \text{ donc } \delta_{th}(t=10ns) = 1{,}13\ \mu m\ !$$

Cela signifie que l'élévation de température en surface et en profondeur sont quasiment similaires. Ces résultats sont illustrés sur la Figure 108 où d'après l'équation (23) l'élévation de température à la

surface et à une profondeur de 200nm est calculée ainsi que le profil de température pour différents temps.

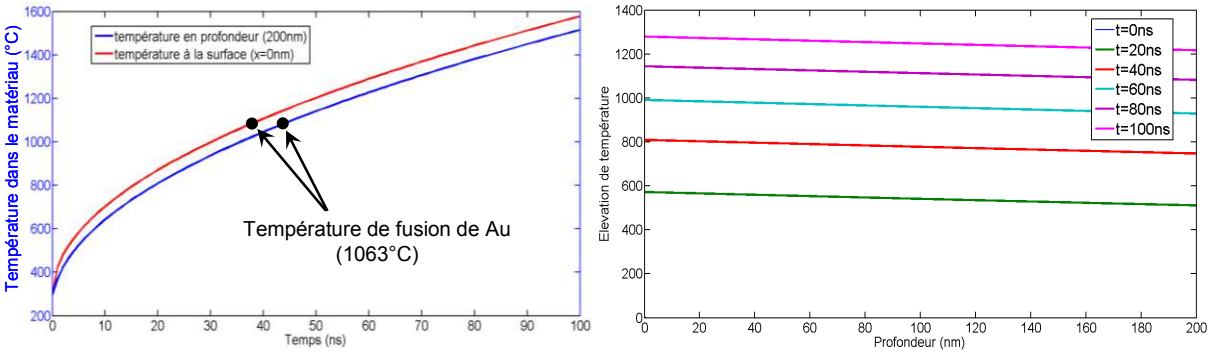


Figure 108 : Elévation de température calculée d'après (23) en surface et en profondeur du matériau (k=1,28.10^{-4}m^2.s^{-1}, λ=315,5W.m^{-1}.K^{-1}, φ_0=10^{11}W.m^{-2})

L'équation (23) n'est donc pas totalement satisfaisante et il est important de prendre en compte la diffusion latérale pour estimer correctement l'élévation de la température à l'anode. Il paraît également plus judicieux de considérer que le flux d'énergie correspond à une impulsion et non à un flux continu en surface puisque les émissions de courant avant contact ressemblent plus à des impulsions qu'à un flux de courant continu (Figure 109).

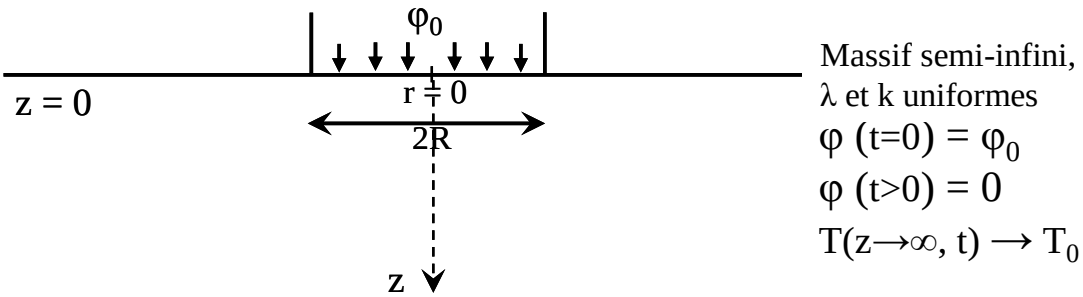


Figure 109 : Modèle du volume semi-infini avec un choc thermique en flux à t=0 (2D)

Avec ces critères, la méthode des sources semble plus adaptée : ainsi l'équation à résoudre correspond à l'élévation de température *T(r,t)* dans un matériau pour une source instantanée de chaleur de flux φ_0, imposée sur un disque de rayon *R* au plan *z=0* [Carsl59] :

$$T(r,z,t) = \frac{\varphi_0 R}{2\sqrt{\pi k t}} e^{-z^2/4kt} \int_0^\infty e^{-kt\lambda^2} J_0(\lambda r) J_1(\lambda R) d\lambda \qquad (24)$$

Où J_0 et J_1 sont des fonctions de Bessel de première espèce d'ordre 0 et 1, *z* la profondeur dans le matériau (*z=0* correspondant à la surface), *r* la distance (rayon) par rapport au centre du disque, *k* le coefficient de diffusion thermique et *t* le temps.

Cette équation peut se résoudre de manière numérique. La Figure 110 montre l'élévation de la température en surface en fonction du temps en supposant que l'énergie thermique apportée au système provient entièrement de l'énergie électrique (100nJ) précédemment trouvée dans nos expériences sur une surface circulaire de rayon *R* variant de 10nm à 100nm. Cette figure montre que des températures supérieures à celle de fusion sont atteintes instantanément et que la température à l'anode décroît ensuite rapidement, en quelques nanosecondes seulement.

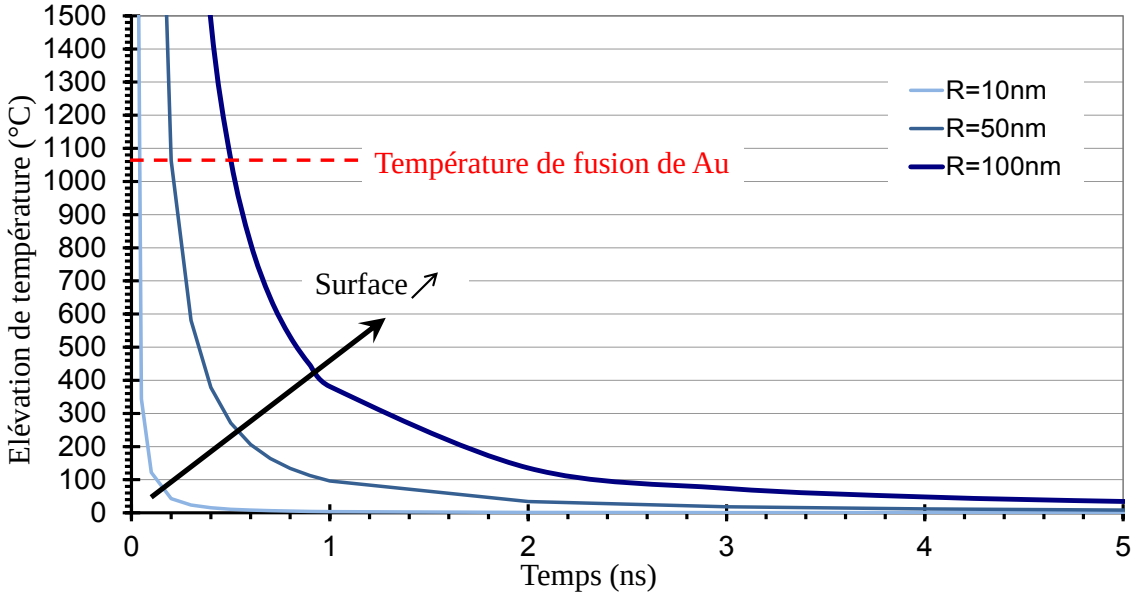


Figure 110 : Elévation de température à la surface du matériau (z=0) calculée d'après (24) ($q=25.10^{-3}K.m^{-1}.s^{-1}$, $k=1,28.10^{-4}m^{2}.s^{-1}$, R=10nm, z=r=0)

Les temps extrêmement rapides d'élévation de température sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus par Vincent [Vinc10]. En revanche, le comportement dans le temps est très différent (diminution rapide de la température dans nos résultats) mais s'explique par la prise en compte d'un comportement par impulsions des pics de courant. En effet, ces résultats montrent que ces pics de courant sont capables de provoquer une élévation de la température dépassant les températures de fusion du matériau de l'anode en moins d'une nanoseconde.

3.3.3 « Claquage » aux dimensions sub-micrométriques

On précisera que le terme de « claquage » utilisé dans cette partie est probablement un abus de langage et correspond simplement à la notion de passage de courant entre deux électrodes à une distance et une tension données. Il ne fait pas référence à un quelconque mécanisme physique qui sera discuté par la suite.

Des essais de claquage pour des dimensions allant de 100nm jusqu'à 10µm ont été réalisés entre une pointe CuBe dorée de 10µm de rayon de courbure et un plan en ruthénium, en utilisant le banc décrit dans la partie 2.2.3. Pour rappel, ce banc permet de maintenir la pointe à une distance fixe pendant un certain temps durant lequel on applique une rampe de tension entre les deux électrodes. La tension de « claquage » est alors déterminée par la tension pour laquelle un courant est mesuré dans le circuit de charge. Lors des essais préliminaires, deux comportements de l'évolution du courant lors du « claquage », illustrés en Figure 111, ont été observés. Le premier est une montée franche du courant à sa valeur maximale. Le second est une montée progressive du courant jusqu'à atteindre la valeur maximale. Ces comportements interviennent aléatoirement lors de la répétition des essais.

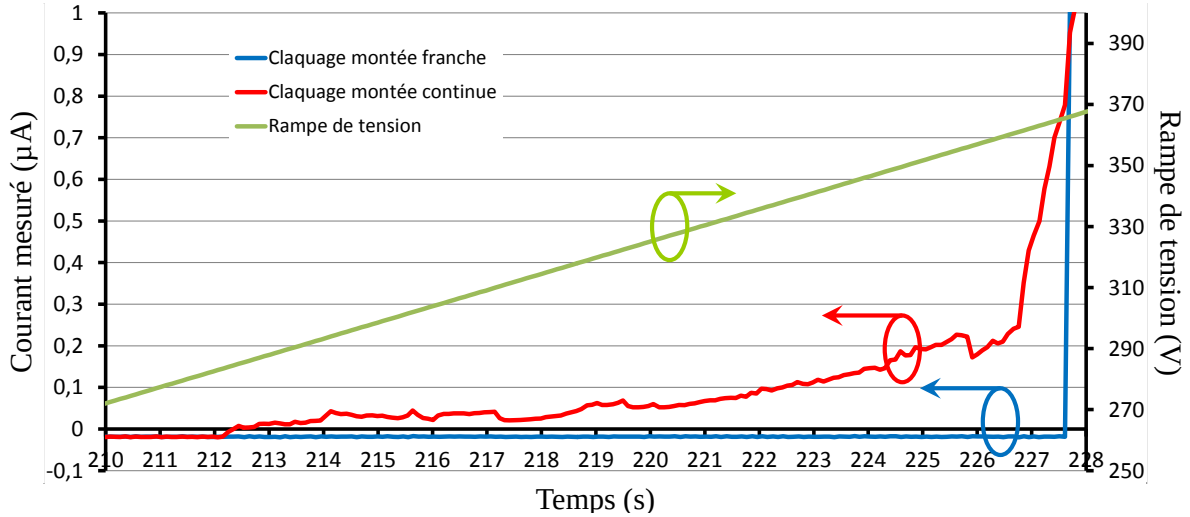


Figure 111 : Evolution typique du courant lors de deux essais (d=1µm, plan Ru, à $T_{ambiante}$, sous air)

Pour déterminer le critère de claquage et compte-tenu de la dispersion généralement observée pour ce type de mesure, dix essais successifs ont été réalisés pour dix distances à pression atmosphérique et température ambiante. La tension de claquage trouvée suivant le critère i>50nA ou i>1µA en fonction de chaque distance est tracée en Figure 112. Les barres d'erreurs correspondent aux valeurs maximales et minimales de la tension de claquage obtenues à une distance donnée. On observe que le comportement général des deux courbes n'est pas éloigné, seul changent les valeurs nominales des tensions. Ainsi, puisque le comportement n'est pas dépendant du critère choisi, le critère i>1µA

est choisi pour déterminer le courant pour lequel on considère qu'un « claquage » a lieu puisque celui-ci présente des barres d'erreurs plus petites, et donc une dispersion des résultats plus faibles. De plus, une valeur de 1µA correspond à un courant qui croît très rapidement de manière incontrôlable (Figure 111), ce qui correspond bien à la notion de « claquage ».

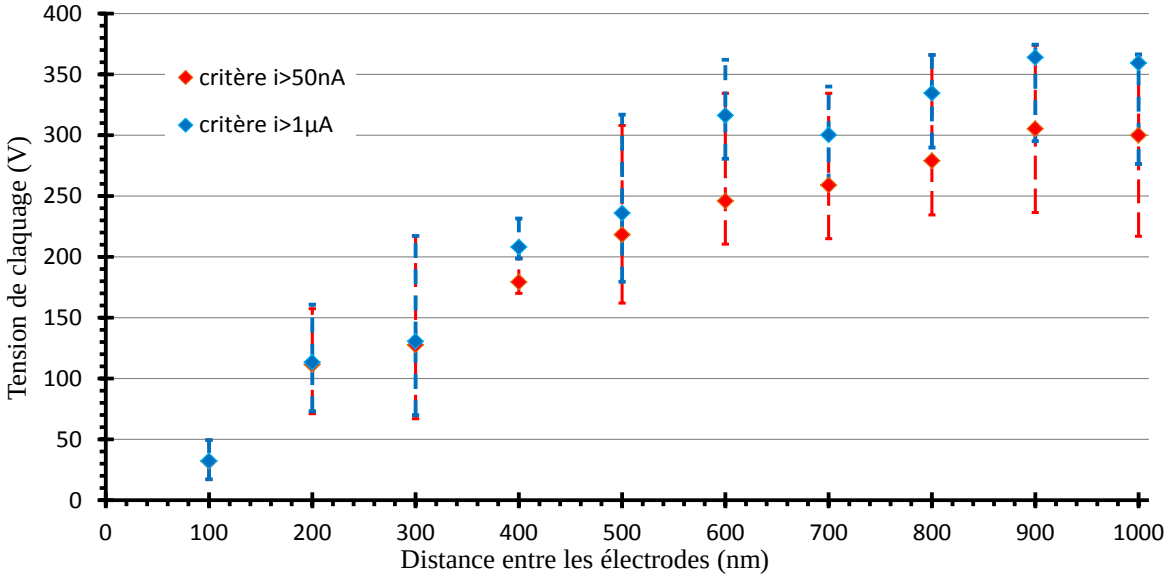


Figure 112 : Comparaison des deux critères pour déterminer la tension de "claquage" (essai Ru, air, T_{amb})

La valeur moyenne des points expérimentaux de la tension de claquage pour des distances allant de 100nm à 10µm ainsi que les valeurs maximales et minimales (barres d'erreurs) sont présentées en Figure 113. La loi de Paschen, tracée à pression atmosphérique et sous air est également reportée sur cette figure, d'après les données de Dakin [Dak74]. On constate que pour les distances supérieures à 4µm, la courbe expérimentale suit correctement la loi de Paschen. Par contre, pour des distances inférieures à 4µm la tension de claquage mesurée est bien inférieure à celle annoncée par la loi de Paschen classique.

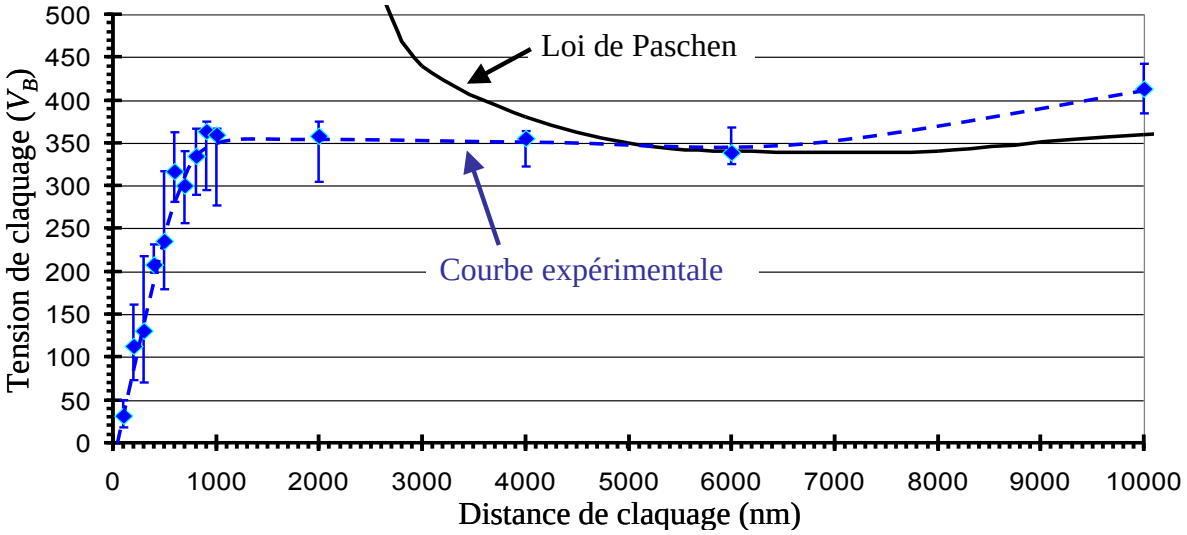


Figure 113 : Courbe expérimentale montrant la déviation de la loi de Paschen pour des faibles distances inter-électrodes (plan Ru, sous air à P_{atm})

La Figure 113 montre la tension de claquage pour laquelle un courant i>1µA est atteint. Cependant, comme on l'a illustré en Figure 111, du courant en croissance régulière est parfois mesurable avant d'atteindre cette valeur. Ce type de comportement fait penser aux résultats obtenus sur les expériences AFM où des pics de courant d'amplitude comparable ont été observés avant la fermeture du contact (Figure 100). Le Tableau 15 compare les valeurs minimales et maximales des champs électriques pour lesquels ces courants ont été mesurés pour différentes distances lors des expériences précédentes avec ceux des expériences AFM. Celui-ci montre que les champs électriques mis en jeu dans ces deux expériences sont du même ordre de grandeur.

Tableau 15 : Comparaison des champs électriques permettant un passage de courant lors des expériences de claquages et AFM

	Expérience de claquage				AFM
Distance	200nm	500nm	1µm	2µm	1-50nm
Champ min (V/µm)	350	230	210	110	100
Champ max (V/µm)	650	570	350	190	5000

On observe néanmoins une légère diminution du champ électrique permettant d'obtenir un courant de « claquage » de 1µA en fonction de la distance. Pour plus de visibilité, les valeurs du Tableau 15 ont été reportées sur la Figure 114. Une telle diminution a déjà été observée par Suzuki pour des distances plus importantes (de l'ordre du mm), les données sont également reportées sur la Figure 114 [Suzu01]. Dans ses travaux, Suzuki observe que cette diminution apparaît lorsque les électrodes ne sont pas considérées « propres » et que des liaisons chimiques (OH) sont présentes à la surface des électrodes. Une telle explication est possible puisque nos expériences sont réalisées sous air et qu'un contrôle minutieux de la surface (nécessitant un environnement contrôlé) n'est pas possible.

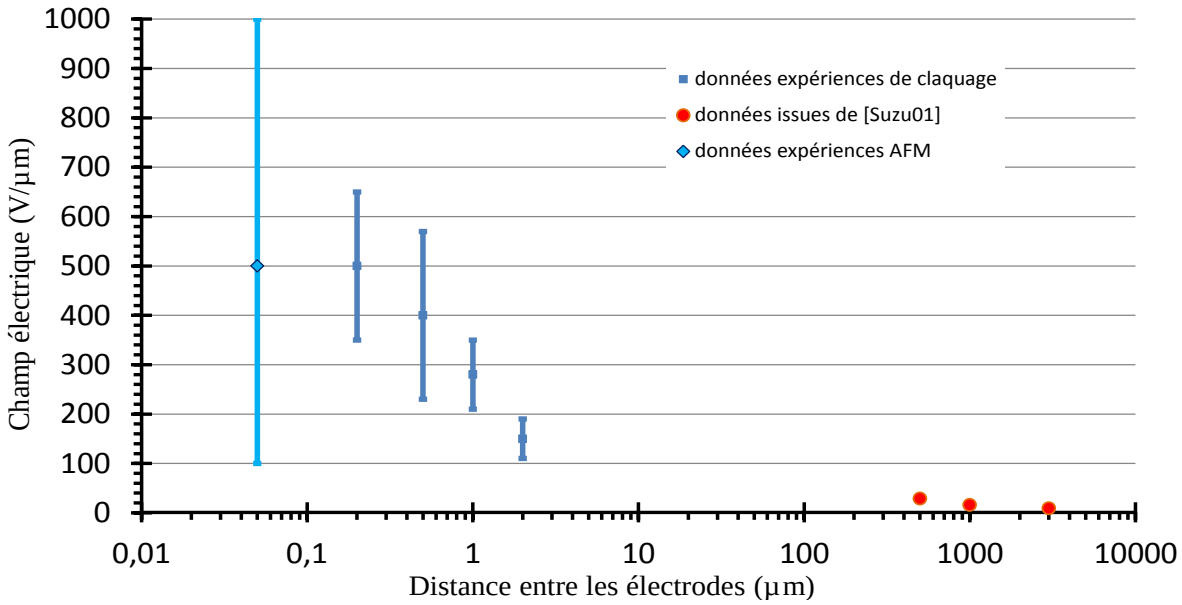


Figure 114 : Evolution du champ électrique en fonction de la distance entre les électrodes

La déviation à la loi de Paschen est également vérifiée pour d'autres conditions expérimentales. La Figure 115 compare la valeur moyenne de la tension de claquage obtenue dans trois cas différents. Pour chaque condition expérimentale et chaque distance, dix claquages successifs sont réalisés et les barres d'erreurs correspondent aux valeurs maximales et minimales obtenues lors de ces dix essais. La Figure 115 montre que le matériau (or ou ruthénium) et l'environnement gazeux (air ou azote) n'ont que peu d'influence sur la tension de claquage.

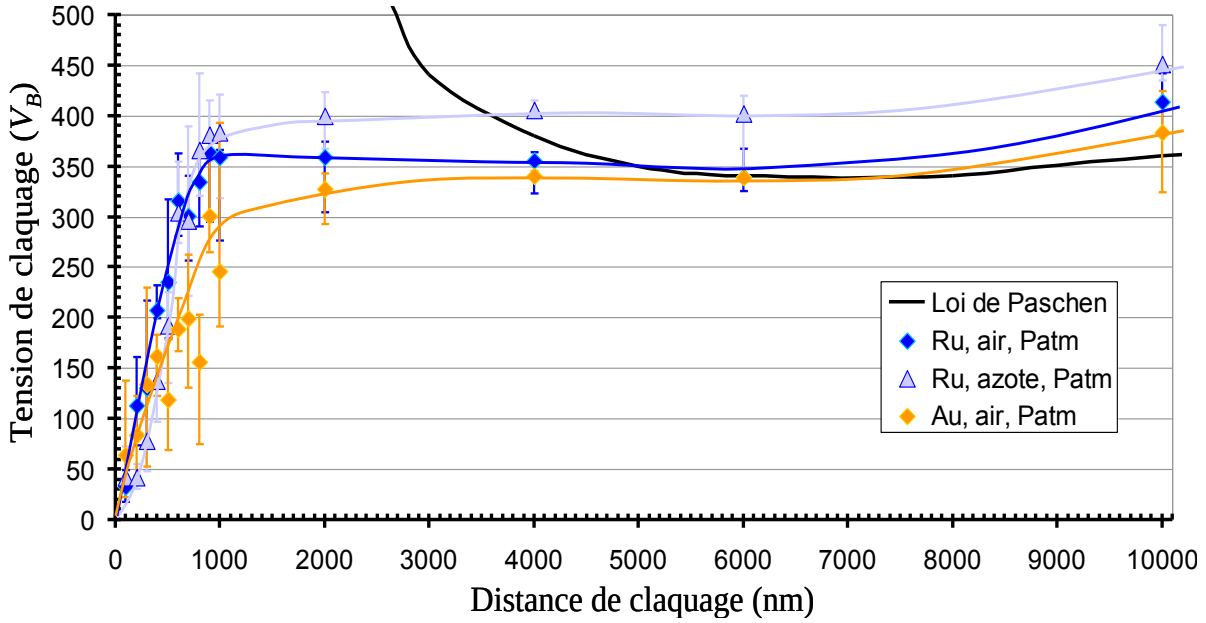


Figure 115 : Tension de claquage obtenue expérimentalement pour trois conditions différentes

Ces résultats sont comparés à ceux des auteurs ayant réalisé des expériences dans ce domaine d'étude sur la Figure 116. Ce graphe montre que nos résultats expérimentaux sont en accord avec ceux de Hirata [Hira07]. Les tensions de claquage sont similaires pour les distances inférieures au micromètre. Elle illustre également que pour des valeurs supérieures à 4µm, les résultats sont assez similaires et recollent à la loi de Paschen. Cependant les valeurs obtenues dans nos expériences sont plus importantes que celles d'autres auteurs [Torres99, Lee01]. Un tel écart peut s'expliquer par les conditions expérimentales utilisées (Tableau 16). Les pointes, plans et matériaux mis en jeu ne sont pas les mêmes (Ni, Al, laiton pour Torres, Fe et Ag pour Lee).

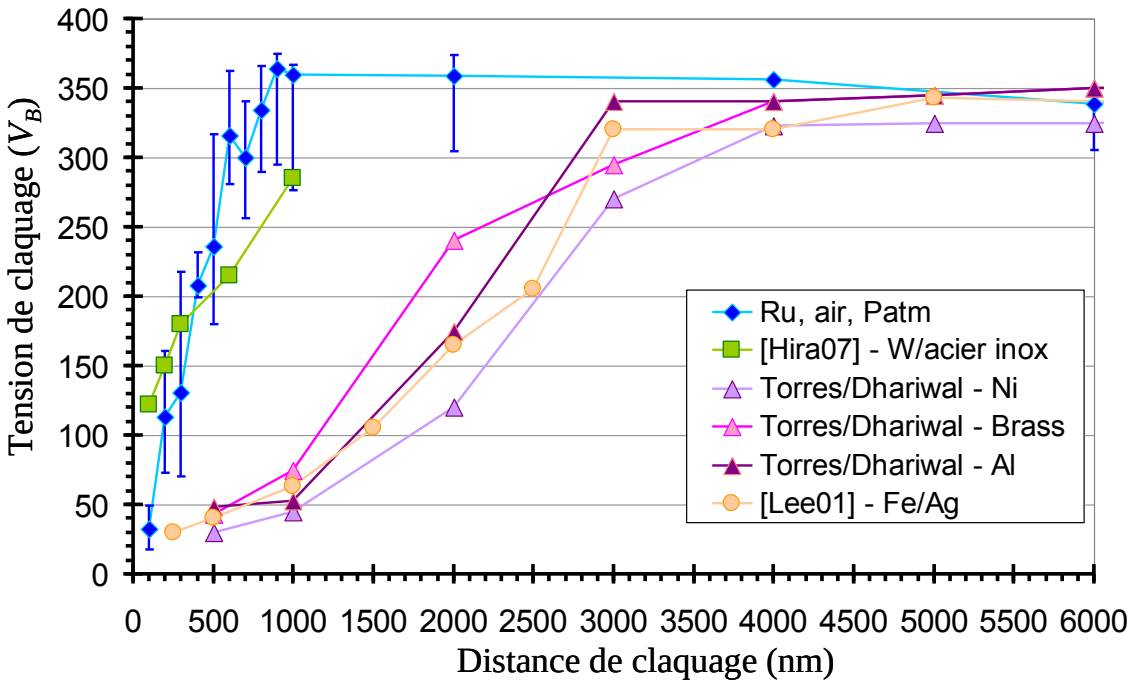


Figure 116 : Comparaison des valeurs expérimentales avec celles de la littérature

Tableau 16 : Conditions expérimentales des auteurs ayant montrés la déviation de la loi de Paschen

Auteurs	Matériaux	Géométrie	Méthode de mesure/critère	Distances d'étude
Notre étude	CuBe doré/Au ou Ru	Pointe (r_c=10µm) / plan	Rampe de tension/ détection de i>1µA	100nm-10µm
Hirata	W/acier inox	Pointe (r_c=20nm) / plan	NC	30nm-1µm
Torres/Dhariwal	Ni ou Laiton ou Al	Cylindre (2cm) / Disque (2cm)	Rampe de tension/ détection de i~1mA	500nm-25µm
Lee/Chung	Fe/Ag	Pointe (r_c=50µm) / plan	NC	250nm-40µm

Un certain nombre des résultats obtenus se rassemblent pour des distances inférieures au micromètre (Figure 117). Ce comportement de la tension de claquage à ces distances, si on le considère linéaire, suit une pente de l'ordre de 350V/µm. Cette valeur est très grande par rapport à celle proposée par Lee qui suggère une valeur de 70V/µm, soit cinq fois plus petite [Lee01]. Cependant ce comportement est du même ordre de grandeur que celui de Hirata. Une loi de l'ordre de 350V/µm est cohérente avec le comportement observé dans les composants MEMS, notamment en ce qui concerne les distances de séparation des électrodes. En effet, les distances entre les électrodes à l'état fermé sont souvent de l'ordre de quelques centaines de nanomètres et les tensions mises en jeu de plusieurs dizaines de volts. Avec un champ de claquage de l'ordre de 70V/µm, seul 14V suffiront pour avoir un claquage entre deux électrodes espacées de 200nm. Ceci

n'est pas observé dans les dispositifs où des tensions d'actionnement de l'ordre de 30V à 40V sont appliquées. Une valeur de l'ordre de 350V/µm paraît donc plus réaliste.

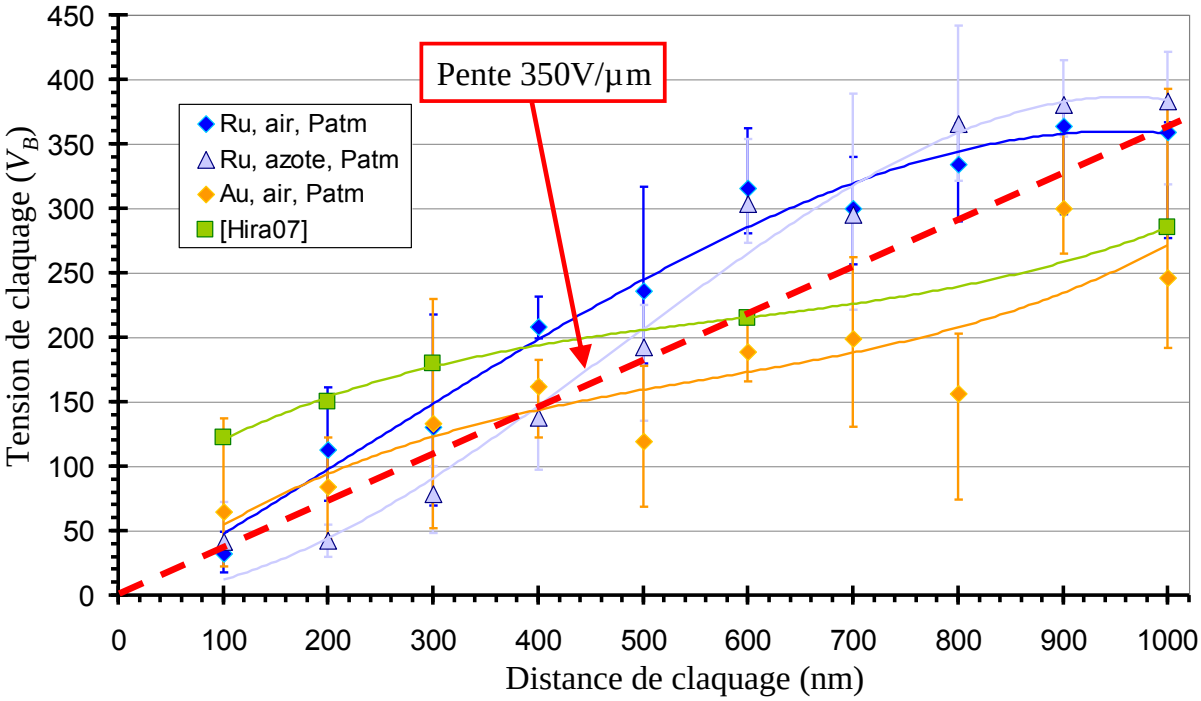


Figure 117 : Comparaison des valeurs expérimentales pour d<1µm

Si on considère qu'il est nécessaire d'avoir un champ électrique global entre les électrodes de l'ordre de 350V/µm pour créer les conditions d'un passage de courant, cela signifie qu'il suffit d'une tension de 3,5V appliquée entre deux électrodes espacées de seulement 10nm pour créer un claquage. Ainsi, les distances critiques pour lesquelles des émissions de courants ont été observées à la fermeture (Figure 100 et Figure 101), de quelques nanomètres à quelques dizaines de nanomètres, constituent les distances typiques pour lesquelles sous des tensions de quelques volts (5V dans nos expériences) un courant peut circuler entre les deux contacts. L'apparition des pics de courant dans cette gamme de distance est donc directement liée à cette loi de comportement du « claquage » dans des gaps de dimensions sub-micrométriques.

On remarque également qu'il n'y a que très peu de différence de la tension de claquage entre les différents matériaux utilisés. Que ce soit dans nos expériences (Ru ou Au) ou dans les expériences menées par Hirata (W et acier inoxydable), les tensions de claquages sont assez similaires. Cela est corrélé au fait de n'avoir pas trouvé de matériaux dont la résistance au transfert de matière est plus grande dans les expériences menées avec l'AFM (partie 3.2.7). Cependant, il pourrait être intéressant d'étudier la corrélation entre les tensions de claquage obtenues et les propriétés de certains matériaux des électrodes (notamment pour des travaux de sortie différents).

3.3.4 Analyse par spectroscopie optique

Après avoir étudié l'origine possible du transfert de matière (évaporation) et observé que les dimensions caractéristiques de l'étude permettent d'émettre du courant depuis la cathode, nous nous intéresserons à la nature et au mécanisme régissant le transfert de matière. Pour cela, une analyse spectroscopique est entreprise pour visualiser et caractériser un éventuel plasma qui permettrait d'expliquer le transfert de matière de manière similaire aux contacts macroscopiques. Une émission lumineuse pour des contacts avec une aussi faible distance d'ouverture, et pour des tensions de l'ordre de quelques volts à quelques dizaines de volts n'a (à notre connaissance) jamais été mise en évidence jusqu'à présent.

3.3.4.1 Etude sur les relais MEMS

Les premières expériences sont directement menées sur des relais MEMS. Pour cela, les relais magnétiques LETI ont été utilisés. Ceux-ci permettent en effet une grande ouverture des contacts (2µm) et un accès optique du contact pour l'observation de la lumière grâce à leurs deux contacts en parallèle situé à l'extrémité de la membrane. Ces relais sont actionnés à l'aide d'un aimant tournant dans une enceinte noire. Ces expériences sont détaillées dans le Chapitre 2, partie 2.3.

Pour vérifier une éventuelle émission de photons lors de la commutation des contacts, les relais magnétiques sont cyclés au plus près de la cathode du photomultiplicateur (PM). Le PM permet d'obtenir une information qualitative sur la présence ou non de lumière en fournissant à sa sortie un courant proportionnel aux nombres de photons reçus à sa photocathode dans le visible et proche UV (Figure 77). Les résultats, en Figure 118, montrent qu'une émission de photons est observée au moment de la commutation des relais. Il faut cependant remarquer que ces émissions de lumière ne sont observables que pour des tensions supérieures à 14V. En dessous de cette valeur, le rapport signal sur bruit du PM est trop faible pour pouvoir distinguer clairement des émissions de lumière liées à la commutation du relais (pics de bruit de fond du PM ~3nA).

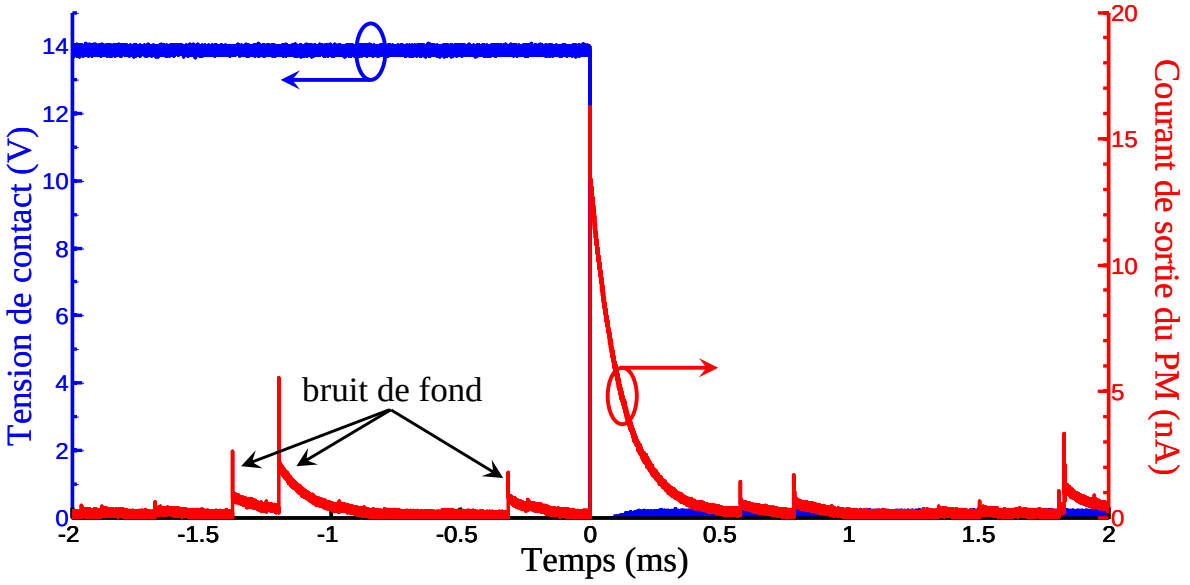


Figure 118 : Réponse du photomultiplicateur au moment de la fermeture du contact dans un relais MEMS (V_c=14V, i=2,5mA)

Ces émissions de lumière sont également parfois observées avant la fermeture du contact (Figure 119). Cette figure montre que le pic de lumière est lié à un pic de courant observé quelques dizaines de nanosecondes (~40ns) avant celui-ci. Ce temps est caractéristique du temps de transit des électrons dans le PM (37ns) et montre la corrélation entre les pics de courant et les émissions lumineuses observées. On remarque que ces pics sont très lumineux et sortent nettement du bruit de fond du PM situé autour de 3nA de courant de sortie.

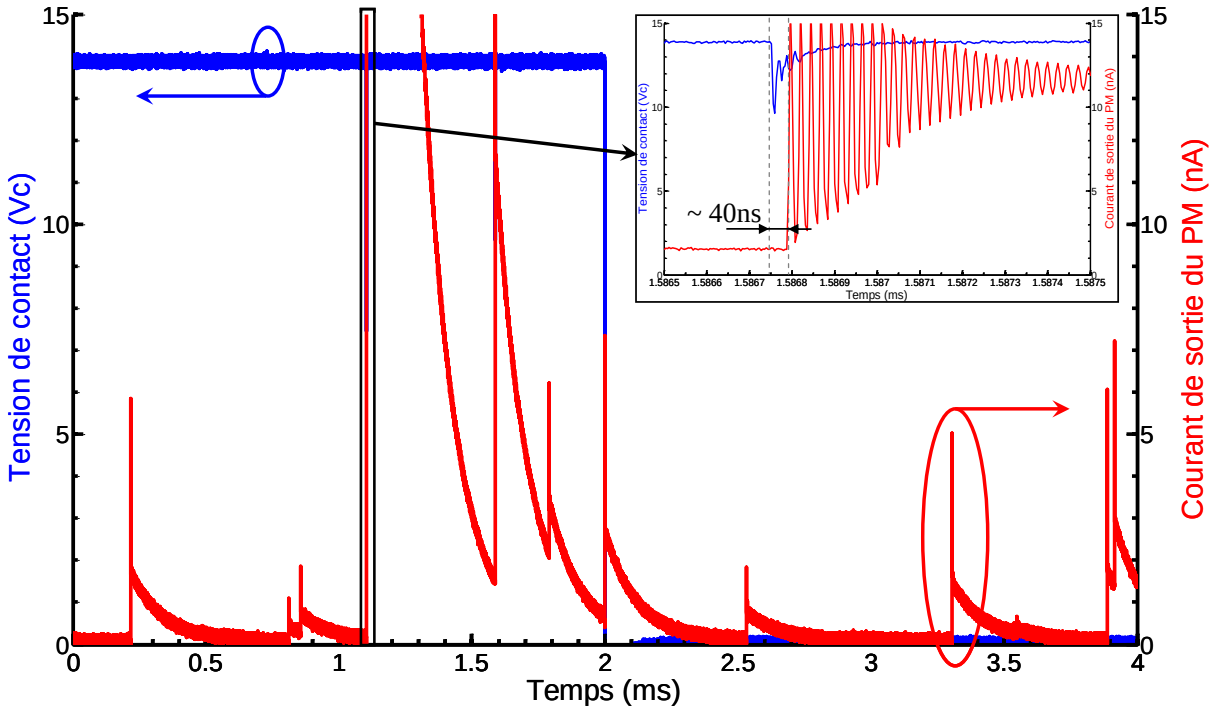


Figure 119 : Observation avec le PM d'un pic lumineux correspondant à un pic de courant (d'environ 500µA) avant la fermeture du contact dans les relais MEMS (V_c=14V, i=2,5mA)

Le spectrographe permet d'obtenir des informations sur la nature des photons émis. La Figure 120 montre tout d'abord l'image, sur la caméra CCD du spectrographe, des contacts vus de face qui sont cyclés pendant 5 minutes à une tension continue de 24V (fréquence de 1Hz et *i*=4,2mA). La netteté de cette image est faible puisqu'un fort grossissement a été réalisé pour permettre de visualiser le relais, ce qui explique la résolution médiocre de l'image. Elle montre cependant que deux lieux d'émissions correspondant aux deux contacts en parallèle peuvent être observés. Ce résultat indique que l'émission de lumière observée précédemment avec le PM est bien liée aux contacts. La tension de contact à l'état ouvert qui permet d'observer cette émission lumineuse est de 24V. Cette valeur est excessivement haute par rapport aux tensions normalement utilisées dans les relais MEMS. En dessous de cette valeur, l'intensité reçue à l'entrée du spectrographe est trop faible pour sortir du rapport signal sur bruit malgré l'accumulation de nombreux cycles. Nous sommes donc confrontés aux limites de détection de notre équipement.

Figure 120 : Image sur la CCD du spectrographe du relais (a,b) et des lieux d'émissions de la lumière (c) après 5min d'accumulation

Bien que de la lumière soit observée au niveau du contact dans ces relais MEMS et que la tension imposée à l'état ouvert ait été augmentée, l'intensité lumineuse totale accumulée au niveau du spectrographe reste trop faible pour pouvoir réaliser des spectres. De plus, même si le spectrographe le permet puisque celui-ci est refroidi, il n'est pas possible d'accumuler la lumière sur un nombre de cycles très élevé avec les relais MEMS, puisque sous 24V ceux-ci se dégradent très rapidement jusqu'à collage définitif de leurs contacts. Les Figure 121 et Figure 122 montrent l'état des contacts après les cycles, utilisés pour l'expérience. Le transfert de matière y est nettement observé. Il a donc été choisi d'utiliser un dispositif expérimental complémentaire.

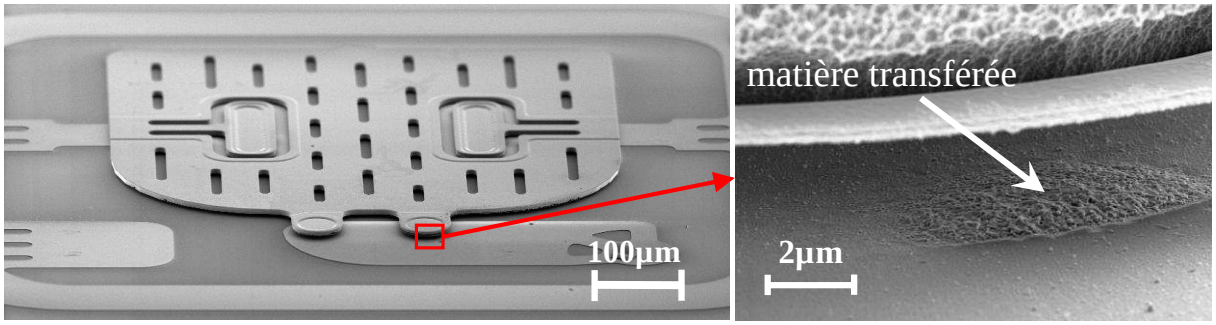


Figure 121 : Observation MEB des contacts des relais MEMS après les expériences de spectroscopie sous 24V/4,2mA

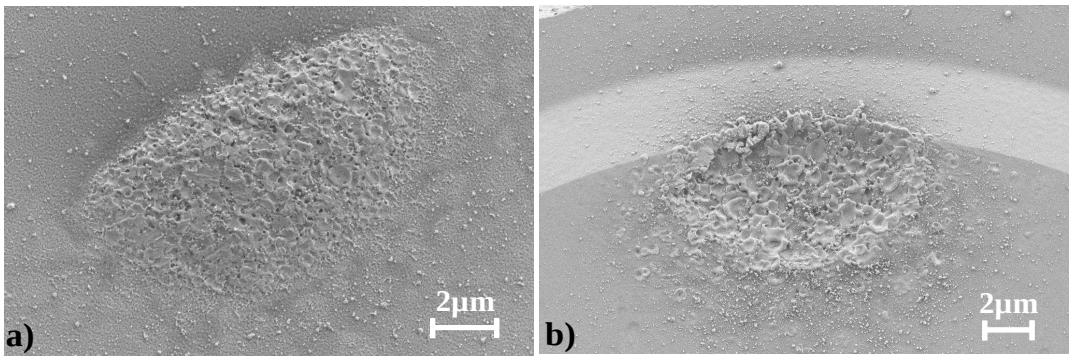


Figure 122 : Observation MEB du transfert de matière au niveau du contact après les expériences de spectroscopie sous 24V/4,2mA avec a) partie fixe, b) membrane mobile.

3.3.4.2 Etude avec le banc de cyclage

Le banc de cyclage permet de reproduire le contact entre une pointe et un plan. Pour rappel, les pointes de tests utilisés sont des pointes CuBe métallisées Au et le plan est un substrat métallique Au ou Ru. L'avantage de ce banc est de pouvoir effectuer un grand nombre de cycles.

L'émission de lumière au cours des cycles a été observée avec le PM. Les résultats, Figure 123, montrent que de la lumière est observée lors de la fermeture du contact. Une telle observation est possible pour des tensions de contact à l'état ouvert (V_c) supérieures à 18V et un courant d'environ 3mA à l'état fermé. En dessous de cette valeur le rapport signal sur bruit est trop faible pour distinguer nettement de l'émission[32].

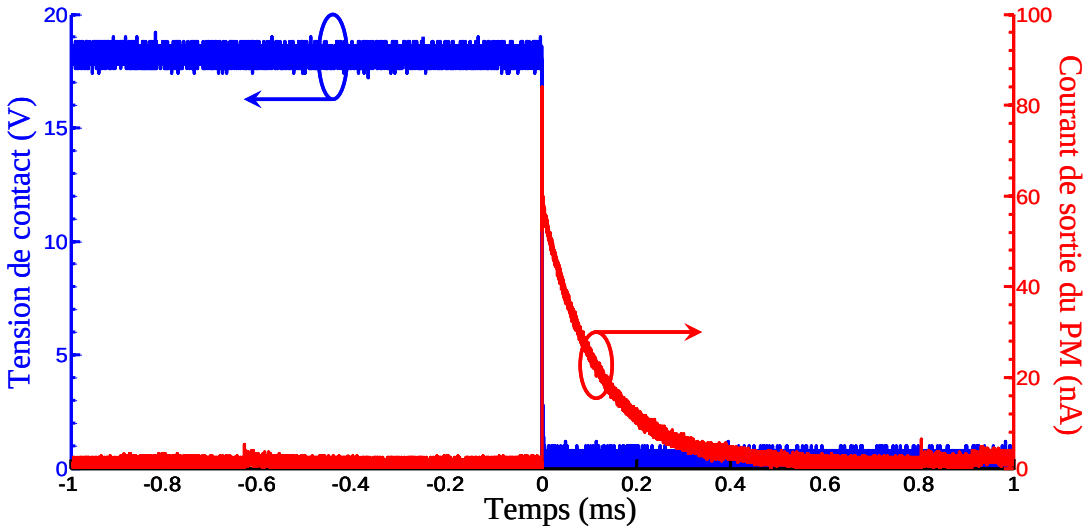


Figure 123 : Observation de lumière au moment de la fermeture du contact avec le banc de cyclage (V_c=18V, i=3,2mA)

[32] On peut remarquer que cette tension est plus élevée que celle obtenue sur les relais magnétiques. Ceci peut s'expliquer de deux raisons. La première est que le PM a été placé plus près des relais magnétiques du fait de leur encombrement réduit. La seconde est que l'alignement et la focalisation avec le PM du dispositif de cyclage n'ont pas été optimisés, le but étant simplement de montrer que de la lumière est également observée avec ce moyen expérimental.

Il est à noter que la valeur des pics des émissions lumineuses ne dépend pas du courant. En effet, lorsque ce dernier a été augmenté d'une décade, l'intensité des pics lumineux vus par le PM n'a pas varié. En revanche en augmentant la tension $V_c \geq 18V$, l'intensité lumineuse augmente. Ces résultats sont cohérents avec ceux précédemment obtenus lors des expériences AFM. En effet, le transfert de matière montrait une dépendance avec la tension de contact à l'état ouvert mais pas avec le courant de contact. Enfin, les émissions de lumière observées avec le banc de cyclage sont similaires, en termes d'intensité lumineuse, à celles précédemment obtenus sur les relais magnétiques.

L'utilisation du banc de cyclage possède deux avantages principaux par rapport aux relais MEMS. Il permet d'obtenir une meilleure focalisation du point de contact, et il est beaucoup plus robuste qu'un composant. Il permet d'atteindre un plus grand nombre de cycles. La Figure 124 montre les images du contact pointe/plan obtenus sur la caméra CCD du spectrographe en lumière blanche (état initial) puis après dix minutes de cycles (à ~1Hz) dans le noir à 24V/4mA. La lumière émise au niveau du point de contact est observable pour ce niveau de tension.

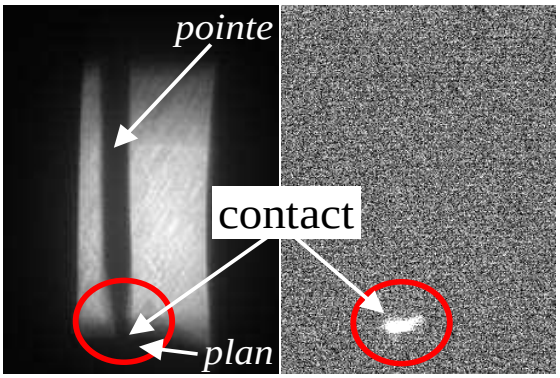


Figure 124 : Image de la lumière émise au niveau de la pointe du banc de cyclage (10min à V_c=24V, i=4mA)

Une analyse spectrale est alors possible au moyen de ce dispositif expérimental et pour des tensions de contact à l'état ouvert de l'ordre de 50V, valeur une nouvelle fois très élevée, mais qui permet de récolter suffisamment d'information lumineuse. Le plan métallique est polarisé en anode. Les spectres présentés correspondent au réseau 150 traits/mm du spectrographe et ont tous été corrigés par la réponse spectrale du réseau (voir partie 2.3.2). La première observation de ces spectres permet de dégager deux informations intéressantes. Premièrement la signature spectrale est reproductible d'un essai à l'autre. La Figure 125 montre trois spectres pour des contacts avec un plan en or. Le rapport des intensités émises entre les principales raies est constant.

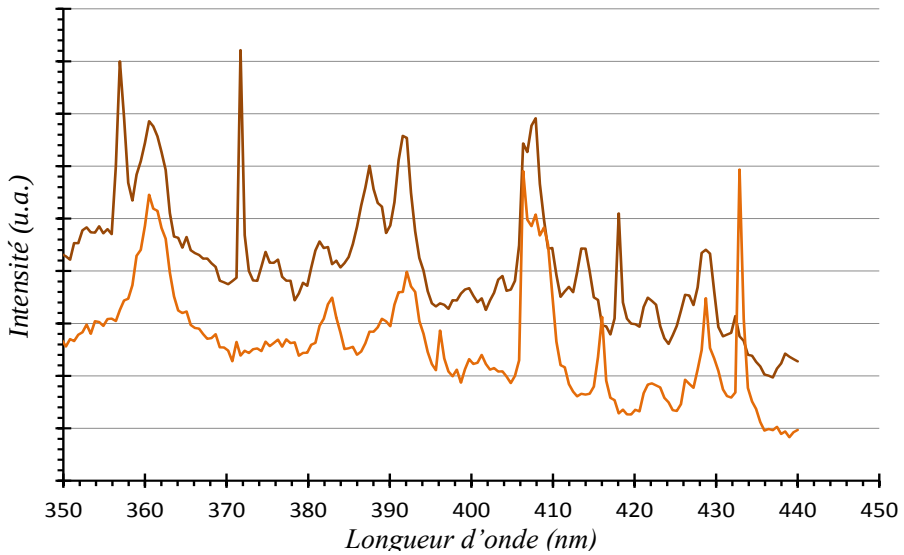


Figure 125 : Spectres réalisés pour des plans en or pour V_c=50V (pendant 30min)

Deuxièmement ces spectres évoluent en fonction du matériau de contact. En effet la Figure 126 montre deux spectres réalisés avec des contacts en ruthénium. Sur ces spectres, des raies d'émissions vers 374nm, 381nm et 386nm peuvent être très nettement observées alors qu'elles n'étaient pas présentes avec des contacts en or.

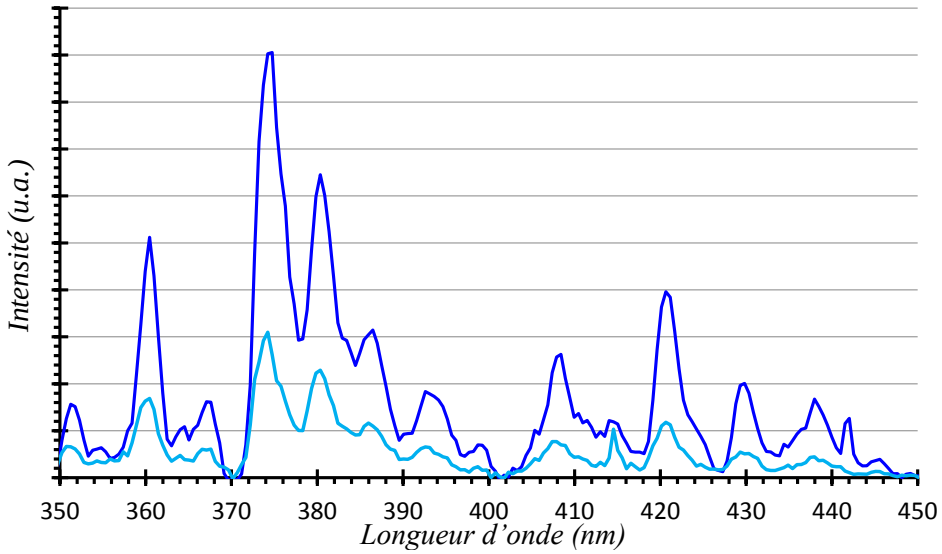


Figure 126 : Spectres réalisés pour des plans en ruthénium pour V_c=50V (pendant 30min)

L'analyse de ces spectres a été réalisée en simulant les spectres d'émissions via un programme réalisé avec le logiciel Mathematica. Ce programme permet, en supposant l'équilibre thermodynamique local (ETL), de calculer l'intensité relative pour chaque longueur d'onde d'une espèce donnée à une température *T*. Ce calcul repose sur une distribution de Boltzmann et sur l'intensité d'émission relative d'une longueur d'onde I_λ par rapport à une autre pour une même espèce selon la relation :

$$I_\lambda = \frac{hc}{4\pi\lambda_{ul}} A_{ul}\, g_u \frac{N_i}{Z(T)} \exp\left(-\frac{E_u}{kT}\right) \qquad (25)$$

Où h est la constance de Planck, c la vitesse de la lumière, k la constante de Boltzmann, A_{ul} la probabilité de transition, λ_{ul} la longueur d'onde entre le niveau supérieur u et le niveau inférieur l, g_u le poids statistique, E_u l'énergie du niveau haut u, N_i la densité totale de l'espèce i et $Z(T)$ la fonction de partition interne calculée à la température T [Gri97]. La fonction de partition interne peut être calculée avec la relation :

$$Z(T) = \sum_i g_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) \qquad (26)$$

Puisque le programme fournit l'intensité relative entre les longueurs d'onde pour une même espèce, il n'est pas nécessaire de connaître la densité N_i de l'espèce dans le plasma. Cette valeur est ajustée manuellement. Les autres paramètres, A_{ul}, g_u, E_u, λ_{ul} peuvent être trouvés dans des bases de données [NistASD], [Uni-Han].

Afin de définir la température d'excitation avec le programme Mathematica donnant l'intensité d'émission d'une espèce donnée à la température T selon l'équation (25), dans un premier temps seules quatre principales raies d'émission vers 510nm, 515nm et 521nm des spectres expérimentaux sont considérées. Ces raies ont été choisies car, de manière expérimentale, leur intensité est grande par rapport au bruit de fond et le rapport d'intensité entre ces trois raies est bien défini. Ces trois raies d'émissions correspondent à celles du cuivre et à des transitions différentes[33]. Les longueurs d'onde, les transitions et les valeurs des différents paramètres permettant de simuler le spectre de ces trois pics d'émission ont été extraites de [NistASD] et sont détaillées en Annexe 4, seules quelques propriétés principales sont indiquées dans le Tableau 17.

Tableau 17 : Propriétés spectroscopiques des raies d'émission du cuivre (CuI) [NistASD]

Longueur d'onde λ (nm)	Transition	Energie du niveau haut E_u (eV)	Poids statistique g_u	Probabilité de transition A [$10^8 s^{-1}$]
510,554	$^2P^0_{3/2} \rightarrow {}^2D^0_{3/2}$	3,82	4	0,02
515,324	$^2D_{3/2} \rightarrow {}^2P^0_{1/2}$	6,19	4	0,6
521,820	$^2D_{5/2} \rightarrow {}^2P^0_{3/2}$	6,19	6	0,75
522,0066	$^2D_{3/2} \rightarrow {}^2P^0_{3/2}$	6,19	4	0,15

[33] Le fait d'avoir des transitions différentes permet une variation nette du rapport des intensités entre les différentes raies simulées lorsque la température d'excitation varie.

En utilisant ces données, des spectres correspondant à ces quatre raies d'émission du cuivre pour différentes températures ont été simulés. Une bonne corrélation entre le spectre expérimental et celui simulé est obtenue pour une température de 7600K et pour toutes les raies simulées (Figure 127).

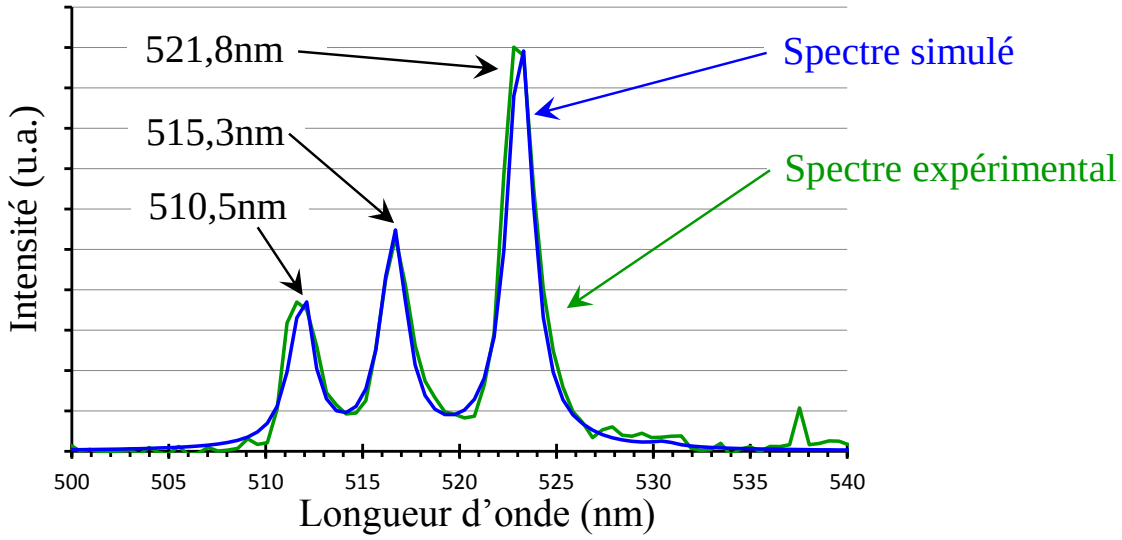


Figure 127 : Spectre expérimental et spectre simulé pour les raies du cuivre pour une température d'excitation de 7600K (plan Au, V_c=40V, 15min à 1Hz)

Ces résultats permettent d'extraire plusieurs propriétés du plasma. Tout d'abord les raies d'émission correspondent toutes à des atomes excités (CuI). Ceci est une première indication de la température du plasma puisqu'elles ne correspondent pas à des espèces ioniques (par exemple CuII). En faisant varier la température d'excitation du plasma dans le spectre simulé, un encadrement de la température d'excitation du spectre expérimental peut être obtenu. Une température de 7600K ±100K a été obtenue.

Cette méthode a été utilisée pour l'ensemble des longueurs d'onde des spectres correspondant aux expériences avec le plan ruthénium. Les propriétés spectroscopiques correspondant au ruthénium sont détaillées en Annexe4, quelques données sont résumées dans le Tableau 18 ci-dessous.

Tableau 18 : Principales propriétés spectroscopiques du ruthénium RuI [NistASD]

Longueur d'onde λ (nm)	Transition	Energie du niveau haut E_u (eV)	Poids statistique g_u	Probabilité de transition A [$10^8 s^{-1}$]
359,302	$a^5F \rightarrow z^5G^0$	3,78	3	0,7904
372,803	$a^5F \rightarrow z^5F^0$	3,32	5	0,7935
379,935	$a^5F \rightarrow z^5D^0$	3,26	4	0,4367

Le tracé du spectre simulé ainsi que le spectre expérimental pour les longueurs d'ondes du ruthénium de 350nm à 470nm est présenté en Figure 128. Le spectre simulé a été réalisé pour une température de 7600K, la température précédemment obtenue sur les quatre raies du cuivre. La Figure 128 montre une bonne corrélation entre le spectre expérimental et celui simulé et ce pour la température d'excitation de 7600K précédemment trouvée. Pour toutes les expériences réalisées avec le banc de cyclage, cette même température de 7600K permet de faire correspondre le spectre expérimental et le spectre simulé.

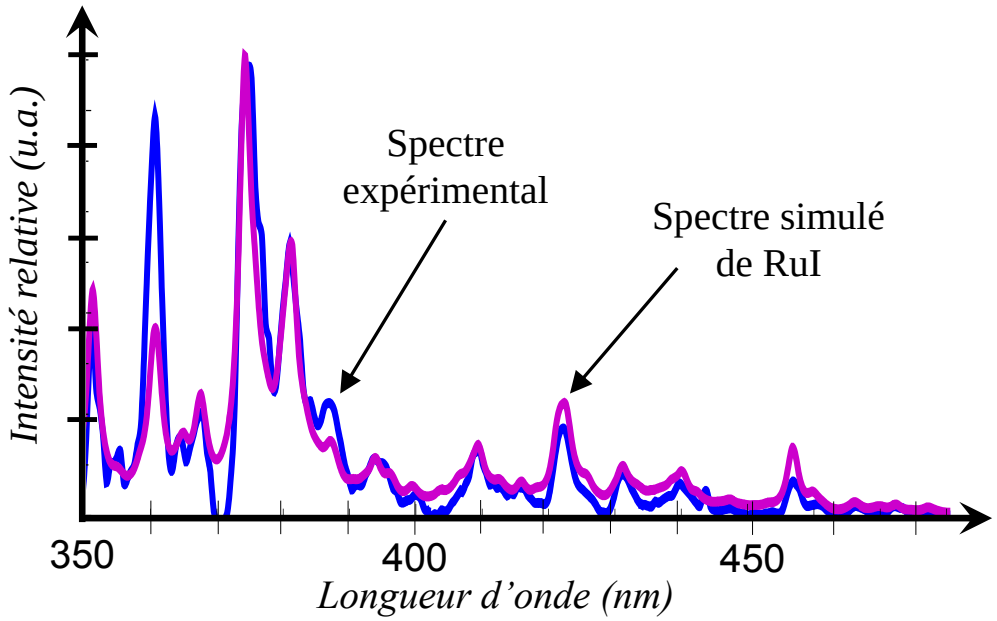


Figure 128 : Spectre expérimental corrigé par la réponse spectrale du détecteur et spectre simulé pour le ruthénium à T_{exc}=7600K

Les résultats obtenus permettent donc d'apporter plusieurs éléments de réponse sur la nature du transfert de matière. Le premier étant qu'un plasma a été mis en évidence. Les tensions de contact à l'état ouvert sont certes beaucoup plus élevées que celles normalement utilisées dans les relais MEMS, mais la limitation des appareils utilisés en terme de sensibilité de détection oblige à appliquer de telles tensions pour réaliser des analyses. D'après les analyses et simulations, ce plasma est purement métallique puisque seules les raies d'émissions correspondant aux métaux de contact ont été trouvées. Aucune raie correspondant au milieu environnant (O, N_2) n'a été trouvée, de même que celles du substrat (Si) ou d'éventuelle contamination (C).

Seuls les métaux de contact ressortent dans les spectres expérimentaux, que ce soient les matériaux du plan (par exemple le ruthénium) ou les matériaux de la pointe (cuivre). L'érosion des deux électrodes est également observée par Jahan lors de ses expériences de nano-érosion et tend à montrer qu'une érosion plus faible se produit également à la cathode [Jahan12]. Les raies correspondant à l'or, pourtant présent sur la pointe ou parfois en matériau de plan, n'ont pas été

détectées dans ces expériences, ceci peut s'expliquer par le fait que les raies d'or sont peu intenses et ne peuvent pas être détectées par les équipements utilisés. En effet à cause de la faible intensité de lumière recueillie à l'entrée du spectrographe, seules les raies les plus intenses peuvent sortir du bruit et être visualisées, c'est-à-dire celles du cuivre, du ruthénium et de l'argent. Ces résultats montrent que les matériaux de l'anode (plan) et de la cathode sont détectés dans les spectres expérimentaux, indiquant que l'anode et la cathode contribuent au plasma formé. Ceci est également vrai lorsque la polarité a été inversée : la contribution des matériaux de l'anode et de la cathode a été retrouvée dans le spectre. Ceci vient certainement des tensions de contact à l'état ouvert qui sont appliquées pendant les expériences (V_c=50V). Ces résultats ne permettent donc pas de mettre en évidence un seul matériau de contact dans le plasma et d'expliquer directement le transfert de matière de l'anode à la cathode observé dans les relais MEMS.

Le banc de cyclage utilisé, avec son système pointe/plan, permet donc une meilleure focalisation et de réaliser des spectres des émissions lumineuses liées à la commutation du contact. Cependant la distance d'ouverture est mal connue, elle a été mesurée à environ 6µm, et la vitesse d'ouverture est inconnue. Pour maîtriser ces deux paramètres, de nouveaux essais ont été réalisés avec le banc de claquage.

3.3.4.3 Etude de la fermeture du contact avec le banc de claquage

Grâce à sa table piézoélectrique le banc de claquage permet de connaître précisément la distance d'ouverture (de quelques 100nm à quelques 10µm) et de maîtriser des faibles vitesses de commutation du contact (de 100nm/s à 10µm/s). Des cycles de contacts ont donc été réalisés pour des vitesses de 100nm/s. Pendant la fermeture, le courant circulant dans le contact en plaçant une résistance de 10kΩ après le contact et le courant de sortie du PM ont été mesurés à l'oscilloscope (Figure 129). Lorsqu'on regarde le moment précis de la fermeture du contact, de l'émission de lumière est obtenue pour des tensions de contact à l'état ouvert au minimum supérieures à 20V et des distances d'ouvertures de 3µm au maximum. Ces résultats sont similaires à ceux obtenus précédemment que ce soit dans les relais MEMS ou sur le banc de cyclage : au moment de la fermeture, de la lumière est émise à chaque cycle.

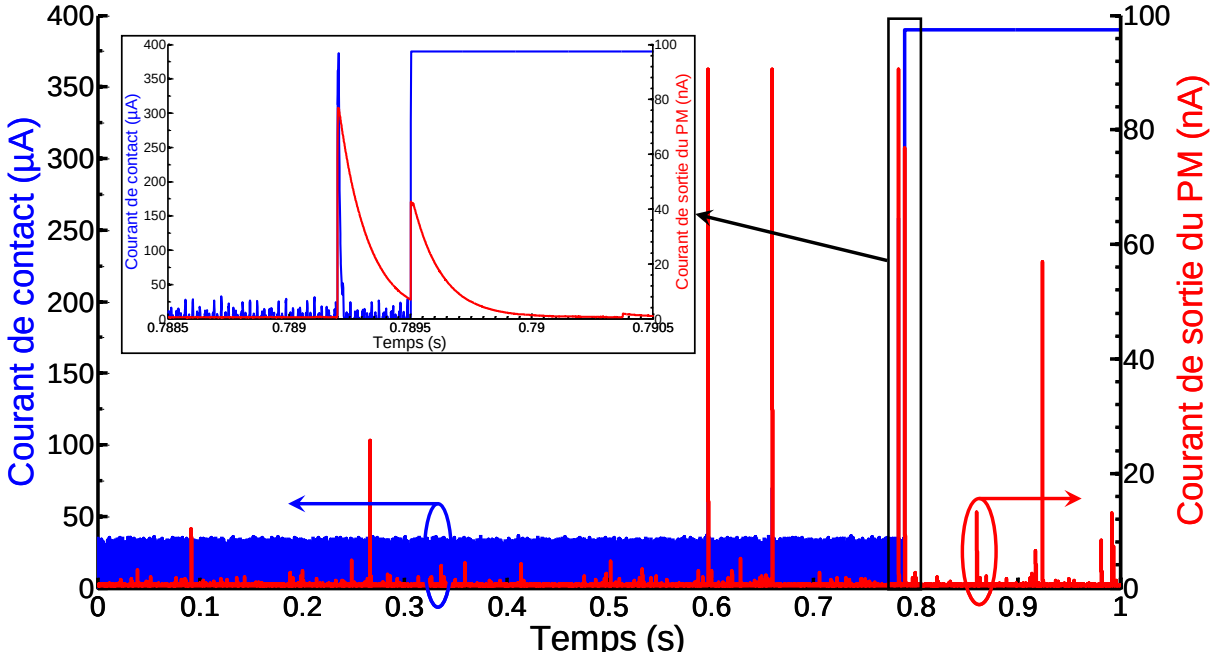


Figure 129 : Emission de lumière observée avec le PM au moment de la fermeture du contact avec le banc de claquage (V_c=50V, v=500nm/s, ouverture max=3µm)

La Figure 130 se focalise sur un pic de courant du PM situé dans les derniers instants avant la fermeture du contact pour un contact avec un plan en or, V_c=50V et une vitesse de commutation de 500nm/s. En élargissant la base temporelle on s'aperçoit que le signal de sortie du PM est émis au même moment que des pics de courant du circuit de charge. La différence entre ces deux signaux est de quelques dizaines de ns, soit le temps de réponse caractéristique du PM.

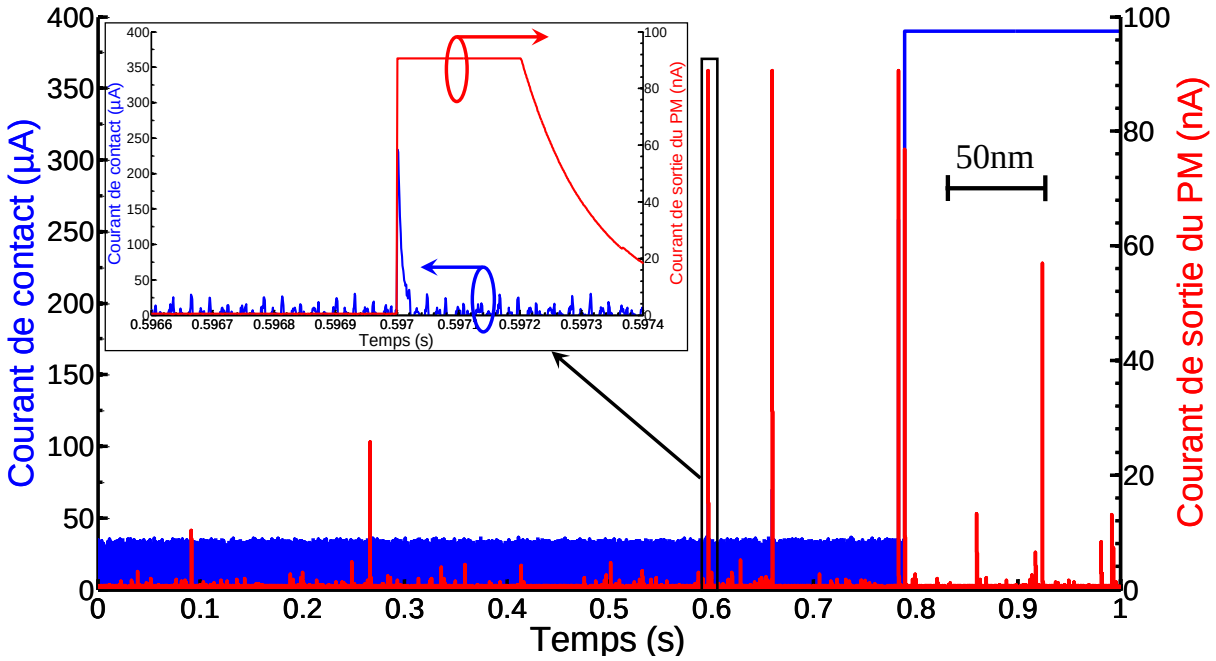


Figure 130 : Emission de lumière observée avec le PM dans les derniers nanomètres avant la fermeture du contact (V_c=50V, v=500nm/s, ouverture max=3µm)

L'observation de pics de lumière corrélés à ceux de courant est vérifiée pour chaque pic de lumière avant contact dont l'intensité sort nettement du bruit (pic>20nA). En traduisant l'échelle temporelle en déplacement on remarque que ces pics de courant, situés quelques ms avant la fermeture du contact, sont émis quelques nanomètres seulement avant la fermeture définitive. Ces pics lumineux avant fermeture du contact sont présents à chaque fermeture du contact avec ce dispositif.
Le dispositif de claquage, avec ses faibles vitesses d'actionnement, permet donc de mettre en évidence de l'émission de lumière dans les derniers nanomètres avant la fermeture du contact. Cette émission lumineuse était auparavant inobservable avec les expériences sur les relais MEMS et le banc de claquage à cause des vitesses d'actionnement plus élevées avec ces dispositifs expérimentaux. Ces résultats sont cohérents avec les mesures AFM du courant avant contact obtenues dans la partie 3.3.1 et confirment que les derniers nanomètres à dizaines de nanomètres avant la fermeture définitives sont critiques pour les contacts.

Sur le spectrographe, l'image de la pointe sur la caméra CCD est focalisée le plus nettement possible après l'alignement du système optique. Des cycles d'ouvertures/fermetures sont effectués et on observe que la lumière émise et vue précédemment par le photomultiplicateur provient bien du point de contact (Figure 131). La tension à l'état ouvert est encore une fois volontairement augmentée afin d'améliorer le plus possible le rapport signal sur bruit de l'intensité lumineuse émise au niveau du contact.

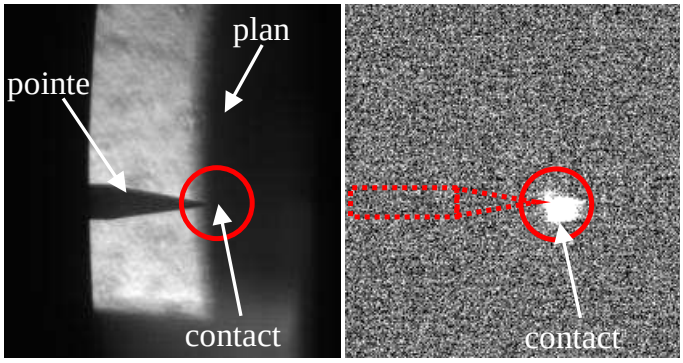


Figure 131 : Lumière émise par le banc de claquage lors des cycles observées sur la caméra CCD du spectrographe (3min avec Vc=-70V, plan Au en anode, vitesse de 500nm/s et ouverture maximale de 2µm)

Avec ce dispositif, la tension a dû être augmentée jusqu'à 70V ou plus afin de pouvoir avoir un rapport signal sur bruit suffisant et ne pas avoir des temps d'acquisition trop long des spectres (45min sont tout de même nécessaires). Ces spectres ont été réalisés pour des plans avec des surfaces d'or (Au) et de ruthénium (Ru). La comparaison des acquisitions entre les surfaces en or et en ruthénium montre cette fois-ci peu de différence dans les résultats quel que soit le matériau choisi pour le plan (Figure 132). Les distances d'ouvertures maximales et les vitesses de ces expériences sont respectivement de 3µm et 500nm/s.

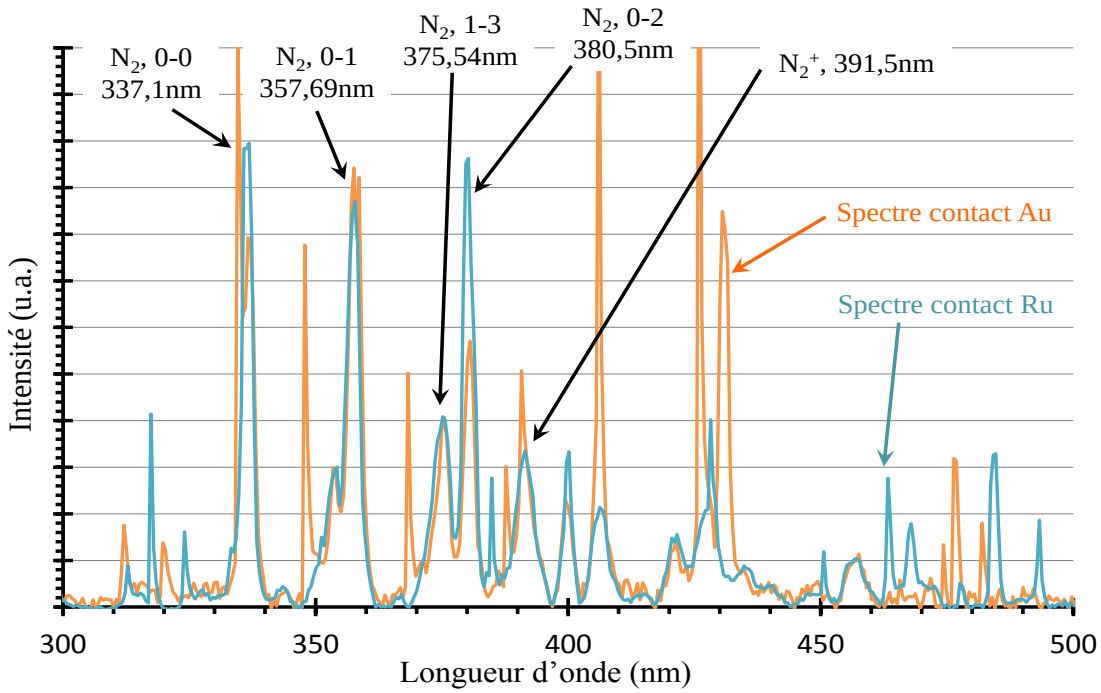


Figure 132 : Spectres obtenus avec le banc de claquage pour des contacts Au et Ru (v=500nm/s)

Une fois encore, l'augmentation par un facteur dix du courant de contact ne change pas l'intensité de la lumière émise. Pour sortir du bruit, ces spectres ont dû être obtenus avec des tensions de contact à l'état ouvert élevées (70V pour Au, 100V pour Ru), ceci malgré l'accumulation pendant plus de 30min (>200cycles). L'analyse des spectres révèle, étonnamment, que de l'azote compose le plasma créé, qu'il soit sous sa forme excitée (N_2) ou ionique (N_2^+), ce qui implique une énergie importante (>10eV) si on considère des collisions directes (Figure 133).

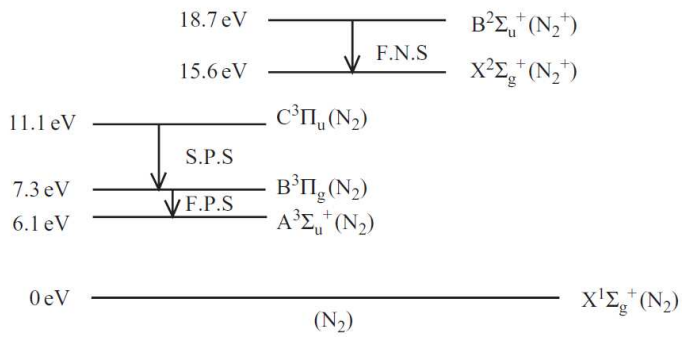


Figure 133 : Diagramme de niveau d'énergie de la molécule d'azote

L'allure des spectres est reproductible d'un essai à l'autre, seule varie légèrement l'intensité en fonction du temps d'accumulation. L'apparition d'atomes du gaz et la disparition des atomes métalliques sont étonnantes au vu des distances d'ouvertures étudiés (<3µm). Nous expliquons la différence des résultats entre ces spectres et les précédents des différences des conditions expérimentales qui sont rappelées dans le Tableau 19. La faible vitesse d'actionnement (500nm/s) et les tensions élevées (~100V) utilisées dans les dernières expériences permettraient aux électrons

émis à la cathode d'acquérir suffisamment d'énergie pour ioniser des molécules gazeuses se trouvant dans l'espace inter-électrode. Le fait de ne pas détecter des atomes de gaz serait principalement dû au faible nombre de cycles réalisés (10 fois moins à cause de la vitesse d'actionnement lente) qui ne permettrait pas aux raies métalliques de sortir du bruit.

Tableau 19 : Conditions expérimentales des spectres obtenus

Expériences	Electrodes	Tension	vitesse	Nb de cycles	Type d'émission
Dispo cyclage	Pointe CuBe dorée Plan Au ou Ru	50V	NC	~2000	Plasma métallique
Dispo claquage	Pointe CuBe dorée Plan Au ou Ru	70V-100V	500nm/s	~200	Plasma azote

L'obtention d'un spectre avec le dispositif de claquage n'est possible qu'en ayant des tensions très élevées ce qui provoque manifestement un changement de la nature du plasma créé. Puisque ces conditions (faible vitesse, tension élevée) sont très éloignées de celles rencontrées habituellement dans les relais MEMS, nous ne considèrerons pas ce cas et ne prendrons en compte que les résultats avec le dispositif de cyclage et un plasma métallique dans l'analyse finale.

3.3.4.4 Et à l'ouverture du contact ?

Les expériences précédentes ont montré que de la lumière était produite lors de la fermeture du contact. Qu'en est-il de la phase d'ouverture ? L'évolution du courant et de la tension du PM lors de l'ouverture du contact réalisée avec le banc de claquage est présentée en Figure 134. Sur ce résultat typique, on remarque une émission de lumière peu après l'ouverture du contact, celle-ci étant liée à une émission de courant de manière similaire aux observations précédentes pendant la phase de fermeture. En dehors de cette émission lumineuse qui apparaît de façon systématique à chaque ouverture, aucune autre émission lumineuse ne se distingue réellement. Ces observations tendent à confirmer le fait que la phase de fermeture est la plus critique lors de la commutation d'un contact aux dimensions du micromètre. Lors des différents enregistrements, les émissions de lumière pendant la phase de fermeture ont toujours été plus nombreuses et intenses que pendant la phase d'ouverture.

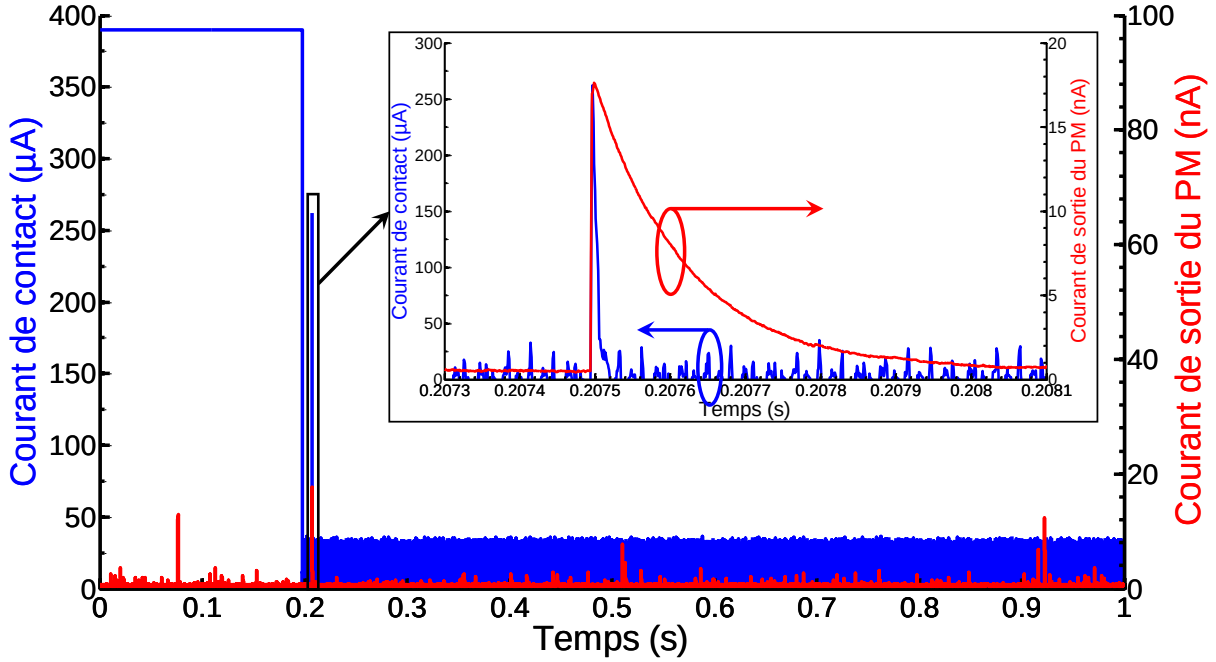


Figure 134 : Emission de lumière observée avec le PM lors de l'ouverture du contact (Vc=50V, v=500nm/s, ouverture max=3µm)

3.4 Analyse du transfert de matière aux dimensions (sub)micrométriques

Les résultats présentés ci-dessus permettent d'apporter des nouveaux éléments de réponse pour déterminer le processus de transfert de matière aux dimensions du micromètre et en dessous. Jusqu'à maintenant, trois explications théoriques du transfert de matière à ces dimensions ont été avancées par Slade [Slade02], Yang [Yang11] et Vincent [Vinc10][34]. Nos résultats expérimentaux ont mis en évidence des pics de courant dans les derniers nanomètres avant la fermeture du contact. Ces émissions de courant avant la fermeture du contact sont responsables du transfert de matière et sont accompagnées d'émissions de lumière. L'analyse de cette lumière montre qu'un plasma est créé au niveau du contact lors des commutations. Ce plasma est métallique et composé des matériaux du contact (la dissociation de l'influence de l'anode de la cathode dans ce plasma n'a pas pu être réalisée à cause des faibles intensités lumineuses recueillies).

Nos résultats confortent le scénario proposé par Slade [Slade02] qui met en avant la présence d'un plasma lié à l'explosion du site émissif de la cathode. En ajustant et complétant ce scénario à partir de nos expériences, un nouveau scénario du transfert de matière est proposé en Figure 135. Lorsque

[34] Ces explications sont détaillés dans le chapitre 1, partie 1.6.4.

les deux électrodes se rapprochent l'une de l'autre et que la distance qui les sépare devient inférieure au micromètre, le champ électrique E augmente fortement. Ce dernier est de surcroit amplifié au niveau de chaque aspérité selon un facteur β lié au facteur de forme de l'aspérité considérée ($1 \leq \beta \leq 100$). Un champ électrique local E_{loc} plus intense apparaît donc au voisinage de ces aspérités. Lorsqu'il dépasse la valeur critique du champ électrique dans l'espace inter-électrode, des électrons sont émis à partir de la cathode (Figure 135-A). La valeur de ce champ électrique a été calculée à 350V/µm dans les expériences réalisées (distance<1µm). Cette émission électronique crée un échauffement rapide à la fois au niveau de l'anode mais également à la cathode au niveau du lieu d'émission des électrons (Figure 135-B). Cet échauffement provoque la création d'un plasma métallique généré par l'évaporation des atomes des électrodes et l'émission des électrons à la cathode (Figure 135-C). Le plasma ainsi formé émet des photons dont les énergies sont caractéristiques des atomes le constituant (Figure 135-D). Sous l'effet du champ électrique les ions (X^+) sont attirés vers la cathode (Figure 135-E). Le plasma devient de plus en plus dense et ne génère, au bout d'un certain temps, plus suffisamment d'émission électronique pour être alimenté. Il s'éteint. Au final, un dépôt des atomes métalliques du plasma s'est produit au niveau de la cathode grâce au déplacement des ions métalliques (Figure 135-F).

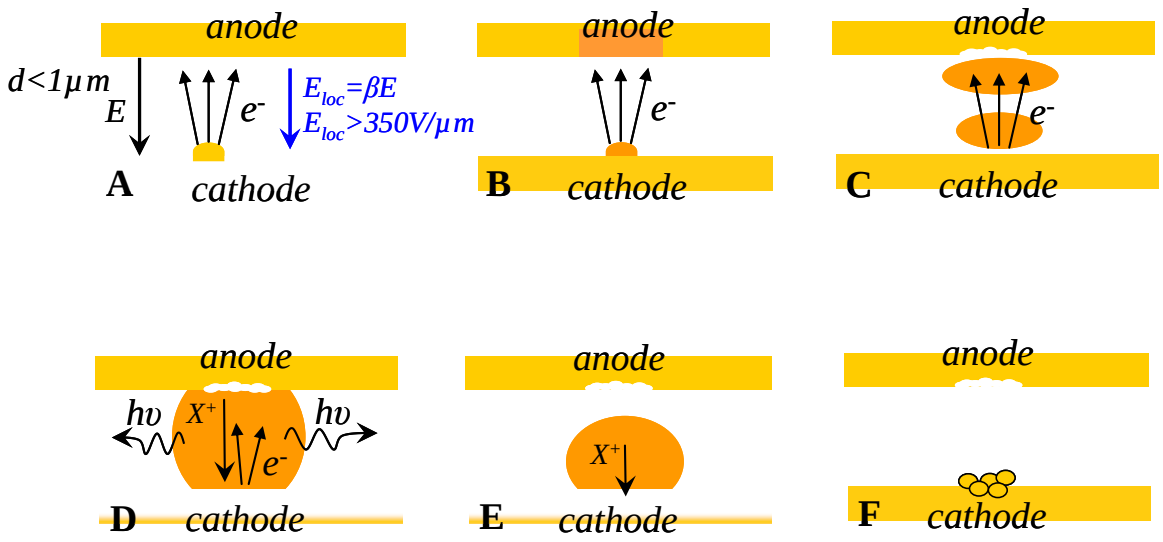


Figure 135 : Scénario proposé pour le transfert de matière aux dimensions micrométriques et sub-micrométriques

Un tel scénario explique les résultats obtenus dans ce chapitre. L'augmentation du transfert de matière avec l'augmentation de la tension de contact à l'état ouvert peut s'expliquer de deux manières. Premièrement, lors de la fermeture, le champ électrique critique de 350V/µm est atteint plus rapidement. Puis pour une distance donnée, le champ électrique est plus intense avec une tension plus élevé ce qui peut avoir pour conséquence d'augmenter les temps de transport et les

énergies des ions et électrons (discuté ci-après). Dans les deux cas, l'augmentation de la tension a pour effet d'amplifier le processus décrit ci-dessus. Un champ électrique critique de 350V/µm qui permet de déclencher ce processus de transfert de matière semble être justifié à la fois par les résultats obtenus concernant la déviation de la loi de Paschen (Partie 3.3.3) et également avec l'observation d'une distance critique d'apparition en accord avec les niveaux de tension observés. Il suffit d'une tension de 3,5V dans les derniers 10nm pour créer un champ électrique de 350V/µm. Ce sont typiquement les niveaux de tensions et les distances critiques d'apparition observées dans nos résultats. En ajoutant un facteur β d'amplification local du champ électrique de l'ordre de 10, il est possible de déclencher un tel scénario pour des tensions de 5V quelques dizaines de nanomètres avant la fermeture définitive du contact.

La diminution du transfert de matière avec l'application d'une tension alternative s'explique à la fois par un transfert qui change de sens à chaque inversion de la polarité et par la forme sinusoïdale de la tension qui induit que le temps passé à la tension maximale est plus faible qu'en continu. Dans nos expériences, le transfert est au final plus important sur le levier à cause d'un facteur de forme lié au bout du levier AFM comme expliqué en partie 3.2.6. On remarque que ce scénario n'est également pas dépendant du courant qui circule après la fermeture du contact.

Le scénario explique également le transfert de matière de l'anode à la cathode. En considérant que le déplacement des ions n'est dû qu'au champ électrique régnant entre les deux surfaces. Les temps de transports t_{ion} d'un ion, en prenant en compte les équations pour un mouvement rectiligne uniformément accéléré, sont alors définis par la relation :

$$t_{ion} = \sqrt{\frac{md}{2qE}} \qquad (27)$$

où m est la masse de l'ion, d la distance à parcourir, q la charge électronique ($1{,}6.10^{-19}$C) et E le champ électrique. En considérant un champ électrique E de 350V/µm, le temps de transport d'un ion d'or de masse m_{Au+}=$3{,}28.10^{-25}$kg sur une distance d=20nm est de $t_{Au^+} = 7{,}6.10^{-12}$s .

Le temps de transport d'un ion d'or dans la zone critique est donc de plusieurs picosecondes, un temps extrêmement court qui permet de justifier que les atomes de l'anode se transfèrent pendant la phase de fermeture sur la cathode.

Le même calcul pour un électron donne un temps de transport de $t_{électron}$=$1{,}3.10^{-14}$s. On remarque que les temps de transports électroniques et ioniques sont très faibles dans la zone de dégradation considérée (les quelques derniers nanomètres). Ces temps très rapides, de plusieurs dizaines de picosecondes, peuvent expliquer la difficulté à caractériser convenablement le type d'émissions

mises en jeu. Ces temps expliquent également le fait que le volume de matière transférée n'ait pas été modifié pour les différentes fréquences alternatives testés (50Hz, 400Hz et 10kHz, Figure 93). Ces fréquences sont en effet grandes par rapport aux temps mis en jeu dans le transport de matière. On pourrait en revanche supposer que des fréquences de plusieurs dizaines à centaines de GHz permettraient d'annihiler le transport de matière puisque la polarisation serait alors inversée suffisamment rapidement, avant même que les ions métalliques aient traversés l'espace inter-électrodes et aient atteints la cathode.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons cherché à mieux comprendre le phénomène de transfert de matière aux faibles dimensions (<1µm) lors d'essais de type « hot switching ». Les travaux ont tout d'abord permis de caractériser le transfert de matière dans des relais MEMS. Puis, l'importance de certains paramètres sur la réalisation de ce phénomène a été mise en évidence grâce aux expériences utilisant l'AFM instrumenté (c.f. Tableau 12). De la mesure de la quantité de matière transférée on a pu montrer que la phase de fermeture est plus critique que la phase d'ouverture. Une augmentation du volume transféré avec la tension de contact à l'état ouvert a été observée, le transfert ne se produisant qu'à partir d'une tension seuil située autour de 4V et 6V. Ce comportement est comparable pour tous les matériaux testés, métaux purs (Au, Ru et Pt) ou dérivés de l'or (AuN, AuB). La commutation d'un signal continu (DC) plutôt qu'alternatif (AC) ainsi qu'un facteur de forme important (augmentation du champ électrique) sont également des facteurs aggravants de ce mécanisme de défaillance. Enfin, la vitesse de commutation apparaît être un paramètre essentiel dans l'observation du phénomène.

Les travaux ont ensuite permis d'étudier les mécanismes physiques régissant le phénomène de transfert de matière. Des expériences AFM ont montré que la quantité de matière transférée pouvait être reliée à l'énergie électrique dissipée avant la fermeture du contact. En effet de l'émission de courant se produit dans les derniers nanomètres à dizaines de nanomètres avant la fermeture du contact sous tension. Ainsi, lors de la fermeture du contact, la faible distance inter-électrodes modifie les mécanismes de claquage et les tensions pour lesquelles apparaît du courant. La loi de Paschen n'est plus vérifiée, sa déviation pour des dimensions de quelques centaines de nanomètres à une dizaine de micromètres a été retrouvée expérimentalement. Un comportement linéaire de la tension de « claquage » en fonction de la distance de gap de 350V/µm a notamment été trouvé pour des distances inférieures à 1µm. Des expériences menées sur différents dispositifs ont permis d'associer ces pics de courant avant la fermeture du contact à de l'émission lumineuse grâce à un photomultiplicateur. L'analyse spectrale de la lumière émise a permis d'une part de mettre en évidence la présence d'un plasma métallique dans ces faibles espacements, et d'autre part d'en extraire ses caractéristiques comme sa température d'excitation (7600K ±100K).

Sur la base de ces résultats, un scénario permettant d'expliquer le transfert de matière aux dimensions micrométriques et sub-micrométriques a été proposé.

Chapitre 4 : Etude des rebonds et de la quantification de la résistance de contact à l'ouverture

Chapitre 4 : Etude des rebonds et de la quantification de la résistance de contact à l'ouverture

Les phénomènes dynamiques se produisant lors de la fermeture et de l'ouverture du contact électrique dans un relais MEMS n'ont été étudiés que récemment par rapport à l'existence de ces composants, essentiellement depuis ces cinq dernières années. Dans ce chapitre nous allons décrire différents phénomènes observés lors de la dynamique du contact. Ces observations se feront en étudiant l'évolution du contact électrique, les commutations se feront donc toujours avec une tension imposée aux bornes du contact, c'est-à-dire en « hot switching ». Ces caractérisations électriques se feront soit directement sur les composants, soit en utilisant des outils de caractérisation adaptés pour ces études : l'AFM ou le nanoindenteur. Dans la première partie, la fermeture du contact et les phénomènes de rebonds seront étudiés. La seconde partie est consacrée à l'ouverture du contact sous courant et à la mise en évidence de la quantification de la résistance de contact dans une structure de relais MEMS.

4.1 Les rebonds de contact dans les relais MEMS

La fermeture rapide d'un contact mobile sur un contact fixe induit inévitablement la possibilité de rebonds de contact. Que ce soit pour les relais macroscopiques ou MEMS, les rebonds de contact ne sont pas souhaités puisque ceux-ci allongent le temps de fermeture du contact, peuvent provoquer des erreurs (sur-comptage) et augmentent l'usure mécanique, le risque d'arc électrique et de soudure des contacts. Puisqu'ils peuvent limiter à la fois la durée de vie et les applications des relais MEMS, les rebonds de contact seront étudiés dans cette première partie.

4.1.1 Etude expérimentale sur des relais électrostatiques

Assez peu d'études concernent les rebonds dans les relais MEMS. Celles-ci concernent principalement l'étude de la réponse mécanique de la partie mobile suite à l'actionnement imposé. En utilisant des modèles mécaniques, une optimisation de la tension d'actionnement est recherchée (sur la tension maximale, la forme ou la rampe) afin d'obtenir un temps de réponse le plus court possible et limiter l'apparition de rebonds. (cf. partie 1.7.1). Ces études sont bien souvent propres aux composants étudiés. Dans cette partie, nous allons plutôt nous intéresser aux rebonds qui apparaissent au cours de la vie d'un composant. Nous chercherons à caractériser leurs apparitions,

leurs durées et leurs impacts sur le temps de fermeture du relais ou sur la dégradation du contact. Pour cela, nous allons étudier trois relais électrostatiques différents, les relais LETI, Omron et Radant, détaillés dans le Chapitre 1 et dont les principales caractéristiques sont rappelées dans le Tableau 20. L'actionnement et l'enregistrement des courbes de fermeture ont été pilotés grâce à un programme Labview détaillé dans la partie 2.1.3.

Tableau 20 : Caractéristiques des relais MEMS électrostatiques étudiés

	LETI	Omron	Radant
Tension d'actionnement	37V	29V	90V
Raideur	162N/m	1000N/m	3000N/m
Distance entre les contacts à l'état ouvert	326nm	550nm	~250nm
Matériau de membrane	SiN	Si	Au
Matériau de contact	Ru	Ru	Ru
Temps de réponse	5,8µs	6µs	1,5µs
Résistance de contact	~2Ω	0,8Ω	2,6Ω

4.1.1.1 Actionnement sous 2Hz

Les rebonds dans les relais électrostatiques ont donc été étudiés et les performances des relais électrostatiques LETI ont été comparées à celles des relais Omron et Radant précédemment présentés. Les premiers résultats ont été obtenus sur des composants qui sont cyclés en « hot switching » sous 5V/500µA à une fréquence de 2Hz suivant le protocole expérimental détaillé en partie 2.1.3.

La Figure 136 montre l'évolution de la tension de contact d'un relais LETI-1 des premiers cycles jusqu'à la mort du composant vers $1{,}3.10^6$ cycles. Un rebond de contact peut être observé après un grand nombre de cycles alors que celui-ci n'était pas présent au début de la fermeture du contact. L'apparition d'un rebond s'effectue dès le début des cycles mais celui-ci disparaît après plusieurs dizaines de milliers de commutations. Le temps d'apparition de ce rebond est à peine de quelques microsecondes. Lorsque celui-ci réapparaît, il augmente en amplitude et en temps au fur et à mesure des cycles jusqu'à la défaillance du relais visualisée par une tension de contact constante à 5V. Cette défaillance indique que la résistance de contact est devenue grande par rapport à celle du circuit et que la chute de tension n'a plus lieu au niveau du relais.

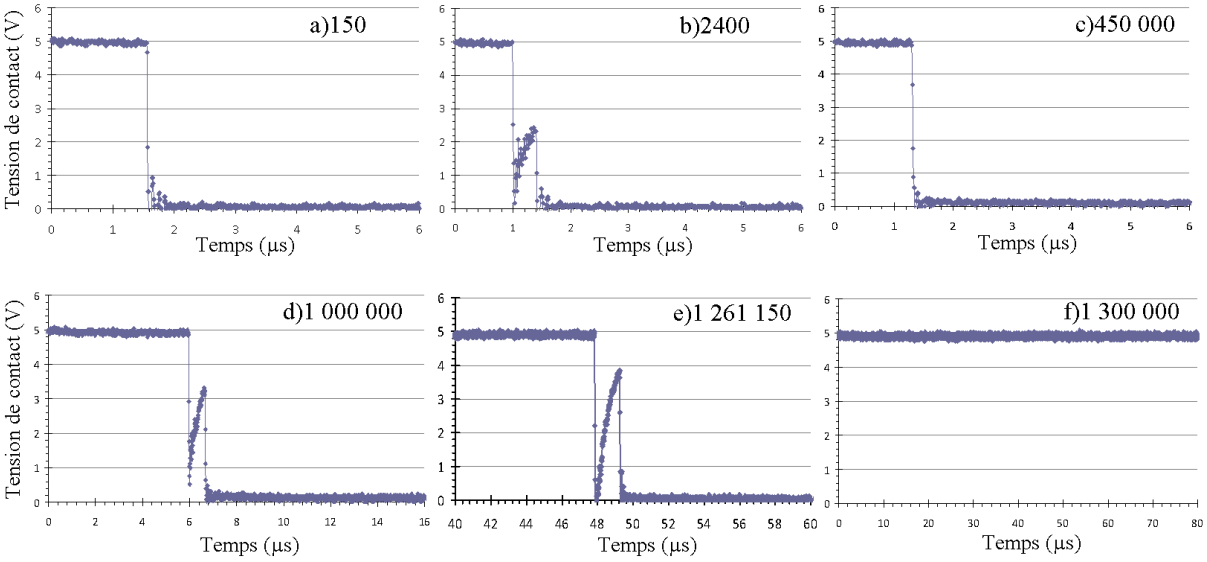


Figure 136 : Evolution de la tension de contact à la fermeture du relais LETI-1 pour a) 150, b) 2400, c) 450000, d) 1000000, e) 1261150 et f) 1300000 cycles (f=2Hz, 5V/500µA)

On notera que la défaillance observée à $1{,}3.10^6$ cycles n'est pas définitive. Par curiosité, le relais a été ensuite actionné avec une tension de 45V (au lieu de 37V). L'augmentation de la tension d'actionnement a eu pour effet de retrouver un comportement identique à ceux du début (identique à 150 ou 450 000 cycles dans la Figure 136) au cours des 120 000 cycles supplémentaires réalisés. Nous expliquons ce comportement par le fait qu'augmenter la tension d'actionnement a pour effet d'augmenter la force au niveau du contact. Cette augmentation permet d'éliminer les contaminations de surface et d'augmenter l'aire de contact électrique, ce qui permet de retrouver une tension de contact à l'état fermé proche de 0V.

La Figure 137 montre l'évolution de la tension de contact à la fermeture du relais Omron-1 des premiers cycles jusqu'à $1{,}5.10^6$ cycles pour des actionnements réalisés à 2Hz. Un premier rebond apparaît également environ 15µs après l'actionnement du contact. L'amplitude et le temps de ce premier rebond de contact augmente au fur et à mesure que le nombre de cycles croît. Le temps du rebond passe de quelques centaines de nanosecondes à quelques microsecondes en plusieurs centaines de milliers de cycles. Un second rebond apparaît environ 25µs après l'actionnement après 1.10^6 cycles puis d'autres semblent encore naître vers $1{,}5.10^6$ cycles.

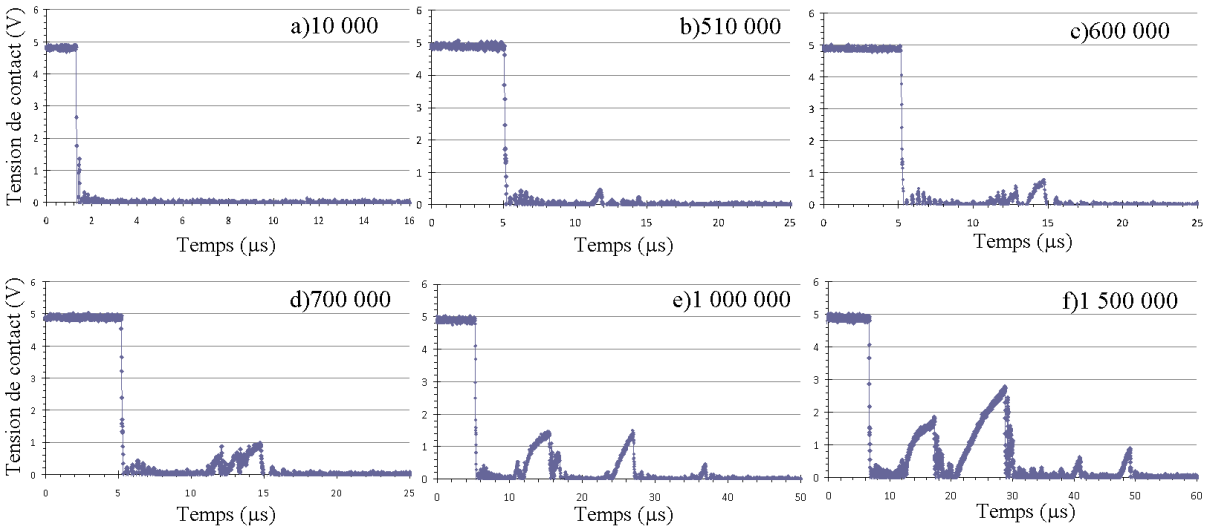


Figure 137 : Evolution de la tension de contact à la fermeture du relais Omron-1 pour a) 10000, b) 510000, c) 600000, d) 700000, e) 1000000 et f) 1500000 cycles (f=2Hz, 5V/500µA)

L'augmentation de la durée des temps des rebonds est un phénomène qui a également été observé récemment par Fruehling sur ces mêmes composants (Omron) [Frue12]. Il a montré que ce sont principalement les temps (et donc l'amplitude) des deux premiers rebonds qui augmentent au cours des cycles. L'apparition de multiples rebonds est également mise en évidence après plusieurs millions de cycles (pour 100mV/10µA).

Au cours de ces deux premiers essais, le temps d'apparition d'un rebond de contact est typiquement de quelques µs. Cette valeur correspond au temps caractéristique d'observation des rebonds dans les relais MEMS. Des temps similaires ont été observés par d'autres auteurs, environ 10µs pour Sumali [Suma07] ou 50µs pour Peretti [Pere09].

L'analyse de ces courbes au cours des cycles permet de dégager l'évolution de paramètres tels que le temps de fermeture, ou le nombre de rebonds au cours des cycles. Cette analyse est effectuée en utilisant une routine Matlab qui permet de traiter toute les courbes enregistrées. La Figure 138 montre l'évolution du temps de fermeture au cours des cycles pour le relais LETI-1 actionné à 2Hz. Le temps de 1ère fermeture correspond au premier passage de la tension de contact à une valeur proche de 0V (état fermé) après l'actionnement à la valeur maximale. Le temps de 1ère ouverture correspond au temps pour lequel cette tension repasse (si présence d'un premier rebond) au-dessus de 1V, et ainsi de suite pour les autres fermetures et ouvertures. Sur cette figure, on s'aperçoit qu'un premier rebond est observable de façon aléatoire après quelques centaines de milliers de cycles puis que celui-ci devient systématique autour de 10^6 cycles. Ceci est conforme à ce qui a été observé à la Figure 136. L'apparition des rebonds a également pour effet d'augmenter le temps de fermeture total du composant. On passe d'un temps de fermeture vers 5µs à un temps proche de 7µs. Ce temps

de fermeture devient surtout de moins en moins stable, des valeurs entre 5 et 15µs sont couramment atteintes après 10^6 cycles. Enfin, cette figure illustre que des multiples rebonds peuvent se produire comme ici peu après $1{,}3.10^6$ cycles.

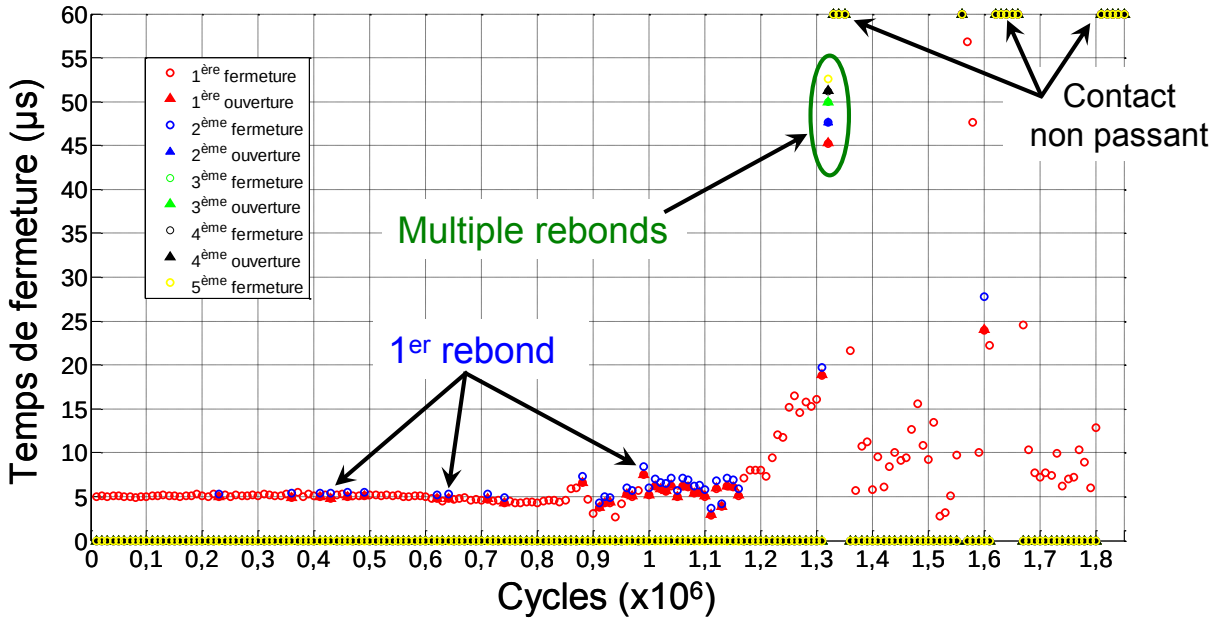


Figure 138 : Temps de fermeture du contact et mise en évidence des rebonds au cours des cycles dans un relais électrostatique LETI-1

Une même analyse des courbes de fermeture a été réalisée avec le relais Omron-1 et est présentée en Figure 139. On remarque que le comportement est plus stable. Le temps de fermeture est constant à 6µs du début jusqu'à l'apparition du premier rebond. Une fois le premier rebond apparu, vers $0{,}95.10^6$ cycles, un second rebond se développe rapidement, vers 1.10^6 cycles. Ces deux rebonds restent présents pour tous les cycles suivants Le temps de fermeture total du composant se situe alors vers 30µs et la durée des rebonds augmente vers 5µs. On observe également que des multiples rebonds (≥3) se produisent vers la fin des essais.

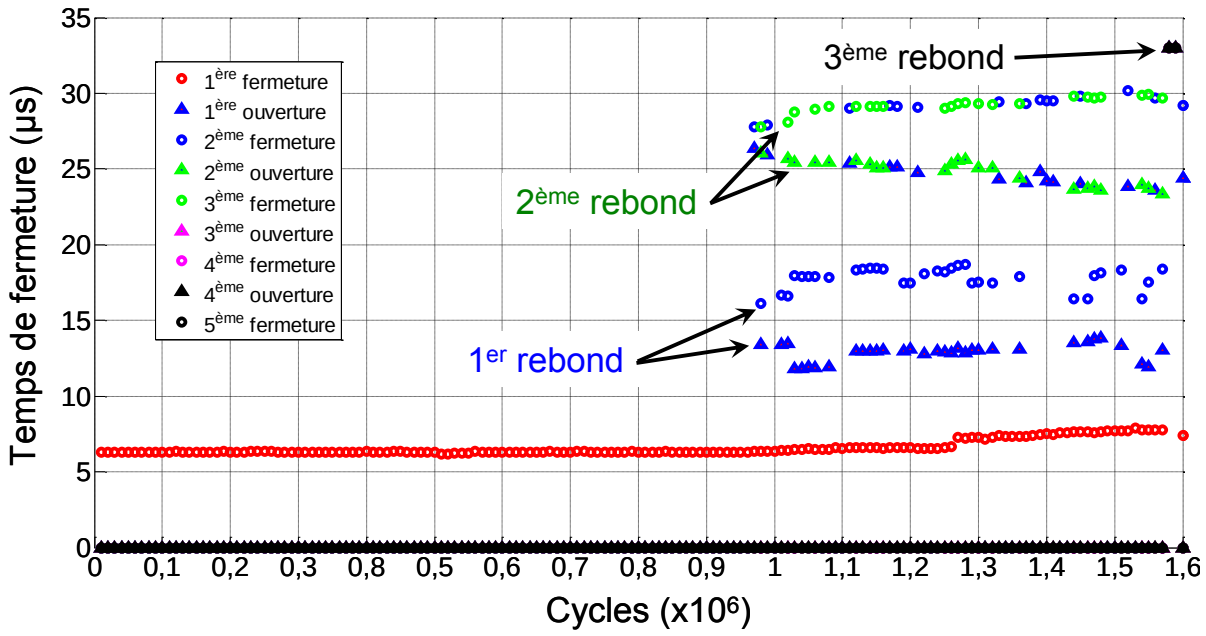


Figure 139 : Temps de fermeture et mise en évidence de rebonds au cours des cycles dans le relais Omron-1

4.1.1.2 Actionnement sous 10Hz

Puisque des rebonds, parfois multiples peuvent être observés, d'autres relais électrostatiques LETI et Omron ont été cyclés pour suivre l'évolution de ceux-ci sur un plus grand nombre de cycles. Pour diminuer le temps d'expérimentation, ces relais ont été actionnés à 10Hz. Un récapitulatif des différents essais effectués est présenté dans le Tableau 21.

Tableau 21 : Récapitulatif des essais effectués pour l'étude des rebonds

Composant	Nombre de cycles réalisés (x10^6)	Tension d'actionnement	Contact	Fréquence de cyclage
LETI-1	1,85	37V	5V/500µA	2Hz
LETI-2	10,5			10Hz
Omron-1	1,6	34V		2Hz
Omron-2	10			10Hz
Radant	10	90V		10Hz

Quelques courbes typiques de l'évolution de la tension de contact lors de la fermeture après plusieurs millions de cycles pour les relais LETI-2 et Omron-2 sont respectivement présentées dans les Figure 140 et Figure 141 ci-dessous (les oscillations observées sont dues aux inductances et capacités parasites du montage).

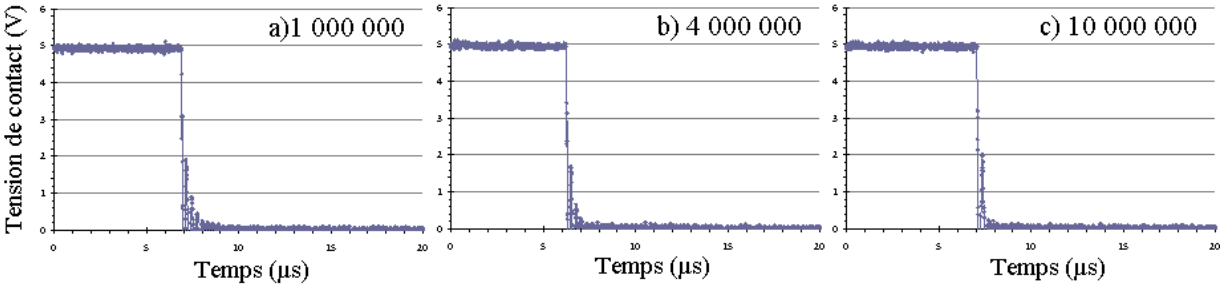


Figure 140 : Evolution de la tension de contact à la fermeture d'un relais LETI-2 pour a) 10^6, b) 4.10^6 et c) 10^7 cycles (f=10Hz)

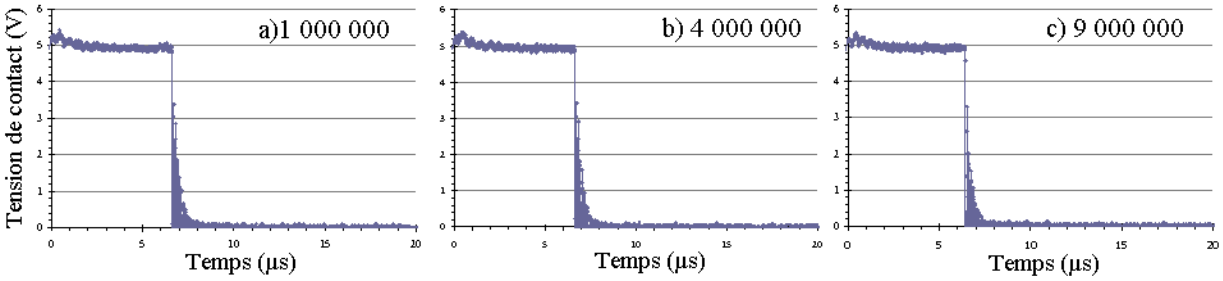


Figure 141 : Evolution de la tension de contact à la fermeture d'un relais Omron-2 pour a) 10^6, b) 4.10^6 et c) 5.10^6 cycles (f=10Hz)

De même, les courbes de réponse de la tension de contact pour un relais Radant à 10^6, 2.10^6 et 3.10^6 cycles sont présentées en Figure 142. Bien qu'une sorte de rebond soit observé dès le début, le comportement de ce relais est très constant au cours des cycles. On peut remarquer qu'après un peu plus de 5µs, le contact est toujours bien fermé. Ceci est cohérent au vu des spécifications de la fiche technique du relais qui prévoit un délai de 10µs entre le moment d'actionnement et la validité de l'état passant du composant.

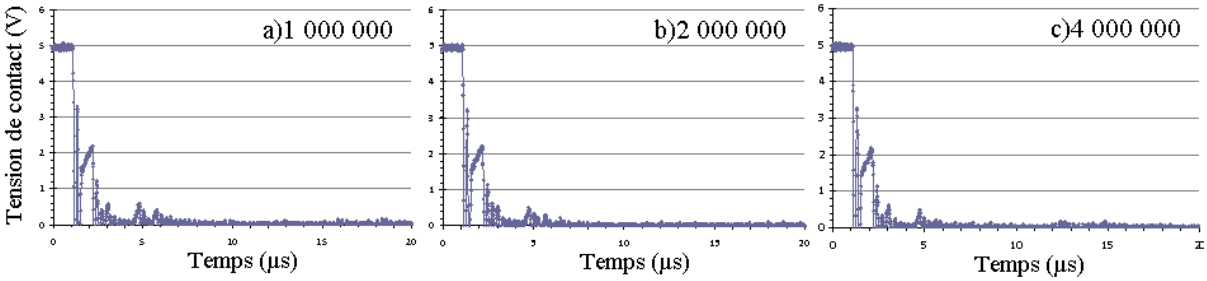


Figure 142 : Evolution de la tension de contact à la fermeture du relais Radant pour a) 10^6, b) 2.10^6 et c) 4.10^6 cycles (f=10Hz)

Ces résultats sont confirmés par l'analyse Matlab sur un grand nombre de fermeture de ces composants. La présence de rebonds n'est plus observée, sauf ponctuellement. On remarque que le temps de fermeture des relais Omron et Radant est beaucoup plus stable au cours des cycles que celui du LETI qui diminue légèrement. Ces résultats indiquent également que la fréquence d'actionnement a une importance sur la mise en évidence des rebonds de contact et sur la défaillance des relais puisqu'à 10Hz il y a moins de rebonds qu'à 2Hz.

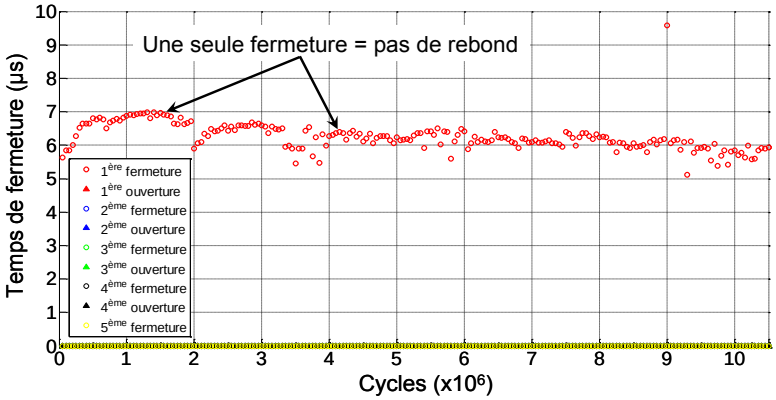
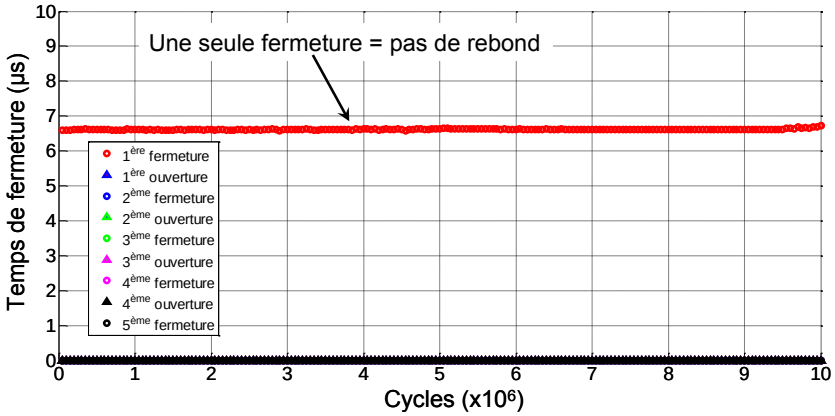


Figure 143 : Evolution du temps de fermeture au cours des cycles dans le relais LETI-2 (f=10Hz)

Figure 144 : Evolution du temps de fermeture au cours des cycles dans le relais Omron-2 (f=10Hz)



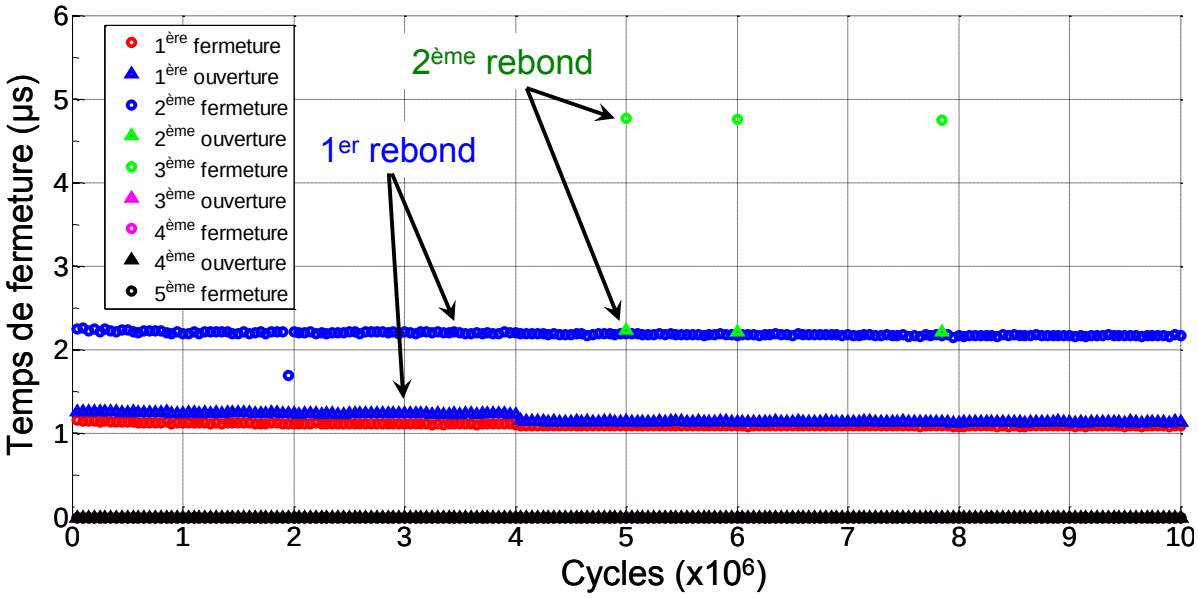


Figure 145 : Evolution du temps de fermeture et mise en évidence de rebonds au cours des cycles dans le relais Radant (f=10Hz)

4.1.1.3 Observation après cyclage des contacts

Les contacts des relais utilisés ont été observés par MEB après les essais. La Figure 146 présente la partie fixe et mobile du relais LETI-2. On voit apparaître un léger transfert de matière entouré d'une petite zone carbonée.

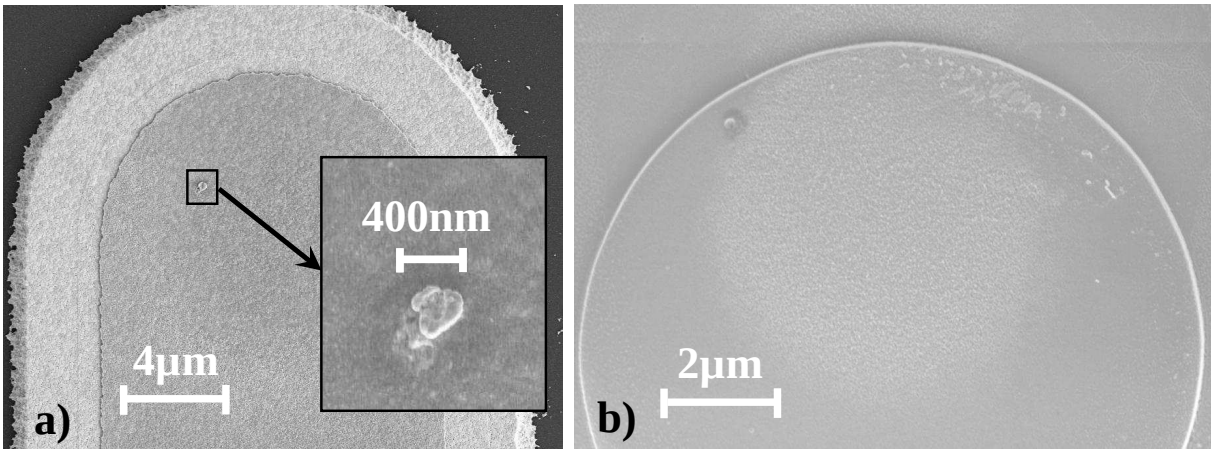


Figure 146 : Observation MEB du relais LETI-2 après cyclage a) contact fixe, b) contact mobile

L'observation de la membrane du relais Omron-1, en Figure 147, indique également que du transfert de matière commence à apparaître dans ce relais. Ceci s'explique par le fait que ces relais sont actionnés sous 5V/500µA, valeur pour laquelle du transfert de matière se produit ainsi que cela a déjà été montré dans le chapitre précédent.

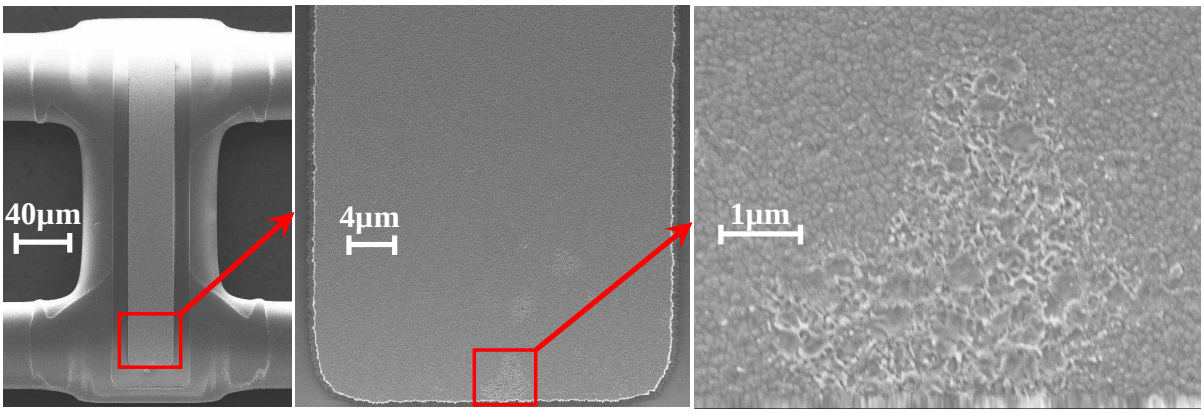


Figure 147 : Observation MEB de la membrane du relais Omron après 10^6 cycles sous 5V/500µA et l'observation de rebonds.

Il est difficile d'extraire directement de ces observations un lien entre les rebonds et les mécanismes de défaillance ou la durée de vie des composants. On peut cependant supposer que les rebonds augmentent la dégradation des contacts puisqu'ils provoquent de multiples ouvertures/fermetures susceptibles d'induire ces mécanismes. Un tel lien pourrait être mis en évidence en comparant les

états de surface de composants ayant subi des rebonds et d'autres non pour un même nombre de cycles et sur un grand nombre d'échantillons.

Outre le fait que les rebonds puissent accélérer les mécanismes de dégradation des contacts, la question se pose aujourd'hui de considérer les rebonds comme un indicateur de la fin de vie des composants. Dans son article, Fruehling étudie les rebonds comme un outil de diagnostic du contact non destructeur et qui peut être lu par une simple caractérisation électrique [Frue12]. De multiples rebonds de contact sont observés bien que la défaillance des relais ne soit toujours pas présente après 2.10^8 cycles. De notre côté, nous avons également observé que les rebonds traduisent un défaut puisque la défaillance du contact est souvent observée peu de temps après l'apparition de multiples rebonds.

4.1.1.4 Analyse des rebonds dans un relais MEMS

Les rebonds dans les relais MEMS ont pour origine l'impact mécanique du contact mobile après son actionnement sur le contact fixe. La description complète du comportement mécanique de la partie mobile pour un actionnement électrostatique conduit à des modèles mathématiques non linéaires et complexes à mettre en œuvre. Plusieurs auteurs ont étudié de manière numérique la réponse mécanique de la membrane pour divers types d'actionnements [Tazz10, Decu06, LaRo09]. La plupart de ces modèles consistent à résoudre l'équation d'Euler Bernoulli en discrétisant l'espace et le temps par pas, c'est-à-dire à résoudre le déplacement vertical de la membrane en fonction du temps, en prenant en compte la raideur et le coefficient d'amortissement de la membrane qui dépendent de sa structure et de la viscosité du fluide à déplacer sous la membrane (modèles de mécaniques des fluides) et l'action des forces électrostatiques. L'impact de la membrane avec la surface est considéré en introduisant un coefficient de restitution *e*. Ce coefficient est directement dépendant de la réponse élastique du matériau, plus *e* est proche de 1 plus la restitution élastique de la force est grande, plus *e* est proche de 0, plus l'impact est absorbé par le matériau. Ces modèles numériques mécaniques permettent de simuler la réponse mécanique lors de différents actionnements. Ils montrent que les rebonds sont fortement dépendants de la nature de l'actionnement. Ils indiquent également que le coefficient de restitution au niveau des contacts exerce une influence sur la présence de rebonds et que les durées des rebonds trouvées avec ces modèles sont du même ordre de grandeur que celles de nos expériences (quelques µs). Si ce n'est pas suffisant pour déterminer avec certitude l'origine des rebonds observés dans les résultats précédents, on peut tout de même privilégier l'hypothèse d'une augmentation de la réponse élastique du contact au moment de la fermeture qui engendrerait l'apparition de ces rebonds. Ceci s'expliquerait aisément par le matage

de la surface et donc l'augmentation de la dureté avec les rebonds. L'augmentation de la dureté ayant pour effet d'augmenter le coefficient de restitution *e* et donc la réponse élastique du matériau [Brake12].

Pour conclure sur cette étude expérimentale menée directement sur des relais MEMS, le module de test développé durant la thèse permet d'étudier également différentes formes d'actionnement en utilisant un générateur de fonction arbitraire (de type Agilent33250A). Il est alors possible d'évaluer l'influence du signal d'actionnement sur les rebonds de contact. Cette étude n'a malheureusement pas pu être menée durant le temps imparti de la thèse. Il faut rappeler que ces expériences sont chronophages, la réalisation de 10^6 cycles à une fréquence de 10Hz prend environ 30h !

Il serait également judicieux de réaliser ces expériences sur plusieurs relais du même type pour obtenir des données statistiques. En effet des disparités sont souvent observables en fonction des composants choisis pour les tests et multiplier le nombre d'échantillons permet de dégager des tendances plus claires. Ceci a été observé dans nos résultats où malheureusement le nombre d'essais a été limité une nouvelle fois par le temps et la disponibilité des échantillons (pour les relais Omron principalement). De telles disparités entre les échantillons ont également été observées par Fruehling dans ses essais [Frue12]. Certains relais Omron ne comptaient que deux rebonds après 10^9 cycles tandis que d'autres en comptaient déjà six à sept après 2.10^6 cycles.

4.1.2 Etude des rebonds à une vitesse d'actionnement quasi-nulle

Pour limiter l'apparition initiale des rebonds de contacts dans les relais MEMS, la logique consiste simplement à optimiser l'actionnement afin de réduire la vitesse d'impact de la partie mobile. L'idéal étant d'avoir une vitesse d'impact quasi-nulle. Ayant à disposition des moyens expérimentaux permettant d'actionner à de faibles vitesses, nous nous sommes intéressés à la fermeture lente du contact électrique dans un relais MEMS.

4.1.2.1 Actionnement lent du contact par nanoindenteur

Le nanoindenteur permet d'actionner la partie mobile d'un contact à des vitesses extrêmement faibles de quelques nm/s seulement. Le comportement dynamique du contact à faible vitesse a alors été étudié. Ces expériences ont été réalisées sur une structure de test qui est décrite dans la partie 2.1.4.3. La fermeture du contact par nanoindenteur à la vitesse de 6nm/s est montrée en Figure 148. Etonnamment, un rebond de contact est observé lors de la fermeture même à vitesse lente. Ce rebond apparaît quelques ms après la première fermeture du contact.

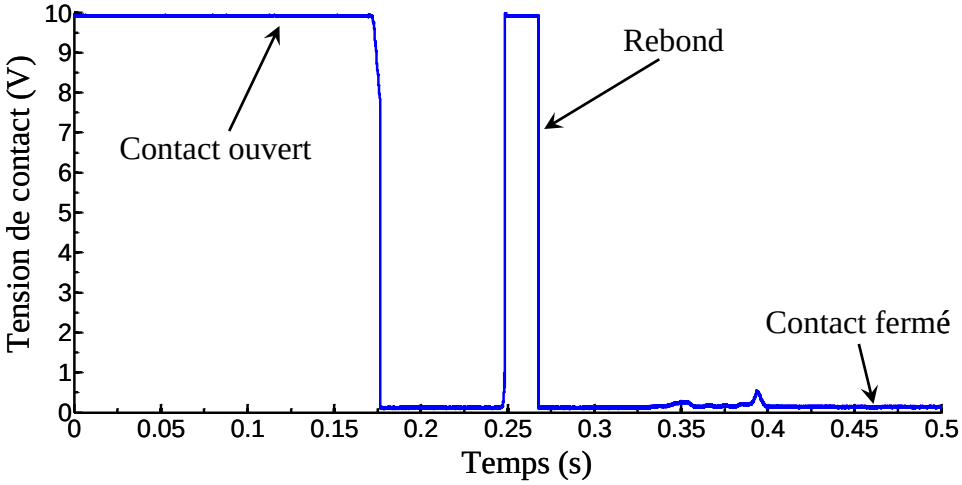


Figure 148 : Rebonds de contact à la fermeture avec un nanoindenteur (v=6nm/s)

Compte tenu des faibles vitesses de fermeture, il était légitime de penser qu'aucun rebond ne serait possible. Par curiosité, la phase d'ouverture est également observée. La Figure 149 montre un exemple typique d'une ouverture réalisée au nanoindenteur sur les structures. De manière surprenante également, une re-fermeture du contact après une première ouverture peut être observée.

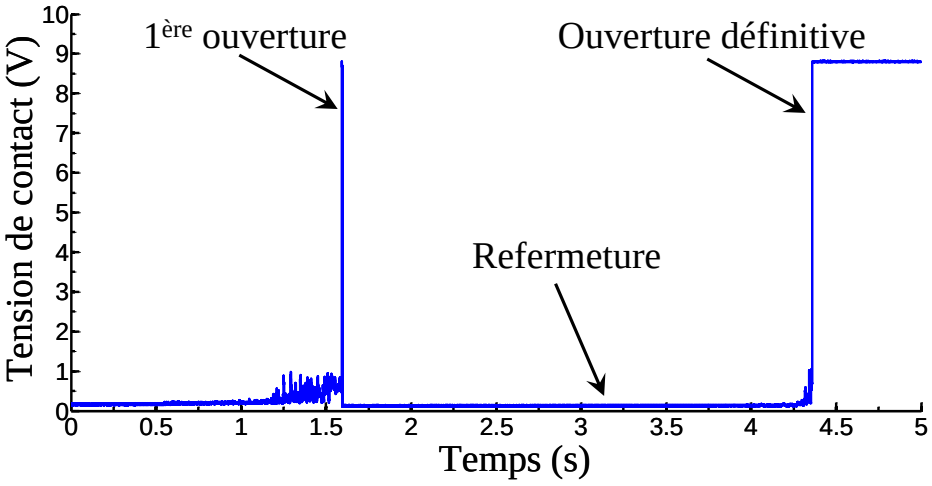


Figure 149 : Rebonds de contact à l'ouverture avec un nanoindenteur (v=6nm/s)

L'apparition d'un phénomène de rebond à l'ouverture du contact permet d'affirmer que les deux observations réalisées lors de l'actionnement à vitesse lente de la partie mobile du contact avec le nanoindenteur (Figure 148 et Figure 149) ne sont pas liées à la théorie de l'impact mécanique. En effet, celle-ci n'explique pas l'apparition de rebonds lors de l'ouverture du contact et explique difficilement les rebonds observés lors de la fermeture à vitesse lente du contact. Pour tenter de comprendre l'origine des rebonds observés, des commutations avec des vitesses de l'ordre du nm/s ont été reproduites sur l'AFM.

4.1.2.2 Actionnement lent du contact par AFM

L'AFM a été utilisé en premier lieu pour vérifier que les résultats obtenus précédemment ne sont pas dus à la technique expérimentale. Les rebonds précédemment observés à l'ouverture du contact seraient alors causés par le choc au moment de l'ouverture de la poutre mobile avec la pointe du nanoindenteur. L'AFM permet d'éliminer ce doute puisque le levier de l'AFM est libre et constitue lui-même le contact mobile. Il n'existe donc pas d'intermédiaire entre le moyen d'actionnement du contact et la partie réalisant le contact comme sur le nanoindenteur (actionnement de la partie mobile d'une structure).

En se plaçant dans les mêmes conditions expérimentales que les expériences précédentes, des commutations à faible vitesse ont été réalisées à l'AFM. Le résultat typique d'une fermeture est montré en Figure 150. Celle-ci montre l'apparition de rebonds de contact identiques à ceux observés avec le nanoindenteur lors de faibles vitesses de commutations. Ces rebonds sont obtenus pour des vitesses de l'ordre de 10nm/s.

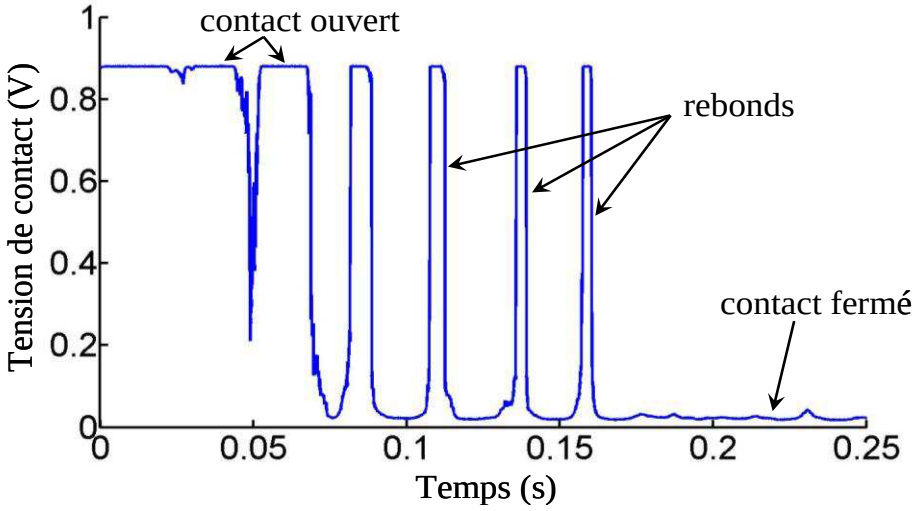


Figure 150 : Rebonds de contact à la fermeture avec un AFM (v=10nm/s)

L'ouverture du contact avec l'AFM est également observée et montrée en Figure 151. Des rebonds lors de l'ouverture lente du contact peuvent encore une fois être observés. Le temps d'ouverture de ces rebonds est de plus en plus grand au fur et à mesure que le levier AFM s'éloigne de l'échantillon.

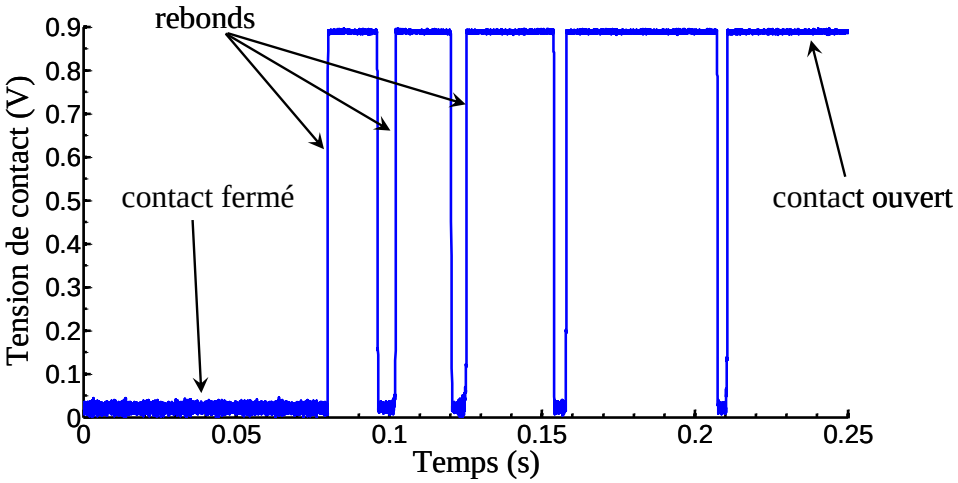


Figure 151 : Rebonds de contact à l'ouverture avec l'AFM (v=50nm/s)

Ces deux résultats montrent que des rebonds peuvent être observés lors de la commutation à faible vitesse du contact mobile. Ces rebonds ne sont pas liés à un moyen expérimental puisqu'ils ont pu être obtenus indifféremment avec l'AFM et avec le nanoindenteur en actionnant des structures de test. Ces rebonds ne pouvant pas être expliqués par la théorie de l'impact mécanique au vu des faibles vitesses de fermeture et à leur présence à l'ouverture, des expériences ont été menées pour comprendre leur origine.

Ces rebonds sont-ils dus à un mouvement mécanique de la partie mobile du contact ? Pour vérifier qu'ils ne sont pas dus à l'observation électrique du contact et à des effets de décharges de capacités parasites, l'information mécanique du levier AFM a été enregistrée en même temps que l'information électrique. La Figure 152 montre qu'un saut du levier se produit au moment de

l'observation électrique du rebond de contact. Cette observation confirme donc que les rebonds sont bien dus à un déplacement mécanique de la partie mobile du contact.

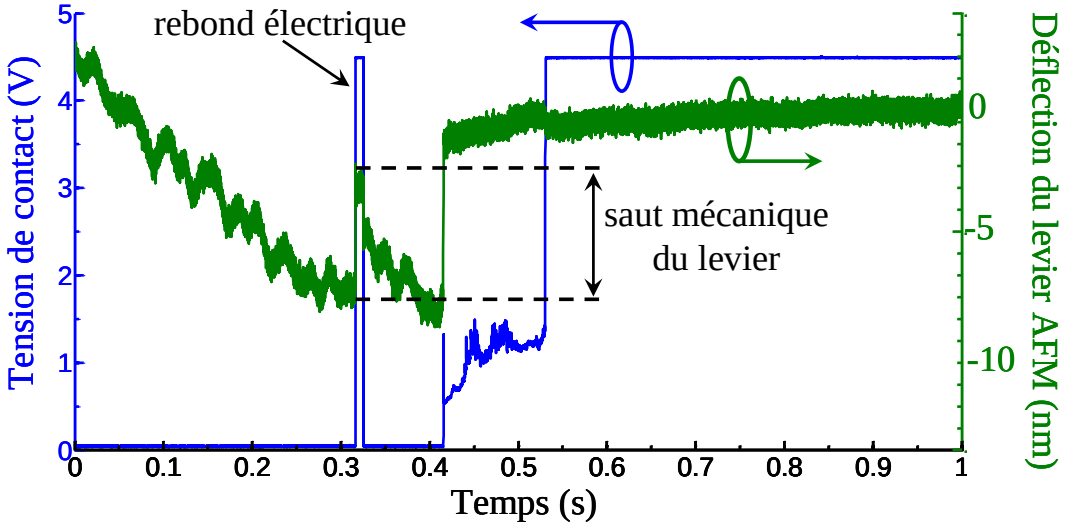


Figure 152 : Evolution du signal mécanique de la déflection du levier et de la tension de contact à l'ouverture avec un AFM (v=30nm/s)

L'AFM permet de faire varier facilement les vitesses de fermetures et d'ouvertures du contact. La Figure 153 ci-dessous présente l'ouverture du contact pour trois vitesses, 10nm/s, 30nm/s et 50nm/s. Plus la vitesse d'ouverture du contact diminue, plus le nombre de rebonds est important. Cette évolution du nombre de rebonds est inversée par rapport aux rebonds traditionnellement observés liés à l'impact mécanique de la partie mobile. Il est cependant remarquable que la distance de remontée du levier pour laquelle se produit ce phénomène, c'est-à-dire la distance entre l'apparition du premier rebond et l'ouverture définitive du contact est quasiment constante dans les trois cas et se situe autour de 10nm. Passé cette distance, le contact reste définitivement ouvert.

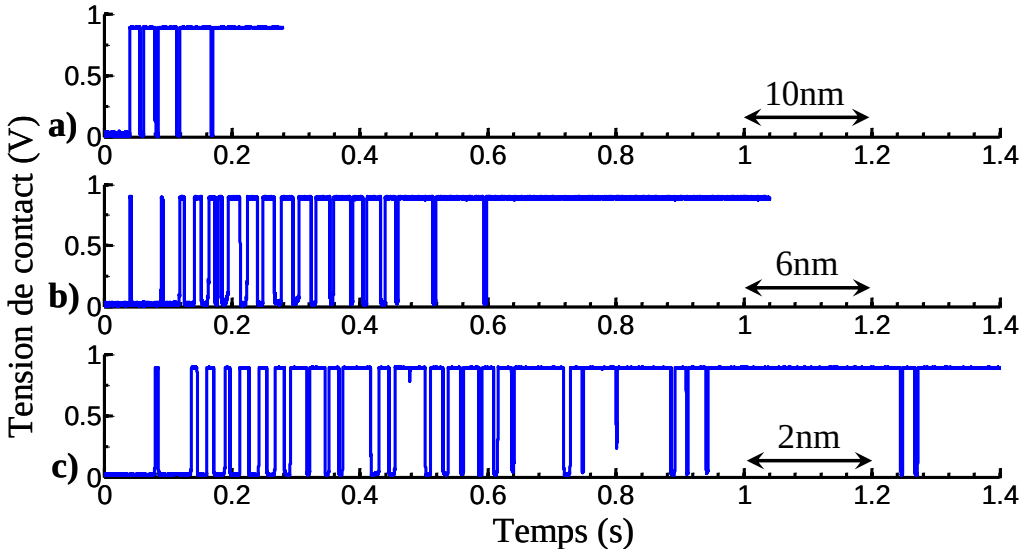


Figure 153 : Evolution du nombre de rebonds à l'ouverture d'un contact avec l'AFM pour a) 50nm/s, b) 30nm/s et c)10nm/s

4.1.2.3 Analyse des rebonds à des faibles vitesses d'actionnement

Au vu des résultats précédemment obtenus il est évident que la théorie des rebonds dus à l'impact mécanique de la partie mobile sur la partie fixe du contact n'est pas suffisante pour expliquer la totalité des observations. Il convient donc d'analyser plus attentivement les forces présentes lors de la fermeture du contact. L'analyse est menée sur les rebonds lors de la commutation de la structure de test avec le nanoindenteur mais, avec de légères variations, une analyse similaire peut être menée pour les expériences réalisées avec l'AFM. Tout d'abord, parmi les forces répulsives qui permettent d'ouvrir le contact, seule se trouve la force de rappel F_{rappel} de la poutre mobile dont l'expression est la suivante :

$$F_{rappel} = k(d - x) \tag{28}$$

où k est la raideur de la poutre, d la distance entre le contact fixe et mobile à l'état initial et x la distance entre les contacts.

En revanche, différentes forces attractives existent entre deux surfaces métalliques mises à un potentiel. La première est la force électrostatique. Celle-ci dépend de la tension de contact V, de la surface des électrodes S, de la permittivité ε_0, et de la distance entre les contacts x selon la formule :

$$F_{electrostatic} = \frac{\varepsilon_0 S V^2}{2x^2} \tag{29}$$

La deuxième force attractive, moins connue, est la force de Casimir. Cette force apparaît entre deux surfaces métalliques parallèles séparées par de très faibles distances. Cette force provient des fluctuations du vide qui se créent entre les deux surfaces à cause du champ quantique, sa théorie met en œuvre les équations de l'électrodynamique quantique. Pour plus de détail sur ce sujet, le lecteur pourra se référencer aux auteurs [Jour07, Intra13]. L'expression de cette force pour deux plans parallèles non polarisés à une température de 0K et dans le vide est la suivante :

$$F_{Casimir} = \frac{S\hbar c \pi^2}{240 x^4} \tag{30}$$

où S est la surface, $\hbar$ la constante de Planck réduite, c la vitesse de la lumière et x la distance entre les deux contacts.

La force de Casimir a surtout été mise en évidence à des températures proches de 0K et dans le vide puisque ces conditions permettent d'annuler toutes les contributions des autres forces. Cependant elle est également présente à température ambiante et sous air et l'expression (30) constitue alors

une surestimation de cette force puisque, dans nos conditions expérimentales, les contacts sont polarisés et ne peuvent pas être considérés comme strictement parallèles.

La force électrostatique et la force de Casimir sont donc des forces attractives qui apparaissent lorsque le contact est encore ouvert et qui ont tendance à fermer le contact. Celles-ci s'opposent à la force de rappel de la poutre qui a pour effet d'ouvrir le contact. Le tracé de ces trois forces en fonction de la distance *x* entre les contacts est présenté en Figure 154. Les paramètres pris en compte (surface, raideur, tension de contact…) sont ceux des structures actionnées par le nanoindenteur et dont les résultats ont été présentés en 4.1.2.

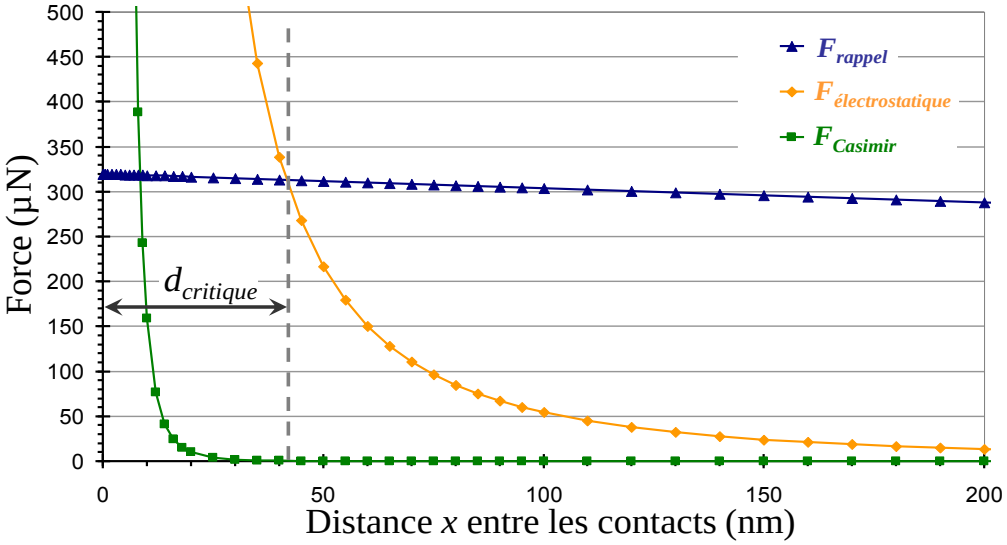


Figure 154 : Evaluation des forces attractive et répulsive en fonction de la distance entre les contacts pour la structure de relais MEMS actionnée avec le nanoindenteur

La Figure 154 montre que des forces attractives, la force de Casimir est négligeable par rapport à la force électrostatique dans nos conditions expérimentales. Il peut également être observé que la force électrostatique devient importante pour quelques dizaines à centaines de nanomètres entre les contacts. Elle dépasse même la force de rappel de la poutre pour des distances de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres. A partir de cette distance critique $d_{critique}$ où la force électrostatique dépasse la force de rappel, la poutre est inévitablement attirée vers le contact fixe. Il est intéressant de noter que cette distance critique calculée est du même ordre de grandeur que la distance critique d'apparition des rebonds trouvée précédemment de manière expérimentale.

Une dernière force attractive existe et tend à garder le contact fermé : la force d'adhésion. Elle n'apparaît que lorsque la partie mobile du relais est en contact avec la partie fixe. Le terme de force d'adhésion est assez global et inclut la force de capillarité, les forces de van der Waals et les liaisons hydrogènes. Toutes ces forces interagissent à de très faibles distances (quelques nm). Elles sont

responsables notamment de la défaillance par collage des contacts dans les relais MEMS. La force d'adhésion dépend des caractéristiques de surface et leur mesure dans les relais MEMS constitue une réelle difficulté. Cependant en exploitant les courbes de chargement en fonction du déplacement dans les essais de nanoindentation, l'adhésion dans les structures étudiées a été mesurée à une dizaine de µN. Cette valeur est cohérente en comparaison des valeurs obtenues par d'autres auteurs, [Shave11] et [Li10].

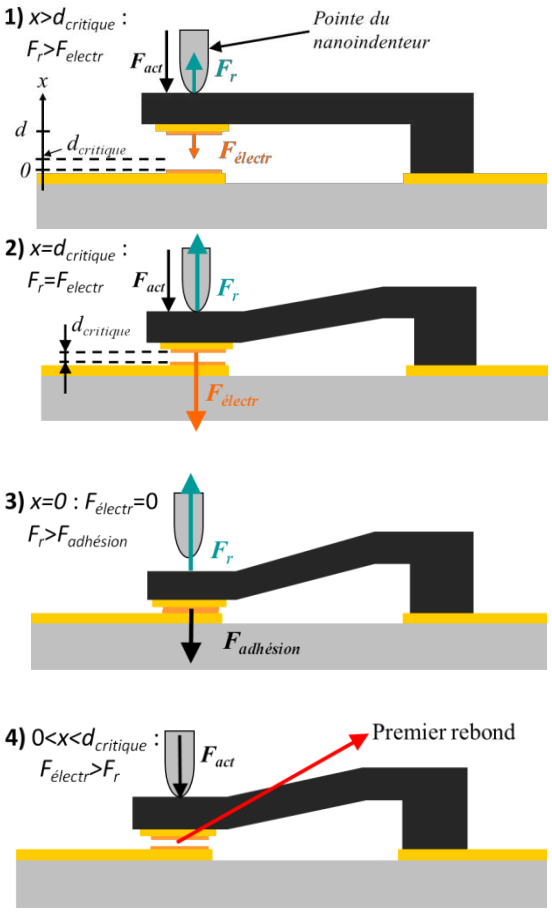
Il ressort donc que la force électrostatique est suffisamment grande pour égaliser puis dépasser la force de rappel de la poutre lorsque la distance entre les contacts est de l'ordre de la dizaine de nanomètres. Les rebonds de contact observés expérimentalement sont alors dus à une compétition entre ces deux forces principales auxquelles vient s'ajouter la force d'adhésion. Un scénario expliquant l'apparition de ces rebonds pour de faibles vitesses d'ouverture est proposé ci-dessous (Figure 155), il est composé de cinq étapes successives. Celui-ci est détaillé pour la phase de fermeture mais une approche similaire peut être utilisée pour la phase d'ouverture. La force de Casimir, du second ordre, est négligée.

1) La pointe du nanoindenteur défléchit la poutre qui est à l'état d'équilibre entre la force d'actionnement, la force de rappel qui la contrebalance et la force électrostatique qui augmente au fur et à mesure que la distance entre les deux contacts diminue.

2) Lorsque la distance entre les deux contacts atteint la distance critique, la force électrostatique égalise puis dépasse la force de rappel de la poutre. En dessous de cette distance le contact mobile se détache de la pointe du nanoindenteur et est attiré vers le contact fixe.

3) Une fois le contact fermé, la force électrostatique disparait. La force de rappel s'oppose seulement à la force d'adhésion (qui est apparue avec le contact) mais cette dernière, bien plus faible, ne peut compenser la réouverture du contact

4) La réouverture du contact due à la force de rappel de la poutre crée donc le premier rebond. Le contact mobile se trouve alors à une distance inférieure à la distance critique puisque l'actionneur continue de descendre de manière continue. La force électrostatique réapparait au contact au fur et à mesure que la différence de potentiel au contact augmente.



5) Lorsque la force électrostatique dépasse la force de rappel de la poutre, le contact mobile est attiré une nouvelle fois vers la partie fixe et le contact se referme. Le contact se ferme définitivement lorsque l'actionneur est au contact et empêche la poutre de se rouvrir (F_{act}>F_{rappel}).

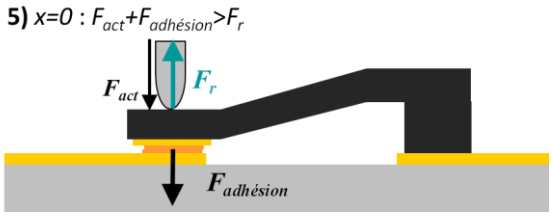


Figure 155 : Scénario proposé expliquant les rebonds de contact aux faibles vitesses d'actionnement

Ce scénario est possible puisque la partie mobile est fermée lentement et donc que le contact peut se rouvrir avant que la pointe ne soit complètement descendue. Les multiples rebonds sont obtenus en reproduisant les étapes 2-3-4 plusieurs fois avant la fermeture définitive du contact (étape 5). L'influence de la force électrostatique au contact pour de faibles vitesses de commutation a déjà été montrée dans des relais Reed par Wakasuki [Waka06]. Les distances mises en jeu sont plus grandes mais la surface des électrodes et donc la force électrostatique en résultant ont permis de mettre en évidence cet effet dans ces relais Reed.

Le scénario proposé explique également la dépendance du nombre de rebonds avec la vitesse d'actionnement. Plus l'actionnement est lent, plus celui-ci est reproduit un grand nombre de fois et donc le nombre de rebonds augmente. Ainsi la distance critique $d_{critique}$ représente la limite d'une région instable de faibles distances inter-électrodes où la force électrostatique dépasse la force de rappel de la poutre et où se produisent les rebonds. Pour éviter ce type de rebonds, il est donc nécessaire de franchir cette région suffisamment rapidement. Il faut donc que la vitesse d'actionnement soit suffisamment élevée pour que le contact soit définitivement fermé avant que la première ouverture ne se produise. Avec une distance critique de l'ordre de 10nm et des premiers rebonds qui apparaissent quelques 10ms après la première fermeture, une vitesse minimale de 1µm/s peut être suggérée pour éviter les rebonds de contact liés à la force électrostatique de contact. De telles vitesses sont très largement atteintes dans les relais MEMS puisque les vitesses d'actionnement sont typiquement de l'ordre du mm/s.

Le scénario proposé met en évidence l'influence de l'état de surface des échantillons : les rebonds de contact dépendant des forces d'adhésion. Cette influence a été vue dans nos expériences puisque ce type de rebonds est parfois difficile à observer. Pour mettre en évidence cette dépendance des rebonds avec l'état de surface et les forces d'adhésion (celles-ci regroupant les forces de van der Waals et la force de capillarité) des essais sous azote ont été réalisés. Aucune différence remarquable avec les résultats précédents n'a été observée. Ceci laisse supposer que dans les forces d'adhésion mis en jeu, les forces de van der Waals prédominent sur la force de capillarité.

Les rebonds dus aux forces électrostatiques de contact ne sont jamais pris en compte dans les modélisations mécaniques pour prédire le comportement mécanique de la partie mobile du relais. Nous avons cherché à évaluer l'influence que pouvait avoir ce phénomène, notamment sur l'accélération dans les derniers nanomètres lors de la fermeture du contact. Pour cela, un calcul simplifié de l'accélération est réalisé en considérant que dans un premier cas l'accélération est due aux forces électrostatiques de contact et dans un second temps à l'actionnement électrostatique des électrodes, celles-ci étant compensées par la force de rappel de la membrane mobile. Le rapport de l'accélération due aux forces électrostatiques de contact (a_{cont}) sur l'accélération due à l'actionnement (a_{act}) donne l'équation (31).

$$\frac{a_{cont}}{a_{act}} = \frac{\varepsilon_0 S_{cont} V_{cont}^2 - 2kx^2(d-x)}{\varepsilon_0 S_{act} V_{act}^2 - 2kx^2(d-x)} \qquad (31)$$

où ε_0 est la permittivité du vide, S_{cont} la surface de contact, V_{cont} la tension de contact à l'état ouvert, S_{act} la surface des électrodes d'actionnement, V_{act} la tension d'actionnement, k la raideur de la partie mobile, d la distance entre les deux contacts à l'origine, x la distance entre les deux contacts. Le calcul de ce rapport en fonction de la distance entre les contacts avec les propriétés du relais LETI est présenté en Figure 156. Il montre que ce rapport devient positif pour les dix derniers nanomètres ce qui indique que l'accélération due aux forces électrostatiques de contact dépasse la force de rappel pour ces gammes de distances. La Figure 156 montre également que ce rapport ne dépasse jamais les 0,1% même pour de très faibles distances. En modifiant certains paramètres, ce rapport évolue légèrement mais ne dépasse jamais les 1%. Ce calcul simple permet de montrer que les forces électrostatiques de contact sont du second ordre par rapport aux forces mis en jeu lors de l'actionnement.

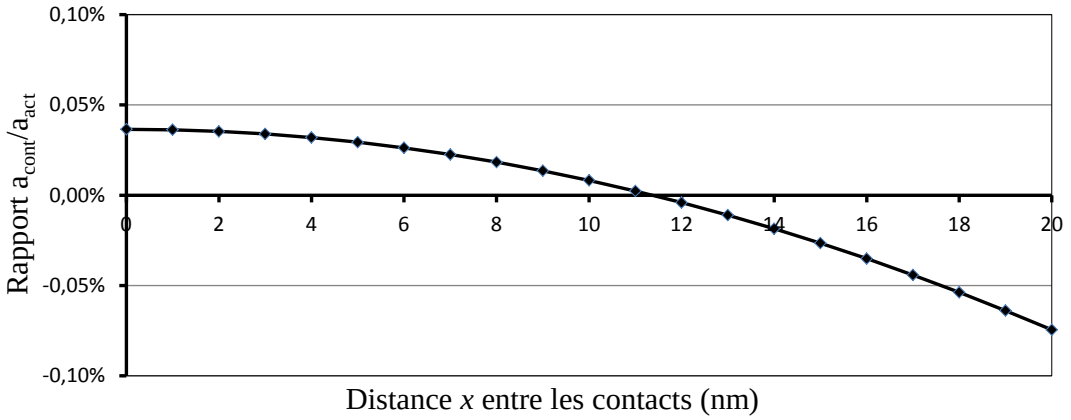


Figure 156 : Evolution du rapport de l'accélération due aux forces électrostatiques de contact et de l'accélération due aux forces (électrostatiques) d'actionnement en fonction de la distance entre les contacts d'après l'équation (31) et dans le cas simplifié du relais LETI (k=140N/m, ε_0=8,85.10^{-12}F/m, d=500nm, S_{cont}=8.10^{-11}m^2, V_{cont}=5V, S_{act}=4.10^{-9}m^2, V_{act}=37V)

4.1.3 Conclusion sur les rebonds dans les relais MEMS

Les rebonds de contact sont un phénomène indésirable dans les relais MEMS. Pour limiter leur apparition, des actionnements particuliers peuvent être mis en place initialement afin de limiter la vitesse de la partie mobile lors de la fermeture du contact (forme de la tension d'actionnement pour les actionnements électrostatiques). Malgré ces précautions, nous avons montré que des rebonds peuvent apparaître au cours des cycles du relais, principalement après un nombre élevé de cycles. Naissant de manière erratique au début, quelques µs après la fermeture du contact, ils deviennent ensuite permanents et augmentent au fur et à mesure des cycles en durée et en nombre, jusqu'à la fin de vie du composant. Ce comportement a été observé sur différents relais électrostatiques testés dans les mêmes conditions expérimentales. Lors des essais, une augmentation de la fréquence d'actionnement semble améliorer les performances des relais (moins de rebonds pour un même nombre de cycles, meilleure stabilité du temps de fermeture). Si les rebonds sont souvent considérés néfastes pour les contacts électriques, ils en sont également de très bons indicateurs. Nous avons vu que leur apparition et leur comportement sont étroitement liés à l'état du contact. De plus amples études sur ce sujet permettraient peut être de déterminer l'évolution de l'état des contacts électriques au cours des cycles et de prédire la fin de vie des composants.

Les expériences réalisées montrent également que lorsque la vitesse d'actionnement est faible (de quelques nm/s) des rebonds liés aux forces électrostatiques au contact se produisent. Ce type de rebonds a un comportement différent par rapport à ceux liés à l'impact mécanique de la partie mobile puisque, par exemple, leur nombre augmente lorsque la vitesse de commutation diminue. Ainsi, s'il faut réduire au maximum la vitesse de commutation pour limiter l'impact mécanique de la partie mobile sur la partie fixe, une vitesse minimale de fermeture de 1µm/s est préconisée afin de fermer définitivement le contact avant l'apparition du premier rebond dû aux forces électrostatiques de contact. Les rebonds liés aux forces électrostatiques présentes au contact seront également à considérer pour le fonctionnement des relais NEMS (Nano Electro Mechanical System) où les distances entre contacts seront seulement de quelques dizaines de nm.

4.2 Quantification de la résistance de contact à l'ouverture

Dans cette partie, nous allons étudier la phase d'ouverture du contact dans un relais MEMS. Celle-ci est réalisée en dehors des conditions d'arc, les phénomènes d'explosion de pont fondu et d'arc électrique à l'ouverture ne sont donc pas considérés. Nous allons plus particulièrement tenter d'observer et caractériser la quantification de la résistance de contact, un phénomène lié à la nature ondulatoire des électrons qui peut être observé dans les derniers instants de l'ouverture d'un contact. La théorie de ce phénomène, décrite dans la partie 1.7.2, fait plus souvent référence à la conductance de contact, nous adopterons ce langage. Pour cette étude, deux méthodes d'ouverture d'un microcontact sont utilisées : l'actionnement par nanoindenteur et l'ouverture par AFM.

4.2.1 Etude de la quantification de la conductance de contact dans un interrupteur MEMS

4.2.1.1 Actionnement avec un nanoindenteur

L'évolution de la tension de contact lors de l'ouverture d'une structure de test de relais MEMS actionnée par nanoindentation est observée aux bornes d'un oscilloscope. Le montage électrique consiste en un simple diviseur de tension permettant d'imposer un courant de 30µA à l'état fermé et une tension de 0,9V à l'état ouvert. La vitesse d'ouverture est de 10µN/s (ouverture à chargement constant) et les contacts sont en or. Les détails expérimentaux sont décrits en partie 2.1.4.2. Trois courbes brutes et typiques de l'évolution de la tension aux bornes du contact sur plus d'une centaine d'essais sont présentées en Figure 157.

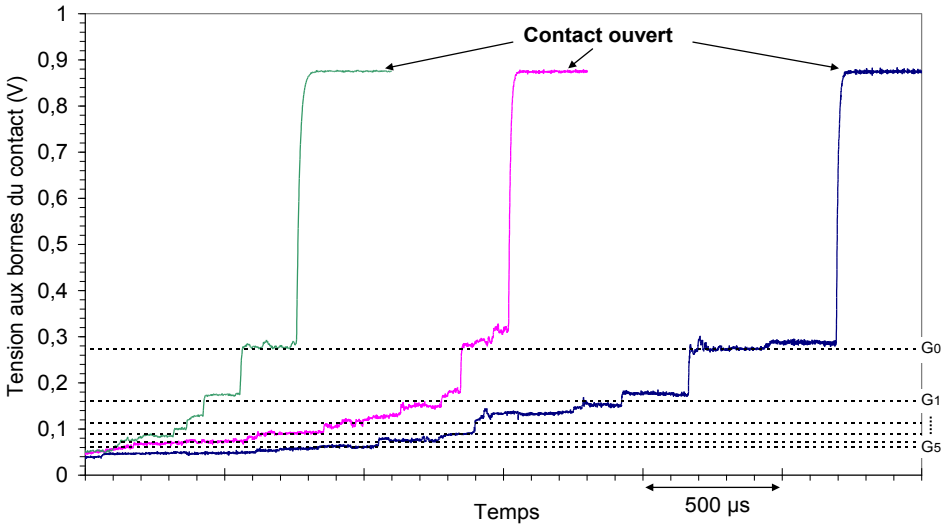


Figure 157 : Evolution typique de la tension de contact lors de l'ouverture d'un contact Au-Au (0,9V/30µA, 10µN/s)

Lors des derniers instants précédant l'ouverture du contact, la tension n'évolue pas de façon continue mais par paliers. Sur la Figure 157, les valeurs des tensions correspondant aux multiples du quantum de conductance G_0 sont également reportées. Celles-ci sont calculées en considérant que la conductance du contact évolue selon ces multiples selon la formule :

$$Vpalier = \frac{V_0}{1 + R_1/R_2 + R_1 n G_0} \qquad (32)$$

Le tracé de ces valeurs montre que les variations de la tension de contact suivent l'évolution des paliers de tension calculés pour les multiples du quantum de conductance selon la théorie de Landauer (détaillée au Chapitre 1).

Trois évolutions typiques de la tension pour des contacts en ruthénium sont présentées en Figure 158. Les paliers de tension correspondant aux multiples de conductance y sont également reportés.

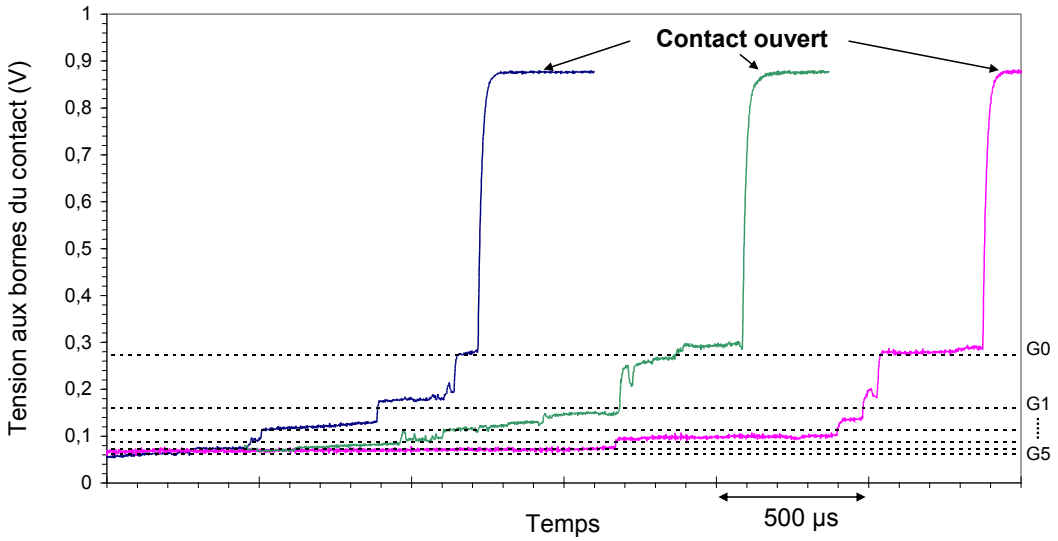


Figure 158 : Evolution de la tension de contact à l'ouverture d'un contact Ru-Ru (0,9V/30µA, 10µN/s)

Les courbes obtenues avec les contacts en ruthénium sont très similaires aux courbes obtenues avec les contacts en or : l'ouverture du contact s'effectue par paliers qui correspondent aux valeurs calculées pour les multiples du quantum de conductance. Ce comportement similaire est cohérent puisque le quantum de conductance est, selon la théorie de Landauer, indépendant de la nature du matériau.

Les Figure 157 et Figure 158 montrent qu'à des vitesses d'ouvertures réduites, la tension de contact à l'ouverture évolue de manière discrète suivant des paliers qui correspondent à la théorie de Landauer. Ces figures montrent donc qu'il est possible d'observer un phénomène de la physique quantique à l'ouverture d'une structure de relais MEMS. Il faut noter que seul un contact purement

métal/métal permet d'observer ce phénomène. Tout contaminant de surface empêche son observation, il est donc souvent nécessaire de préparer la surface (nettoyage) avant de réaliser un essai.

Les Figure 157 et Figure 158 montrent également que le dernier palier, avant la rupture définitive du contact, correspond à la valeur du quantum de conductance G_0. Ces figures montrent également que le phénomène n'est pas reproductible d'un essai à l'autre que ce soit en termes de longueur des paliers ou d'apparition des niveaux de paliers (pour les multiples de G_0).

Pour mettre en évidence les multiples du quantum de conductance, il est intéressant de convertir la tension de contact mesurée en conductance de contact. Ceci se fait facilement en utilisant les caractéristiques du circuit électrique et selon l'équation :

$$G = \frac{1}{R_1}\left(\frac{V_0}{V_m} - 1\right) - \frac{1}{R_2} \qquad (33)$$

L'évolution de la conductance de contact pour un essai avec des contacts ruthénium et des contacts or est présentée en Figure 159. Les multiples parfaits y sont également reportés.

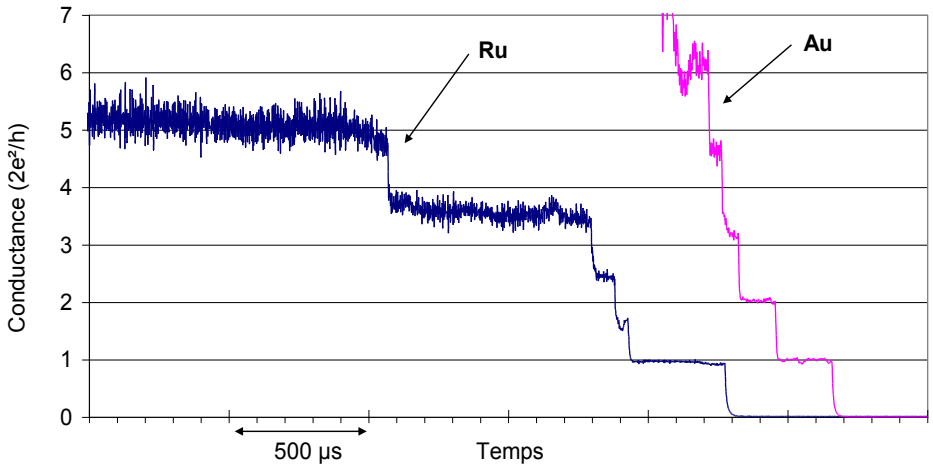


Figure 159 : Evolution de la conductance de contact pour deux types de contacts (Au-Au et Ru-Ru)

La Figure 159 montre clairement une évolution par paliers de la conductance des deux matériaux. Lorsque la conduction augmente, les niveaux des paliers sont noyés dans le bruit. Dans nos expériences, les paliers supérieurs à six fois G_0 ne sont plus détectables. L'évolution de la conductance G pour un canal à une dimension (1D) est définie par l'équation (34) où $T(E_n)$ traduit la probabilité que l'électron traverse le contact.

$$G = G_0 \sum_n T(E_n) \qquad (34)$$

Les évolutions de la Figure 159 ne suivent pas exactement les multiples entiers de G_0. Ceci illustre le fait que le coefficient de transmission $T(E_n)$ n'est pas égal à l'unité ($T(E_n) \leq 1$). La diminution du

coefficient de transmission et donc de la valeur de la conductance par rapport au cas idéal caractérise la présence de défauts dans la constriction constituant le canal. De légères variations par rapport au cas idéal ont déjà été observées par Kurui comme le montre la Figure 160 [Kur09].

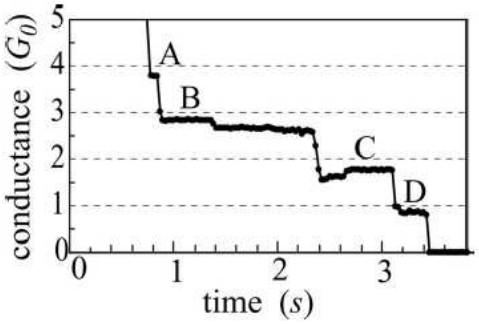


Figure 160 : Evolution de la conductance observée par Kurui [Kur09]

4.2.1.2 Influence du courant sur la quantification de la conductance

L'influence du courant maximal de contact sur ce phénomène quantique a été étudiée. Un courant allant de 5µA à 300µA a été imposée au contact. Quatre courbes typiques correspondant à un courant de 5µA, 30µA, 100µA et 300µA sont présentées en Figure 161.

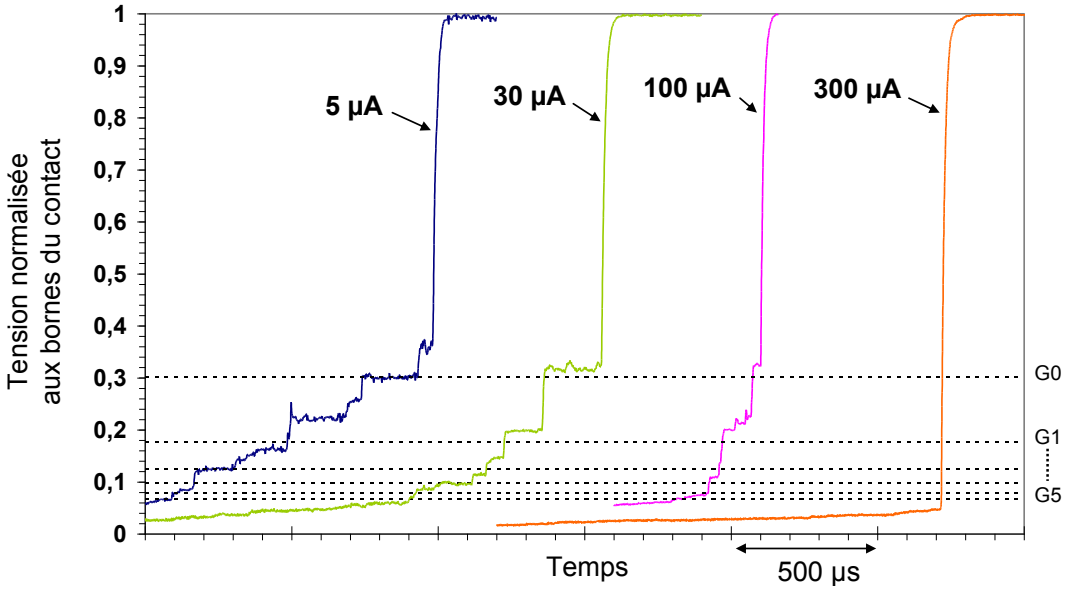


Figure 161 : Influence du courant sur les paliers de quantification dans un contact Au/Au

La Figure 161 montre que ce phénomène n'apparaît plus pour des courants maximaux de contact de 300µA. L'analyse des résultats expérimentaux montre que les paliers de quantification disparaissent pour des valeurs de courant comprises entre 100µA et 200µA. Il est difficile d'expliquer la disparition de ce phénomène quantique pour ces niveaux de courant. Le calcul de la densité de courant traversant le canal apporte un premier élément de réponse. En considérant que le canal est composé

dans le dernier palier d'un fil monoatomique circulaire de rayon la longueur de Fermi λ_F et qu'un courant de 150µA le traverse, la densité de courant est alors :

$$J = \frac{I}{S} = \frac{I}{\pi\lambda_F^2} \approx 2.10^{10} A/cm^2$$

Ces valeurs de densités de courant sont cohérentes avec les valeurs d'autres auteurs ayant observés ce phénomène de quantification qui trouvent des valeurs de l'ordre de (6-9).10^{10}A/cm^2 [Fuji05] [Yans98]. La densité de courant est alors énorme notamment si on la compare aux densités de courant typiques rencontrées dans les cas d'électromigration, de l'ordre de 10^6 à 10^7 A/cm^2 pour les interconnections en cuivre. Il faut cependant prendre en compte que ces densités sont dues à un phénomène quantique et que l'échauffement du fil monoatomique n'est pas aussi important que pour les phénomènes diffusifs. Il peut même être considéré nul dans certain cas. Plus que le fil monoatomique lui-même, une hypothèse consisterait à considérer que ce sont les bases de la constriction qui limiteraient le phénomène par échauffement diffusif ou électromigration. En considérant que les phénomènes diffusifs réapparaissent pour des diamètres de 100nm et une base de constriction de cette grandeur, les densités calculées pour un courant de 150µA sont alors de l'ordre de 2.10^6A/cm^2. On remarque alors qu'un courant de l'ordre de 150µA permet, au vu des faibles dimensions des constrictions, des densités suffisantes pour provoquer de l'électromigration.
Cependant cette valeur entre 100µA à 200µA trouvée dans nos expériences est en accord avec l'étude menée par Yasuda et Sakata qui montre également que la quantification de la conductance de contact disparaît à partir de 137µA [Ya-Sa97].

4.2.2 Etude de la quantification de la conductance par AFM

4.2.2.1 Tension de contact lors de l'ouverture par AFM

Puisqu'il est possible de reproduire un microcontact avec un AFM, nous avons mesuré la tension aux bornes du microcontact lors de son ouverture afin de retrouver le phénomène quantique observé avec l'interrupteur MEMS. Pour cela, un circuit électrique identique à celui utilisé dans les expériences précédentes a été utilisé. Le résultat, en Figure 162, montre que la tension évolue également de façon discontinue par paliers bien marqués. Ces paliers correspondent à des multiples de G_0 démontrant la nature quantique du phénomène.

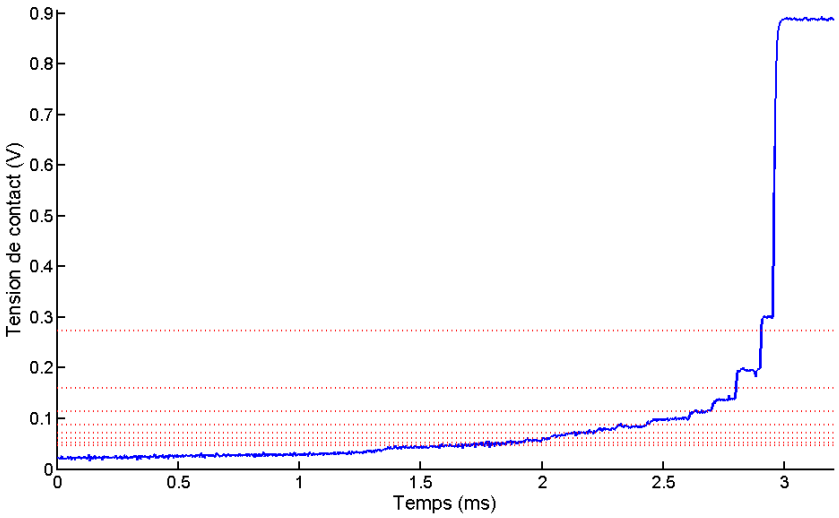


Figure 162 : Evolution de la tension de contact juste avant l'ouverture lente d'un contact Au-Au (v=6nm/s)

L'intérêt d'utiliser un AFM est la possibilité qu'il offre pour reproduire des ouvertures/fermetures de manière rapide, c'est-à-dire en quelques secondes au lieu de plusieurs minutes avec le nanoindenteur. Il est ainsi possible d'acquérir un grand nombre de mesure avec ce dispositif expérimental.

4.2.2.2 Analyse statistique du phénomène

Les résultats précédents montrent que le phénomène de quantification n'est pas parfaitement reproductible. La longueur et l'apparition des paliers étant aléatoires d'un essai à l'autre. Une étude statistique sur un grand nombre d'essais est donc pertinente pour caractériser le phénomène. Une telle approche a déjà été réalisée par plusieurs auteurs, [Hans97] et [Kur09], en utilisant respectivement un relais électromécanique commercial et un microscope électronique à transmission. Réaliser cette étude statistique sur le nanoindenteur est inenvisageable car un essai avec cet appareil dure environ 10 à 15 minutes. Le temps d'expérimentation serait alors trop important. En utilisant l'AFM, il est possible d'enregistrer un essai toutes les minutes environ, il est donc possible d'obtenir un grand nombre de résultats dans un temps raisonnable grâce à la rapidité de cyclage.

Une analyse du phénomène de quantification a été menée sur 500 enregistrements d'ouvertures du contact avec l'AFM pour un contact Au-Au sous air et à température ambiante. L'observation de quelques résultats, tracés en conductance suivant l'équation (33) en fonction du temps en Figure 163 met bien en évidence les premiers paliers de conductance.

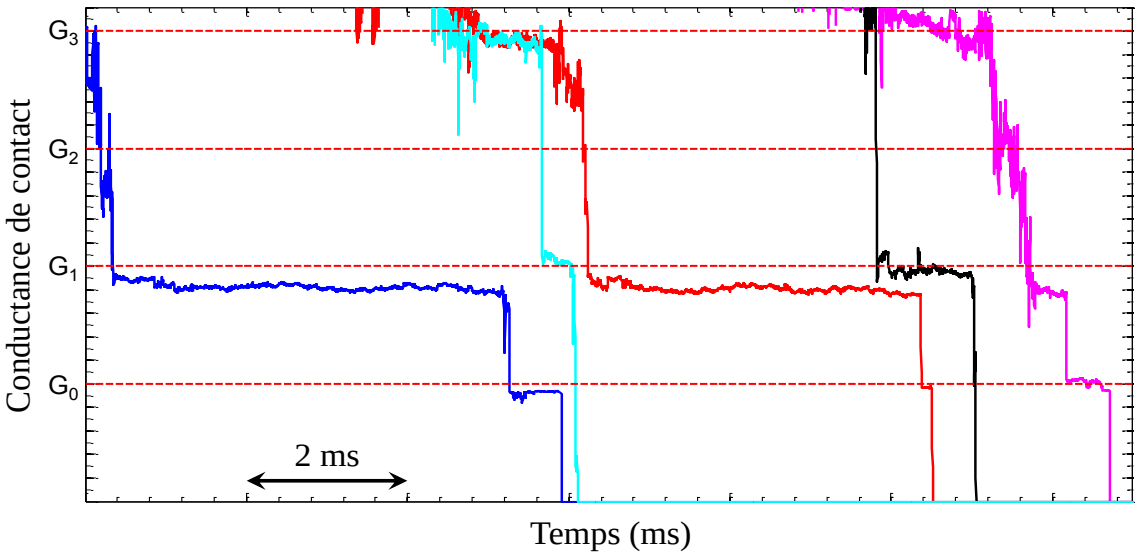


Figure 163 : Evolution de la conductance pour divers enregistrements à l'AFM (contact Au-Au)

Les enregistrements effectués ne présentent pas tous une évolution par paliers aussi nette que ceux de la Figure 163. La Figure 164 montre quelques exemples où l'ouverture se produit sans présenter de paliers nets (A), avec des paliers non présents et/ou entre deux niveaux de conductance (B) ou une évolution erratique (C).

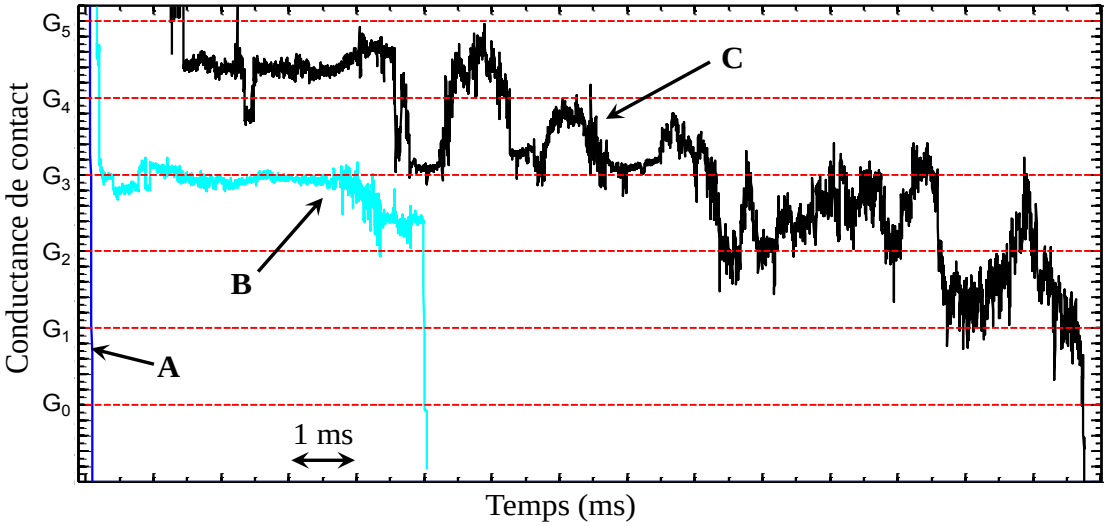


Figure 164 : Evolution de la conductance pour des enregistrements ou elle n'évolue pas suivant des paliers

Le tracé de l'histogramme de la conductance de contact pour les 500 ouvertures dépend de la prise en compte de ces cas dans l'analyse. Dans notre cas, nous avons divisé chaque intervalle de conductance en dix parts égales. Le nombre de points par intervalles est ensuite additionné pour chaque courbe traitée. Pour minimiser l'influence de certaines courbes présentant un comportement unique (par exemple un palier long entre 2 niveaux multiples de G_0) chaque intervalle est multiplié par un coefficient qui représente le nombre de fois où cet intervalle est apparu sur l'ensemble des courbes. L'intervalle est comptabilisé s'il y a eu un palier de plus de 50µs sur une courbe. Le résultat

de cette analyse sur les 500 enregistrements est représenté sur l'histogramme de la Figure 165. Seuls les deux premiers niveaux G_0 et G_1 sont pris en compte dans cet histogramme. Il montre que le premier palier G_0 est plutôt bien défini et qu'il y a peu de dispersion autour de sa valeur théorique (1/12,909kΩ) puisque les paliers sont principalement définis au niveau de G_0 ou de $0{,}9xG_0$. La répartition autour du second palier montre que le niveau de conductance atteint dans les expériences est plus faible que celui théorique. Le plus grand nombre de points se concentre entre $0{,}5xG_1$ et $0{,}9xG_1$. Ceci illustre la présence de défauts dans le contact avant sa rupture. La présence de ces défauts ayant pour conséquence de diminuer le coefficient de transmission et donc de diminuer la valeur de la conductance obtenue par rapport à la valeur théorique. On remarque également que cet histogramme est cohérent avec les résultats de la Figure 163 où le premier niveau était globalement moins long moins présent que le second.

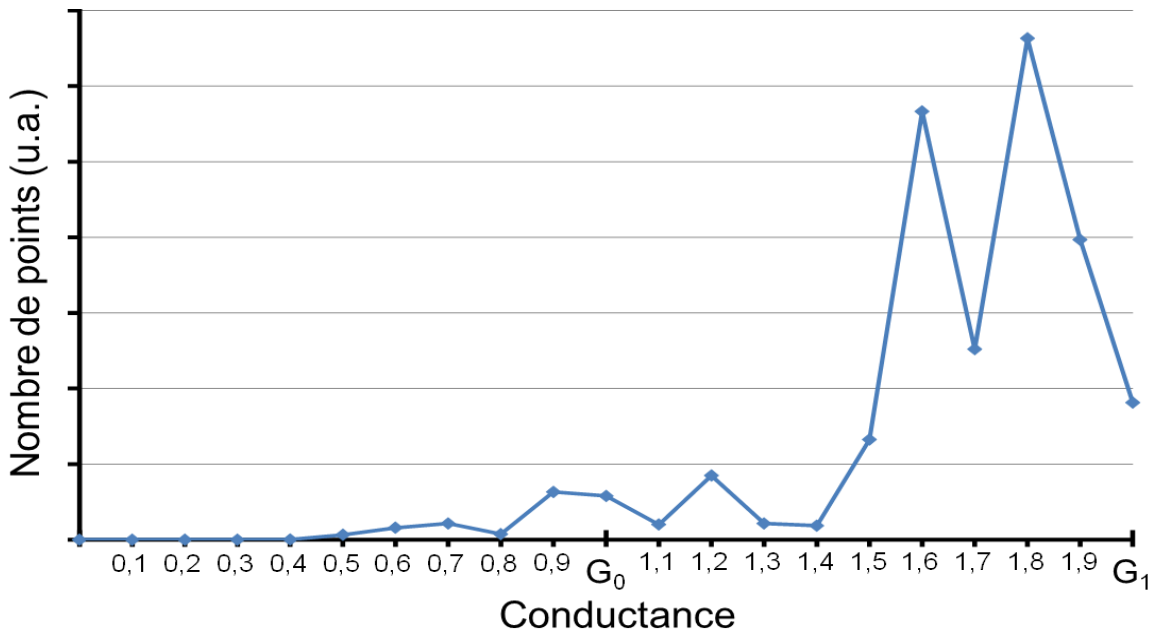


Figure 165 : Analyse statistique sur 500 courbes des deux premiers paliers (contact Au-Au, v=6nm/s)

4.3 Conclusion

L'étude de la dynamique du contact a permis de mettre en évidence les phénomènes de rebonds et les aspects de quantification de la conductance. Nous avons vu que des rebonds pouvaient apparaître au cours des cycles, quelques microsecondes après une première fermeture du contact à cause de l'énergie cinétique de la partie mobile. Ceci a été mis en évidence sur différents composants. L'intérêt pour l'étude de ce type de rebonds est très récent dans la littérature ([Frue12]) mais nous avons vu qu'il pourrait être un moyen de prédire la fin de vie des composants ou être un indicateur non destructif de l'état de surface des contacts. Nous avons également observé qu'un autre type de rebond pouvait également se produire à cause des forces électrostatiques aux contacts lors de fermetures à faibles vitesses. Avec nos expériences, nous avons pu notamment indiquer qu'une vitesse minimum de fermeture de 1µm/s semble nécessaire pour éviter des rebonds dus aux forces électrostatiques du contact. Toutefois compte tenu des vitesses de fermetures des relais MEMS, les rebonds dus aux forces électrostatiques semblent être du second ordre par rapport à ceux dus à l'impact mécanique lors de l'actionnement. Ils seront néanmoins à considérer dans le cas de relais NEMS. Ces deux mécanismes de rebonds demandent donc d'apporter une attention particulière à l'actionnement du relais MEMS.

Enfin le phénomène particulier de la quantification de la conductance de contact dans les derniers instants de l'ouverture a été étudié à la fois directement sur des structures de tests MEMS avec un nanoindenteur et avec un AFM. Ce phénomène n'est pas dépendant du matériau de contact puisque la conductance évolue par paliers multiples de G_0 (1/12,909kΩ) que ce soit pour des contacts Au-Au ou Ru-Ru. L'analyse sur un grand nombre de courbes, possible avec un AFM, montre cependant que cette évolution n'est pas parfaite mais que les paliers sont souvent très légèrement inférieurs au palier théorique parfait prédit par la théorie de Landauer.

Si l'aspect de quantification de la résistance de contact à l'ouverture ne semble pas avoir de lien direct avec la dégradation des contacts et revêt un aspect plus scientifique, les rebonds à la fermeture du contact paraissent être de bons indicateurs de l'état de ce dernier. Le lien entre ces derniers et la dégradation des contacts des relais MEMS n'a pas pu être prouvé mais un approfondissement des recherches dans ce sens semble intéressant et permettrait peut-être de déboucher sur une méthode de caractérisation non destructive de l'état de surface et donc de la durée de vie d'un relais MEMS.

Conclusion et Perspectives

Conclusion et Perspectives

Conclusion générale

La conception de relais MEMS ohmique fiables se heurte à de nombreux problèmes et garder un contact électrique de bonne qualité pendant toute la durée de vie du relais est un réel challenge. L'échelle micrométrique (voire nanométrique) des composants étudiés amène très souvent à utiliser les équipements aux limites de leurs résolutions. La mesure et donc la caractérisation des phénomènes étudiés est donc parfois complexe, voire impossible. Cependant, bien que certains phénomènes n'aient pas été directement caractérisés sur les relais MEMS mais sur des dispositifs expérimentaux reproduisant un microcontact, différents mécanismes se produisant lors de l'ouverture ou de la fermeture d'un microcontact sous courant ont été mis en évidence.

Nous venons de voir que pour des commutations « hot switching » et des niveaux de tension/courant élevés, du transfert de matière apparaît. Ce transfert amène le collage des contacts. Dans ce manuscrit, nous avons identifié les différents paramètres qui influencent ce phénomène tels que la phase de fermeture ou la tension de contact à l'état ouvert, à partir d'une certaine tension seuil celui-ci augmente nettement avec la tension. Nous avons également montré que commuter des signaux DC amène beaucoup plus de dégradation que des signaux AC. L'origine et les mécanismes qui régissent ce phénomène ont été étudiés. Des émissions de courant dans les derniers nanomètres avant la fermeture du contact ont été détectées. Ces émissions se produisent dès que le champ électrique entre les deux électrodes atteint une valeur proche de 350V/µm. Dès lors, de l'émission de lumière traduisant la présence de plasmas métalliques a pu être observée dans des gaps aussi faibles que 2µm. Un scénario a été proposé pour expliquer ce mécanisme de transfert de matière.

Les phénomènes se produisant lors de la dynamique du contact ont également été étudiés. Ainsi l'apparition de rebonds a été montrée dans différents relais MEMS électrostatiques. Ces rebonds augmentent le temps de fermeture du contact et peuvent se révéler des bons indicateurs de la dégradation des contacts. De plus amples études peuvent être menées sur ce domaine en traitant notamment les effets sur ceux-ci de différentes formes d'actionnement (forme, temps de montée de la rampe ou tension d'actionnement appliquée), de la fréquence d'actionnement ou le lien entre leur apparition et la fin de vie des composants. Pour cela, des études statistiques sont plus intéressantes. Enfin, nous avons observé un phénomène original lors de l'ouverture lente d'un contact électrique, la quantification de la conductance de contact. L'apparition de cette évolution discrète dans les derniers

instants avant l'ouverture d'un contact est la mise en évidence de l'évolution quantique des électrons dans un fil monoatomique métallique. Ce phénomène, indépendant de la nature du matériau, est sensible au courant circulant dans le contact et disparaît pour des courants de l'ordre de 100µA à 200µA.

Recommandations pour la maîtrise du contact électrique dans les MEMS

Concevoir un relais MEMS le plus fiable possible nécessite quelques recommandations indispensables. Celles-ci n'ont pas l'intention d'être exhaustives mais constituent des éléments de base pour améliorer la durée de vie des composants.

Une architecture qui comprend **une raideur de la membrane mobile élevée (>500N/m)** afin d'avoir une **force de rappel importante** pour éviter le collage des contacts, surtout pour des commutations « hot switching ». Néanmoins, une **force de contact importante (>100µN par contact)** doit être appliquée pour garantir une résistance de contact suffisamment faible. Un juste équilibre doit donc être trouvé entre ces deux critères afin de ne pas augmenter exagérément la tension de pull-in ($V_{pull\text{-}in}$). Une solution consiste à augmenter la surface des électrodes et/ou à diminuer l'espace entre les contacts. Cet espace entre les contacts se situe généralement entre 300nm et 500nm et pourrait être diminué jusqu'à une valeur de 100nm sans risquer un claquage au niveau du contact vu les tensions typiques appliquées au contact (de 0V à 10V). En revanche, l'espacement entre les électrodes est à considérer avec prudence. Nos résultats montrent que le rapport entre la tension d'actionnement et l'espace inter-électrode ne doit pas dépasser 350V/µm pour éviter un claquage au niveau des électrodes. Ainsi, si la distance minimale entre les électrodes est de 200nm, une tension d'actionnement maximale théorique de 70V est autorisée. En prenant un facteur de sécurité de 2, la tension d'actionnement maximale est de 35V pour une distance inter-électrodes de 200nm.

Puisqu'il n'existe pas un matériau idéal, des **contacts en ruthénium** semblent aujourd'hui le meilleur compromis pour les relais MEMS. Ce matériau possède une dureté élevée et est plutôt bon conducteur, il combine l'avantage d'une bonne résistance au matage mécanique et une faible résistance de contact. A ce jour, il semble que le ruthénium soit privilégié par tous les fabricants de relais MEMS pour des applications RF.

Les **conditions de fonctionnement du relais** jouent un rôle primordial dans les mécanismes de dégradation mis en œuvre. Si celles-ci dépendent principalement de l'application finale, lors de commutations « hot switching » nous avons vu qu'il est préférable de travailler en dessous de 5V (tensions de contact à l'état ouvert) pour limiter l'érosion par transfert de matière. De même il est préférable de travailler avec des vitesses de commutations du relais élevées.

La maîtrise des procédés de fabrication permet de limiter la contamination des contacts lors de la fabrication (notamment l'étape de l'encapsulation). De même que la réalisation d'**un packaging étanche** prévient de la pollution des contacts lors de l'utilisation du composant. La dégradation de l'interface au niveau des contacts (contamination carbonée ou polymère de friction) provoque une réduction de la durée de vie des relais MEMS. Le volume final du relais encapsulé dépendra de la technologie de packaging choisie (thin film, glass frit…).

Bien que le principe fonctionnement d'un relais MEMS ohmique soit simple, la réalisation de ces composants fait appel à des compétences multidisciplinaires (procédés de fabrication, sciences des matériaux, mécanique des structures et du contact, électromagnétisme, électrocinétique) dont la réussite permet *in-fine* la création d'un composant fiable.

Perspectives du sujet

Dans la poursuite du sujet, trois axes possibles se dégagent. Nous allons ici les préciser dans leurs grandes lignes.

Le premier concerne directement la poursuite de l'étude de la fiabilité. Le premier intérêt concerne l'étude des rebonds. Peu d'études sont aujourd'hui consacrées à ce sujet et les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse constituent des résultats prometteurs. Ainsi ce sujet mériterait d'être approfondi pour étudier l'influence de la fréquence de cyclage, de la tension de contact à l'état ouvert, du courant ou de la tension d'actionnement sur l'apparition des rebonds. L'objectif de ces travaux est de déterminer si les rebonds qui apparaissent au cours des cycles peuvent constituer un bon indicateur de l'état de surface des contacts. Un deuxième intérêt à poursuivre l'étude de la fiabilité serait d'étudier le packaging et l'évolution des surfaces de contact au cours du temps. La maîtrise d'un packaging étanche est la clé pour le fonctionnement des relais. La contamination des surfaces de contact est à l'origine des dégradations importantes pour les composants. La compréhension de l'évolution de cet

état de surface, notamment l'apparition de la contamination carbonée, permettrait d'apporter des éléments importants pour améliorer la fiabilité des relais MEMS.

Le deuxième axe de travail porte sur la réalisation de commutateurs de puissance MEMS. Les travaux menés dans le cadre de la thèse sont un premier pas vers la création de relais permettant de commuter des puissances minimales de quelques watts à plusieurs kilowatts. Au cours des différentes présentations effectuées, un intérêt s'est manifesté pour connaitre les limites de miniaturisation des relais de puissance. Des études récentes apparaissent dans la littérature sur la création de relais de puissance permettant de commuter des kilowatts (350V-10A) [Keim12]. Un approfondissement des travaux sur ce sujet permettraient d'évaluer les possibilités de la réalisation de tels composants.

Le dernier axe concerne la poursuite de la compréhension de la physique du contact électrique à l'échelle du nanomètre. Quelques équipes de recherche se sont intéressées aux cours des deux dernières années à la conception et la réalisation des relais NEMS (Nano Electro Mechanical Systems) aux Etats-Unis [Loh12, Natha12, Pawa13, Pourz13], et très récemment en Asie [Lee13]. À ce jour, seule l'équipe coréenne semble avoir réussi à fabriquer de tels composants à cause de la complexité de fabrication due aux tailles nanométriques. La réalisation de relais NEMS fiables serait d'un grand intérêt pour la réalisation de systèmes électroniques à très basse consommation. Néanmoins la compréhension et la maîtrise du contact électrique à ces échelles seront à coup sûr de nouveaux enjeux dans le développement de ces dispositifs qui mettront en avant de nouveaux problèmes encore non traités jusque-là, propres à la dimension de ceux-ci.

Références

Références

[Agra02] N. Agraït, A. Levy Yeyati, J. M. van Ruitenbeek, *Quantum properties of atomic-sized conductors*, Physics Reports 377, pp. 81-279, 2003

[Arra12] B. Arrazat, *Maîtrise de la microstructure de films minces d'or par traitements de surface pour l'optimisation du contact mécanique et ohmique des micro-relais MEMS*, Thèse de doctorat, ENS Mines de Saint-Etienne, 2012

[Arine03] R. Arinero, *Microscopie à force atomique en mode contact vibrant et application à l'étude des propriétés élastiques à l'échelle nanométrique*, Thèse de l'Université de Montpellier II, 2003

[Atra12] V.M. Atrazhev et al., *Breakdown processes in gas micro-bubbles in liquids under electric stress*, IEEE Trans. on Dielectrics and electrical insulation, 1552-1558, 2012

[Basu13] A. Basu, *Leading and trailing edge hot switching damage in a metal contact RF MEMS switch*, Proc of IEEE Transducers 2013, 514-517, 2013

[Beale92] J.P. Beale, R.F.W. Pease, *Apparatus for studying ultrasmall contacts*, Proc of IEEE Holm conf. on Electrical Contacts, 1992

[Bian04] A-M. Bianchi, Y. Fautrelle, J. Etay, *Transferts Thermiques*, Agence universitaire de la Francophonie, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1ère édition, partie 3.3.2, 2004

[Binn86] G. Binnig, C.F. Quate, Ch. Gerber, *Atomic Force Microscope*, Physical Review Letters, vol.56, n°9, 930-933, 1986

[Bleck09] J.C. Blecke et al., *A simple learning control to eliminate RF-MEMS switch bounce,* Journal of microelectromechanical systems, vol.18, n°2, 2009

[Boyle55] W.S. Boyle, P. Kisliuk, *Departure from Paschen's law of breakdown in gases*, Phys. Rev., vol.97 n°2, 255-259, 1955

[Braith00] N.St. J. Braithwaite, *Introduction to gaz discharges*, Plasma Sources Sci. Technol. 9, pp. 517-527, 2000

[Broué10] A. Broué et al., *Multi-physical characterization of micro-contact materials for MEMS switches*, Proc.of the 56th IEEE Holm conf. on Electrical Contacts, 2010

[BurCo89] N.A. Burnham, R.J. Colton, *Measuring the nanomechanical properties and surface forces of materials using an atomic force microscope*, J. Vac. Sci. Technol., vol.7, 2906-2913, 1989

[Cara08] P. Carazetti, Ph. Renaud, H.R. Shea, *Experimental study of electrical breakdown in MEMS devices with micrometer scale gaps*, Proc. of SPIE, vol.6884, 11p, 2008

[Carsl59] H.S. Carslaw, J.C. Jaeger, *Conduction of heat in solids*, Oxford University Press, 2nd edition, p260, 1959

[Chen96] Z-K. Chen, K. Sawa, *Effect of arc behaviour on material transfer: A review*, IEEE , 1996

[Chen07] L. Chen et al., *Contact resistance study of noble metals and alloy films using a scanning probe microscope test station*, Journal of Applied Physics 102, 074910, 2007

[Chowd13] F.K. Chowdhury, H. Pourzand, M. Tabib-Azar, *Investigation of contact resistance evolution of Ir, Pt, W, Ni, Cr, Ti, Cu and Al over repeated hot-contact switching for NEMS switches*, Proc. of IEEE MEMS conf., 445-448, 2013

[Chung02] H.-H Chung, R.-T Lee, Y.-C Chiou, *Erosion mechanism of silver in a single arc discharge across a static gap*, IEE Proc. Sci. Meas&Technol., vol.149, n°4, 2002

[Cioc09] B.O. Ciocirlan, H. Herrmann, *Switching contact bounce reduction*, Proc.of IEEE Holm conf on Electrical Contacts, 56-64, 2009

[Cost97] J.L. Costa-Krämer et al., *Conductance quantization in nanowires formed between micro and macroscopic metallic electrodes*, Physical Review B 55, pp. 5416-5424, 1997

[Coutu06] R.A. Coutu et al, *Microswitches with sputtered Au, AuPd, Au-on-AuPt, and AuPtCu alloy electric contacts*, Components and Pasckaging Technologies, IEEE Transaction on **29**(2), 341-349, 2006

[Couv78] J.P. Couvreux, N. Schektman, *Appareillage électrique : fonctions de l'appareillage - problèmes généraux*, Supélec, n° 2568/1, 1978

[Dak74] T.W.Dakin, G.Wind et al., *Paschen Curve for air*, Electra 32, pp70-74, 1974

[Decu06] P. Decuzzi et al., *Bouncing dynamics of resistive microswitches with an adhesive tip*, Journal of Appliez Physics 100, 024313, 2006

[Dhar00] R.S. Dhariwal, J.-M Torres, M.P.Y Desmulliez, *Electric field breakdown at micrometre separations in air and nitrogen at atmospheric pressure*, IEE Proc. Sci. Meas&Technol., vol.147, n°5, 2000

[Dhar01] R.S. Dhariwal, M.F. Ahmad, M.P.Y Desmulliez, *Breakdown voltage behaviour of electrostatic microactuators*, Proceedings. of SPIE, vol.4407, 2001

[Dick07] D.J. Dickrell, M.T. Dugger, *Electrical contact resistance degradation of a hot-switched simulated metal MEMS contact*, IEEE Trans. on Comp. and Packag. Tech., vol.30, n°1, 2007

[Dietr48] I. Dietrich, E. Rüchardt, *Feinwanderung an abhebkontakten*, Z. Angew. Physik, vol.1, pp. 1-24, 1948

[Do12] C. Do et al., *Energy-based approach to adaptive pulse shaping for control of RF-MEMS DC-contact switches*, Journal of Microelectromechanical Systems, vol.21, n°6, 2012

[Duv11] P-Y. Duvivier, *Etude expérimentale et modélisation du contact électrique et mécanique quasi statique entre surfaces rugueuses d'or : application aux micro-relais MEMS*, Thèse de doctorat, ENS Mines de Saint-Etienne, 2011

[Edelm10] T.A. Edelmann, R.A. Coutu, *Microswitch lifecycle test fixture for simultaneously measuring contact resistance (Rc) and contact force (Fc) in controlled ambient environments*, Proc.of IEEE Holm conf. on Electrical Contacts, 3009-3016, 2010

[Féchant85] L. Féchant, *Les contacts électriques dans l'appareillage électromécanique de puissance BT*, extrait de la Revue Générale de l'Electricité, n°5, mai 1985

[Fel13] N. Felici, O. Gallot-Lavallée, *Physique de l'isolation électrique*, Edition de la chopinière, 199p, 2013

[Frue12] A. Fruehling, W. Yang, D. Peroulis, *Cyclic evolution of bouncing for contacts in commercial RF MEMS switches*, IEEE MEMS conf., 688-691, 2012

[Fuji05] A. Fujii, M. Tsutsui, S. Kurokawa, A. Sakaï, Break conductance of noble metal contacts, Physical Review B 72, 045407 (6p), 2005

[Furs03] G.N. Fursey, *Field emission in vacuum micro-electronics*, Applied Surface Science 215, 113-134, 2003

[Garg11] A. Garg et al., *Direct measurement of field emission current in e-static MEMS structures*, Proc of MEMS 2011, 412-415, 2011

[Germ48] L.H. Germer, F.E. Haworth, *A low voltage discharge between very close electrodes*, Phys. Rev. 73, 1121, 1948

[Germ59] L.H. Germer, *Electrical breakdown between closed electrodes in air*, J. Appl. Phys., vol.30, n°1, pp 46-51, 1959

[Gilb08] K.W. Gilbert et al., *A nanoindenter based method for studying MEMS contact switch microcontacts*, Proc of IEEE Holm conf. on Electrical Contacts, 137-144, 2008

[Go2010] D.B. Go, D.A. Pohlman, *A mathematical model of the modified Paschen's curve for breakdown in microscale gaps*, J. Appl. Phys. 107, 103303, 9pp, 2010

[Gold60] W. Goldsmith, *Impact: the theory and physical behaviour of colliding solids*, Courier Dover Publications, 396pp, 1960 – éd. 2001

[Green66] J.A. Greenwood, *Constriction resistance and the real area of contact*, Brit. J. Appl. Phys., 17, 1621, 1966

[Greg06] G. Gregori, D.R. Clarke, *The interrelation between adhesion, contact creep, and roughness on the life of gold contacts in radio-frequency microswitches*, Journal of Applied Physics 100, 094904, 2006

[Gri97] H.R. Griem, *Principles of Plasma Spectroscopy*, Cambridge University Press, 1997

[Guo07] Z.J. Guo, N.E. McGruer, G.G. Adams, *Modeling, simulation and measurement of the dynamic performance of an ohmic contact, electrostatically actuated RF MEMS switch*, J. Micromech. Microeng. 17, 1899-1909, 2007

[Hans97] K. Hansen, E. Laegsgaard, I. Stensgaard, F. Besenbacher, *Quantized conductance in relays*, Physical Review B 56, pp. 2208-2220, 1997

[Hans00] K. Hansen, *Electrical properties of atomic-sized metal contacts*, PhD thesis, University of

Aarhus, 2000

[Hart11] A.L. Hartzell et al, *MEMS Reliability*, MEMS Reference Shelf, Springer, 2011

[Henn13] R.P. Hennessy, *Hot-switched lifetime and damage characteristics of MEMS switch contacts*, J. Micromech. Microeng. 23, 055003, 11pp, 2013

[Hira07] Y. Hirata et al., *Field emission current and vacuum breakdown by a pointed cathode*, Thin solid films 515, 4247-4250, 2007

[Ho89] P.S. Ho, T. Kwok , *Electromigration in metals*, Reports on Progress in Physics, 52 301-348, 1989

[Holm67] R. Holm, *Electric contacts: Theory and Applications*, New York: Springer-Verlag, 4th edition, 1967 (reprint 2000)

[Iann10] J. Iannacci et al., *Enhancement of RF-MEMS switch reliability through an active anti-stiction heat-based mechanism*, Microelectronics Reliability 50, 1599-1603, 2010

[Intra13] F. Intravaia et al., *Strong Casimir force reduction through metallic surface nanostructuring*, Nature Communications 4, n°2515, 8pp, 2013

[Itak00] K. Itakura, H. Yasuda, S. Kurokawa, A. Sakaï, *Conductance of Rh and Ru nanocontacts*, Journal of the Physical Society of Japan 69, pp. 625-626, 2000

[Ittner55] W.B. Ittner, *Bridge and short arc erosion of copper, silver, and palladium contacts on break*, J. Appl. Phys., vol.27, n°4, pp 382-388, 1956

[Jahan12] M.P. Jahan, A.P. Malshe, K.P. Rajurkar, *Experimental investigation and characterization of nano-scale dry electro-machining*, Journal of Manufacturing Processes 14, 443-451, 2012

[Jang08] B-H Jang, P-H Tseng, W. Fang, *Characterization of micro-contact properties using a novel micromachined apparatus*, J. Micromech. Microeng. 18, 055020, 7pp, 2008

[Jour07] G. Jourdan, *Vers un microscope de force de Casimir : mesure quantitative de forces faibles et nanopositionnement absolu*, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier (Institut Néel), 273p, 2007

[Keim12] C. Keimel et al., *Microelectromechanical-systems-based switches for power applications*, IEEE Trans. on Industry Applications, vol.48, n°4, 1163-1169, 2012

[Kisl59] P. Kisliuk, *Electron emission at high fields due to positive ions*, J. Appl. Phys., vol.30, n°1, pp 51-55, 1959

[Kittel] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, Wiley, 704p, 2004 (8th edition)

[Kosz13] A. Koszewski, *Physical model of dielectric charging in MEMS*, J. Micromech. Microeng. 23, 045019, 12pp, 2013

[Kur09] Y. Kurui, Y. Oshima, M. Okamoto, K. Takayanagi, *Conductance quantization and dequantization in gold nanowires due to multiple reflection at the interface*, Physical Review B 79, 165414 (10p), 2009

[Kwon07] H. Kwon et al., *Contact materials and reliability for high power RF-MEMS switches*, International Conference on Microelectromechanical Systems, 231-234, 2007

[Kwon08] H. Kwon et al., *Investigation of the electrical contact behaviors in Au-to-Au thin-films contacts for RF MEMS switches*, J. Micromech. Microeng. 18, 105010, 9pp, 2008

[Laï11] C.H. Laï, W.S.H. Wong, *MEMS switch contact bouncing mitigation using novel dual-pulse actuation voltage*, Sains Malaysiana 40(3), 283-286, 2011

[Land57] R. Landauer, *Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction*, IBM J. Rev. Dev. 1, 223-231, 1957

[LaRo09] R.P. LaRose III, K.D. Murphy, *Impact dynamics of MEMS switches*, Springer Science+Business Media B.V., 2009

[Lee01] R.-T Lee, H.-H Chung, Y.-C Chiou, *Arc erosion behaviour of silver electric contacts in a single arc discharge across a static gap*, IEE Proc. Sci. Meas&Technol., vol.148, n°1, 2001

[Lee13] J. O. Lee et al., *A sub-1-volt nanoelectromechanical switching device*, Nature Nanotechnology, vol.8, 36-40, 2013

[Li08] Z. Li, *Décharge couronne dans l'hélium liquide et gaz dense sous champ électrique intense : pré-claquage, transport de charge, spectroscopie d'émission*, Thèse de l'Université Joseph Fourier, 2008

[Lle-Jo57] F. Llewellyn-Jones, *The physics of electrical contacts*, Oxford, Clarendon Press, 219p, 1957

[Loh12] O. Y. Loh, H. D. Espinosa, *Nanoelectromechanical contact switches*, Nature Nanotechnology, vol.7, 283-295, 2012

[Mal10] L. Malier, *Les sites français de production micro-nanoélectronique*, Mission confiée par Christian Estrosi, Ministre chargé de l'industrie, 41p, 2010

[Mard08] D. Mardivirin et al., *Reliability of dielectric less electrostatic actuators in RF-MEMS ohmic switches*, Proc. of the 3rd European Microwave Integrated Circuits Conf., 490-493, 2008

[Mard10] D. Mardivirin, *Etude des mécanismes mis en jeu dans la fiabilité des micro-commutateurs MEMS-RF*, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2010

[Mat07] P. Matherat, *Une histoire de la microélectronique*, (http://hal.inria.fr/docs/00/15/71/99/PDF/hist-microel.pdf), 2007

[McBri92] J.W. McBride, S.M. Sharkh, *Electrical contact phenomena during impact*, IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology, 184-192, 1992

[Merc13] D. Mercier, *Lois de comportement des matériaux utilisés dans les contacts électriques pour application « flip chip »*, Thèse de l'Université de Grenoble, 2013

[Micha12] L. Michalas et al., *A study of field emission process in electrostatically actuated MEMS switches*, Microelectronics Reliability 52, 2267-2271, 2012

[MTS00] Manual Reference, MTS Corporation

[Muller66] E.W. Müller, *Field Ion Microscopy*, The Physics Teacher, 4(2), 53-56, 1966

[Mull92] C. J. Muller, J. M. van Ruitenbeek, L. J. de Jongh, *Conductance and supercurrent discontinuities in atomic-scale metallic constrictions of variable width*, Physical Review Letters 60, pp. 140-143, 1992

[NanoW] www.nanoworld.com

[Natha12] R. Nathanael, *Nano-Electro-Mechanical (NEM) relay devices and technology for ultra-low energy digital integrated circuits*, PhD thesis, University of California Berkeley, 2012

[NistASD] NIST Atomic Spectra Database Lines: http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html

[Norb06] G. Norberg, S. Dejanovic, H. Hesselbom, *Contact Resistance of thin metal film contacts*, IEEE Transaction on Components and Packaging Technologies, vol. 29, pp. 371-378, 2006

[Omron] Application Note of RF MEMS switch 2SMES-01, Omron

[Pasc93] J.I. Pascual et al. , *Quantum contact in gold nanostructures by scanning tunneling microscopy*, Physical Review Letters 71, pp. 1852-1855, 1993

[Patt05] S.T. Patton, J.S. Zabinski, *Fundamental studies of Au contacts in MEMS RF switches*, Tribology Letters, vol.18, n°2, 2005

[Pawa13] C. Pawashe, K. Lin, K. J. Kuhn, *Scaling limits of electrostatic nanorelays*, IEEE Trans. on Electron Devices, vol.60, n°9, 2013

[Pere09] V. Peretti, *Development of reliable RF-MEMS switches for antennas and space applications*, PhD thesis, University of Padova, 2009

[Perk12] J. Perkins, *MEMS everywhere market update*, Yole Développement, 2013

[Perriot05] A. Perriot, *Nanoindentation de couches minces déposées sur substrat de verre de silice*, Thèse de l'Université de Paris VI, 2005

[Peter79] K.E. Peterson, *Micromechanical membrane switches on silicon*, IBM J. Res. Dev. 23, 376-385, 1979

[Pietr00] O. Pietrement, *Imagerie et caractérisation nanomécanique des surfaces par Microscopie à Force Atomique*, Thèse de l'Université de Reims Champagne-Ardenne, 2000

[Pourz13] H. Pourzand, M. Tabib-Azar, *Toward reliable graphene-graphene NEMS switches*, Proc. of 2013 Nanomechanical Sensing Worshop, 2013

[Pruitt03] B.L. Pruitt, T.W. Kenny, *Piezoresistive cantilevers and measurement system for characterizing low force electrical contacts*, Sensors and Actuators A 104, 68-77, 2003

[Radant] Application Note for test and handling of SPST RF-MEMS switches, v1.3 et Application Note of RMSW221, SPDT High isolation RF-MEMS switch, DC to 20GHz, RadantMEMS

[Radj05] M. Radmilovic-Radjenovic et al., *Particle-in-cell simulation of gas breakdown in microgaps*, J. Phys. D: Appl. Phys. 38, pp 950-954, 2005

[Radj07] M. Radmilovic-Radjenovic, B. Radjenovic, *A particle-in-cell simulation of the high-field effect in devices with micrometer gaps*, IEEE Trans. on Plasma Science, vol. 35, n°5, 2007

[Radj08a] M. Radmilovic-Radjenovic, B. Radjenovic, *Theoretical study of the electron field emission phenomena in the generation of a micrometer scale discharge*, Plasma Sources Sci. Technol. 17, 5pp, 2008

[Radj08b] M. Radmilovic-Radjenovic, B. Radjenovic, *A analytical relation describing the dramatic reduction of the breakdown voltage for the microgap devices*, EPL, 83, 25001, 4pp, 2008

[Read08] M.B. Read et al., *A two-coupon system for the repeatable measurement of flat on flat microscale contact resistance*, Proc. of ICEC 2008

[Reb03] G.M. Rebeiz, *RF MEMS Theory, design and technology*, Wiley, 2003

[Reb13] G.M. Rebeiz et al.,, *The search for a reliable MEMS switch?*, IEEE Microwave magazine, 57-67, 2013

[Reig12] B. Reig et al., *High reliability RF MEMS switch fabricated with a dielectric-less technology for DC-50GHz applications*, Microwave Technology and Techniques Workshop, 2012

[Reit78] L. Reiter, *Suppression of contact bounce by means of kinetic resonance absorption*, Proc of IEEE Holm conf. on Electrical Contacts, pp.457-461, 1978

[Ried00] W. F Rieder, *Low current arc modes of short length and time: A review*, IEEE Trans. on Comp. and Packaging Technol., vol. 23, n°2, 2000

[Rub96] G. Rubio, N. Agraït, S. Vieira, *Atomic-sized metallic contacts: mechanical properties and electronic transport*, Physical review letters 76, pp. 2302-2305, 1996

[Saka99] M. Sakata et al., *Micromachined relay which utilizes single crystal silicon electrostatic actuator*, 12th IEEE MEMS conf., 21-24, 1999

[Schla02] H. Schlaak, *Potentials and limits of micro-electromechanical systems for relays and switches*, International Conference on Electrical Contacts, 2002

[Sharv65] Y.V. Sharvin, *A possible method for studying Fermi surfaces*, Soviet Physics JETP, vol.21, 1965

[Shim13] N. Shimoï, S. Tanaka, *Numerical analysis of electron emission site distribution of carbon nanofibers for field emission properties*, ACS Appl. Mater. Interfaces, 5, 768-773, 2013

[Slade99] P.G. Slade, *Electrical Contacts: Principles and Applications*, New York: Marcel Dekker, 1999

[Slade02] P.G. Slade, E.D. Taylor, *Electrical breakdown in atmospheric air between closely spaced (0,2µm-40µm) electrical contacts*, IEEE Trans. on Comp. and Packaging Technol., vol. 25, n°3, 2002

[Suma07] H. Sumali et al., *Waveform design for pulse-and-hold electrostatic actuation in MEMS*, Sensors and Actuators A 134, 213-220, 2007

[Suzu07] R. Suzuki et al., *Distribution of $1G_0$ plateau length of Au contacts at room temperature*, Japanese Journal of Applied Physics 46, pp.3694-3699, 2007

[Tazz10] A. Tazzoli et al., *Study of the actuation speed, bounces occurrences, and contact reliability of ohmic RF-MEMS switches*, Microelectronics Reliability 50, 1604-1608, 2010

[Thouy] L. Thouy, *Caractérisation et modélisation de la fiabilité des contacts électriques de Micro Systèmes Electro Mécaniques (MEMS)*, Rapport Interne de stage, 83pp, 2012

[TI-D2301] Y. Segui, *Diélectriques : Courants de conduction*, Techniques de l'ingénieur, D 2301 (12p)

[TI-D2530] P. Ségur, *Gaz isolants*, Techniques de l'ingénieur, D 2530 (10p) et D 2531 (23p)

[TI-D2540] A. Zeitoun-Fakiris, *Isolation sous vide*, Techniques de l'ingénieur, D 2540 (23p)

[TI-D2870] S. Vacquié, *Arc électrique*, Techniques de l'ingénieur, D 2870 (27p)

[Tim10] R.D. Timsit, *Constriction resistance of thin film contacts, IEEE Transactions on components and packaging technologies*, vol.33, n°3, 2010

[Torr99] J.-M. Torres, R.S. Dhariwal, *Electric field breakdown at micrometre separations in air and vacuum*, Microsystem Technologies 6, 6-10, 1999

[Torr99b] J.-M. Torres, R.S. Dhariwal, *Electric field breakdown at micrometer separations*, Nanotechnology, vol.10, pp. 102-107, 1999

[Tringe03] J.W. Tringe et al., *A single asperity study of Au/Au electrical contacts*, Journal of Applied Physics, vol.93, n°8, 2003

[Tyco] Tyco Electronics, *Application Note*, 13C3236, 3pp

[Uni-Han] University of Hannover, Institute for Atomic and MolecularPhysics, Atomic Spectral line Database, http://www.pmp.uni-hannover.de/cgi-bin/ssi/test/kurucz/sekur.html

[vanW88] B.J. van Wees *et al.* , *Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas*, Physical Review Letters 60, pp. 848-850, 1988

[Vinc10] M. Vincent, *Etude des mécanismes de défaillance du contact électrique dans un micro-interrupteur en technologie MEMS*, Thèse de l'Université de Grenoble, 2010

[Warh53] J. Warham, *The effect of inductance on fine transfer between platinum contacts*, n°1504, 163-168, 2003

[Wex66] G. Wexler, *The size effect and the non-local Boltzmann transport equation in orifice and disk geometry*, Proc. Phys. Soc., vol.89, 1966

[Yang08] Z. Yang, *Contact Material Optimization and Contact Physics in Metal-contact Microelectromechanical Systems (MEMS) Switches*, PhD Thesis, North Carolina State University, 2008

[Yang11] Z. Yang et al, *Resolution of the transfer direction of field-evaporated gold atoms for nanofabrication and microelectromechanical system applications*, APL 98, 044102, 2011

[Yans98] A.I. Yanson et al., *Formation and manipulation of a metallic wire of single gold atoms*, Nature 395, pp. 783-785, 1998

[Ya-Sa97] H. Yasuda, A. Sakaï, *Conductance of atomic-scale gold contacts under high-bias voltages*, Physical Review B 56, pp. 1069-1072, 1997

[Yasu97] H. Yasuda, A. Sakaï, *Observation of quantum conductance in commercial gold-contact relays*, Journal of the Korean Physical Society 31, pp. S54-S57, 1997

[Yole12] E. Mounier et al., *Status of the MEMS industry*, Yole Développement, 2012

[Yuki01] K. Yuki, S. Kurokawa, A. Sakaï, *Conductance in breaking nanocontacts of some transition metals*, Jpn. J. Appl. Phys. 40, pp. 803-808, 2001

[Zhang04] W. Zhang, T.S. Fisher, S.V. Garimella, *Simulation of ion generation and breakdown in atmospheric air*, Journal of Applied Physics, vol. 96, n°11, 6066-6072, 2004

[Zoua97] N. Zouache, A. Lefort, *Electrical breakdown of small gaps in vacuum*, IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, vol.4, n°4, 1997

Annexes

Annexes

Annexe 1 : Mécanique du contact

Le contact mécanique entre deux surfaces se modélise par différents modèles. Ces modèles possèdent une solution analytique ou numérique en fonction de leurs complexités. Leur différence repose sur les paramètres pris en compte pour modéliser le contact :

- Contact élastique, plastique, ou élasto-plastique
- Contact avec adhésion, sans adhésion, capillarité, van der waals etc…
- Contact parfaitement lisse, ou avec aspérités (semi-rugueux, rugueux… les aspérités pouvant se déformer élastiquement ou plastiquement…)

Le modèle le plus connu est celui de Hertz (Figure 166) qui prend en compte le contact entre une sphère considérée infiniment dure et un plan (ou une sphère avec un grand rayon de courbure), parfaitement lisses avec un contact élastique sans adhésion et sans frottement.

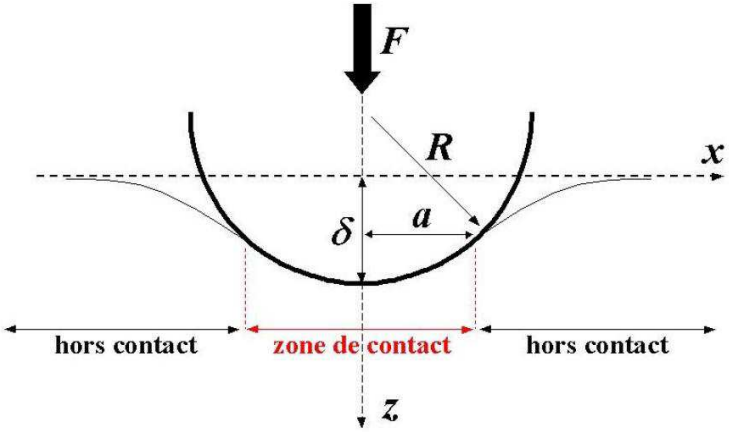


Figure 166: Illustration du contact de Hertz [Arine03]

La relation définie par Hertz (**35**) permet de relier le rayon de contact *a* à la force appliquée *F* en fonction du raton de la sphère *R* et du module d'Young équivalent E^*.

$$a = \left(\frac{3RF}{4E^*}\right)^{1/3} \qquad (35)$$

En nanoindentation, on utilise le plus souvent le modèle d'Oliver & Pharr pour retrouver les propriétés mécaniques des matériaux (module d'Young), qui prend en compte non seulement la déformation élastique mais aussi la déformation plastique de celui-ci (nb : le modèle d'Oliver & Pharr se base sur la théorie de Sneddon qui est une extension du modèle de Hertz).

En ce qui concerne l'AFM, la profondeur d'indentation n'étant pas élevée, on considère que le matériau est déformé seulement élastiquement et on prend le cas d'un contact parfaitement lisse (vu la géométrie de la pointe). On tombe alors sur cinq modèles de contacts qui se distinguent suivant la prise en compte ou non de l'adhésion et des capillarités de surface.

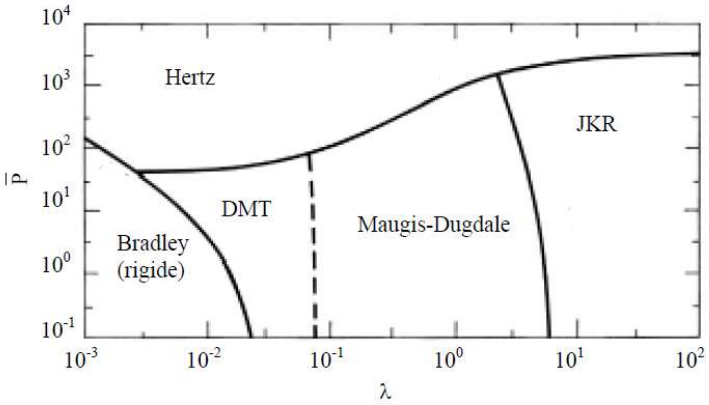


Figure II.6: *carte d'adhésion pour un contact élastique basé sur le modèle de Maugis. Chaque théorie est applicable dans un intervalle de λ donné. Le modèle de Bradley concerne le contact entre deux sphères rigides indéformables. Pour une charge normale très grande par rapport à la force d'adhésion, la théorie de Hertz est valable partout [Johnson et Greenwood, 1997].*

Pour plus d'informations concernant la mécanique du contact aux petites échelles, les différents modèles avec leurs hypothèses et équations associées, les thèses de Pietrement (chapitre 2), d'Arinero (chapitre 2 et 3), de Raccurt (chapitre 1) et de Perriot (chapitre 1 sur la méthode d'Oliver & Pharr) constituent de très bonnes sources d'informations.

Annexe 2 : Quelques mécanismes de transfert de matière

L'électromigration :

L'électromigration est peut-être le mode de défaillance par transfert de matière le plus étudié dans le domaine des microtechnologies. Sous l'action d'un champ électrique, les atomes de matière vont se déplacer dans le sens du champ électrique. L'explication apportée montre que la force engendrée par le déplacement des électrons (« vent électronique ») devient suffisamment grande pour déplacer les atomes dans le sens du flux des électrons [Ho89]. Ainsi ce phénomène ne va pouvoir se manifester que lorsque la densité électronique est suffisamment importante, c'est-à-dire pour des densités de courant de l'ordre de 10^5-10^6 A/cm^2. Ce phénomène est très connu dans le monde de la microélectronique où des densités de courant très importantes (>10^6 A/cm^2) peuvent être obtenues dans les interconnections métalliques. Aujourd'hui, le problème de l'électromigration se pose pour les technologies d'intégration 3D où de grandes densités de courant peuvent aussi être rencontrées. La formule de Black (36) permet de définir le temps moyen avant rupture (Mean-time-to-failure : MTTF) :

$$\frac{1}{MTTF} = B.j^2.\exp\left(-{E_a}/{k_B.T}\right) \qquad \textbf{(36)}$$

où j est la densité de courant, E_a l'énergie d'activation, k_B la constante de Boltzmann, T la température et B un paramètre d'ajustement. Cette formule permet de montrer la dépendance directe de la défaillance par électromigration (MTTF) avec la densité de courant.

Dans le domaine des microsystèmes (MEMS), le phénomène d'électromigration existe mais n'est pas le mode principal de défaillance à cause des faibles densités de courant mises en jeu dans ces dispositifs [Hart11].

Le transfert fin ou « bridge transfer » :

L'existence d'un pont de métal fondu lors de l'ouverture d'un contact électrique sous courant a été mise en évidence au début du 20ème siècle. Il a pu être observé que l'augmentation de température dans le pont métallique, due à la diminution du diamètre de contact et donc de l'augmentation de la résistance de contact, n'est pas symétrique et qu'une électrode présente une température plus élevée que l'autre [Dietr48]. Il a été affirmé alors qu'un transfert de matière se produit de la partie la plus chaude vers la partie la plus froide[35], le déplacement étant attribué à de l'effet Thomson ou de

[35] Le sens de transfert attribué au transfert fin est difficile à déterminer :

- d'après la distribution de température fournie dans [Dietr48] et l'explication fournie par [Holm67] (p304 et 339-340), le transfert se produit de la cathode (point le plus chaud dans [Dietr48]) vers l'anode. Une perte de masse est observée au niveau de la cathode.

l'effet Kölher [Holm67]. Le transfert est appelé transfert fin à cause du faible volume déplacé à chaque ouverture, il sera généralisé ensuite sous le terme de « bridge transfer ». Cette théorie a été proposée dans les années 1950-1960 pour expliquer le transfert de matière pour des contacts dans des conditions où le transfert sous arc n'était pas possible. Elle va être abandonnée au cours des années grâce à l'amélioration des outils expérimentaux (notamment la résolution temporelle) et aux nouvelles observations expérimentales réalisées.

Le transfert de matière n'est pas expliqué par du transfert fin mais par la présence de petits arcs métalliques. En effet l'allongement du pont fondu provoque l'augmentation de sa température jusqu'à la température de vaporisation. De petites gouttelettes de métal sont alors vaporisées permettant la création d'un arc de vapeur métallique dans le faible gap séparant les deux électrodes juste après la rupture du pont fondu métallique. Cette théorie avancée par Bühl et reprise par [Lle-Jo57], [Slade99] et [Ried00] permet d'expliquer convenablement les différents résultats expérimentaux obtenus selon le type d'arc mis en jeu (détaillé dans le chapitre suivant). Le volume transféré par transfert fin étant bien inférieur au transfert sous arc, il est aujourd'hui considéré comme négligeable. Néanmoins cette notion n'est pas négligeable puisque le pont fondu métallique est le phénomène initiateur à l'arc métallique et aura donc un rôle important sur le type d'arc présent à l'ouverture du contact, et par conséquent sur le transfert de matière associé.

<u>L'évaporation sous champ :</u>

Lorsque le champ électrique appliqué entre les deux électrodes est très intenses (~10^{10}V/m), il est possible d'avoir du transfert de matière directement d'une électrode à l'autre. Les atomes de l'anode sont alors arrachés et les ions créés se déposent directement sur la cathode. Ce mode de transfert n'est pas très répandu mais a permis le développement du microscope ionique sur ce principe [Muller66].

- d'après [Warh53], [Ittner55] et [Holm67] (figure 56.01), le transfert de matière se produit généralement de l'anode vers la cathode. [Ried00] et [Slade99] confirme ce sens de transfert.

Annexe 3 : Formulation mathématique de la loi de Paschen

Le premier coefficient de Townsend α (ou coefficient de première ionisation) exprime la variation de courant consécutive à l'ionisation des molécules par les électrons [Slade99] et [Braith00]:

$$di_e = \alpha.i_e dx$$

En intégrant cette relation, on peut obtenir une relation sur le courant électronique :

$$I_e(x) = I_0.\exp(\alpha.x)$$

Le courant total *I(x)* résulte à la fois d'un courant d'électrons $I_e(x)$ mais aussi d'un courant d'ions $I_{ion}(x)$, tel que :

$$I = I_e(x) + I_{ion}(x)$$

Les ions, espèces chargées positivement, vont être attirés par l'électrode opposée, la cathode, de telles sortes que le courant d'ion au niveau de l'anode peut être considéré nul, ainsi :

$$I = I_e(d) = I_0.\exp(\alpha.d)$$

Jusqu'à présent, le courant est défini par le phénomène d'avalanche électronique, c'est-à-dire l'ionisation exponentielle des molécules présentes entre les deux électrodes (région II de la Figure 167) et caractérisé par le premier coefficient de Townsend α.

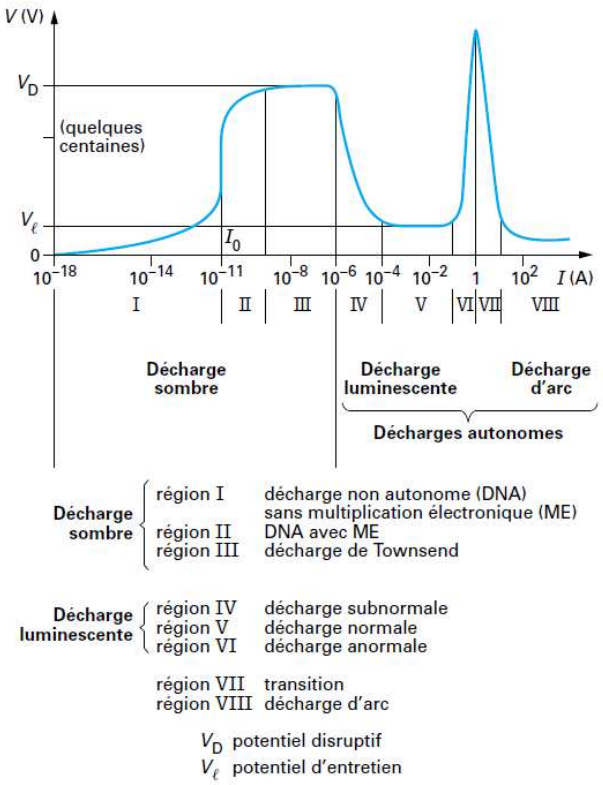


Figure 167 : régimes de décharge à courant continu [TI-D2830]

Cette description de la décharge est valable jusqu'à un point où l'on observe que le courant ne suit plus la loi exponentielle décrite précédemment mais augmente très fortement en fonction de la distance *d* (Figure 168). Le potentiel de décharge correspondant à ce point de transition est appelé le potentiel disruptif et définie la décharge de Townsend (région III de la Figure 167).

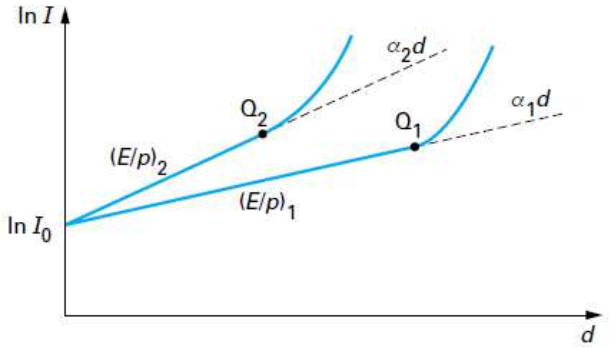


Figure 168 : augmentation du courant au niveau du potentiel disruptif (point Q1 et Q2) pour deux valeurs différentes du champ réduit

La formule précédente doit alors être corrigée et devient $I = I_e(d) = (I_0 + I_s).\exp(\alpha.d)$ où Is est un courant d'électrons secondaire marquant l'augmentation brusque du courant observée au niveau du potentiel disruptif[36].

Pour expliquer cette augmentation du courant, il faut prendre en compte l'émission secondaire des électrons au niveau de la cathode. Le mécanisme principal responsable de cette émission secondaire est le bombardement ionique au niveau de la cathode. Ainsi, le courant d'ions à la cathode responsable de ce bombardement est :

$$I_{ion}(0) = I - I_e(0) = (I_0 + I_s).[\exp(\alpha.d) - 1]$$

En définissant un coefficient *γ*, appelé second coefficient de Townsend, comme le rapport du nombre d'électrons émis au nombre d'ions positifs bombardant la cathode, on peut écrire :

$$Is = \gamma.I_{ion}(0) = \gamma.I_0[\exp(\alpha.d) - 1]/[1 - \gamma.(\exp(\alpha.d) - 1)]$$

D'où pour le courant : $$I = \frac{I_0.\exp(\alpha.d)}{1 - \gamma.[\exp(\alpha.d) - 1]}$$

[36] Ce courant secondaire peut être considéré comme une source d'électrons supplémentaire et vient donc se rajouter à la source de courant primaire. Les électrons émis par ce courant secondaire participent également à l'ionisation du milieu gazeux entre les électrodes.

La relation obtenue permet de définir l'expression traduisant le phénomène de décharge. En effet, le courant tend vers l'infini lorsque : $\gamma.[\exp(\alpha.d)-1]=1$

Cette relation est souvent définie comme le critère définissant la décharge de Townsend et la condition des décharges autonomes.

Si on définit le coefficient de première ionisation par la formule :

$\alpha = A.p.e^{-B.p.d/V}$ où *A* et *B* sont des constantes dépendantes des propriétés du gaz, *p* la pression et *V* la tension entre les deux électrodes, on obtient comme critère de claquage :

$$\gamma_i(e^{A.p.d.e^{-B.p.d/V}}-1)=1$$

A partir de cette formule, en prenant deux fois le logarithme, on peut facilement obtenir l'expression de la tension de claquage V_D (ou potentiel disruptif) aux bornes du contact en fonction du produit *pd* :

$$V_D = \frac{B.p.d}{\ln(p.d)+\ln\left(\frac{A}{\ln(1+1/\gamma_i)}\right)} \qquad (37)$$

Annexe 4 : Tables de spectroscopie

Table de Cu I [NistASD] :

Longueur d'onde (nm)	Probabilité de transition A [$10^8 s^{-1}$]	Energie niveau inférieur (eV)	g_inf	Energie niveau supérieur (eV)	g_sup
351,2112	1,79E+07	5,395406	3,5	8,924823	4,5
352,0015	3,88E+07	5,569201	0,5	9,090696	1,5
352,4229	3,29E+07	5,421722	2,5	8,939006	3,5
352,7476	1,87E+07	5,421722	2,5	8,935768	2,5
353,3737	1,60E+07	5,421722	2,5	8,929542	3,5
354,4957	1,01E+07	5,421722	2,5	8,91844	1,5
359,9127	1,29E+08	5,395406	3,5	8,839497	4,5
360,2023	1,61E+08	5,395406	3,5	8,836728	3,5
361,3744	2,04E+07	5,395406	3,5	8,825566	2,5
362,1233	2,03E+07	5,523144	1,5	8,94621	2,5
362,7328	2,65E+07	5,523144	1,5	8,940459	1,5
363,5928	2,09E+07	5,681463	0,5	9,090696	1,5
365,233	2,19E+07	5,421722	2,5	8,815644	2,5
365,423	1,19E+07	3,78615	0,5	7,178308	1,5
365,6762	1,65E+07	5,523144	1,5	8,912952	0,5
368,7434	1,03E+07	3,816948	1,5	7,178562	2,5
380,5227	1,79E+07	5,688693	1,5	8,946248	0,5
386,046	1,03E+07	5,575105	3,5	8,786055	4,5
402,2625	1,44E+07	3,78615	0,5	6,867659	1,5
406,2637	2,10E+07	3,816948	1,5	6,868108	2,5
424,8956	1,98E+07	5,076718	0,5	7,994086	0,5
425,9454	1,07E+07	4,973836	1,5	7,884014	1,5
427,5103	3,18E+07	4,838023	2,5	7,737547	3,5
437,8146	1,32E+07	4,973836	1,5	7,80512	2,5
450,7408	2,50E+07	5,575105	3,5	8,325195	2,5
450,9369	2,96E+07	5,245192	1,5	7,994086	0,5
453,9708	2,55E+07	5,15349	2,5	7,884014	1,5
458,6953	2,57E+07	5,10272	3,5	7,80512	2,5
465,1119	4,19E+07	5,072429	4,5	7,737547	3,5
486,6156	1,52E+07	5,777847	2,5	8,325195	2,5
501,6629	1,62E+07	5,523144	1,5	7,994086	0,5
511,1915	1,05E+07	5,569201	0,5	7,994086	0,5
515,323	1,03E+08	3,78615	0,5	6,191593	1,5
521,8197	1,22E+08	3,816948	1,5	6,192444	2,5
522,0066	2,18E+07	3,816948	1,5	6,191593	1,5
529,251	1,09E+07	5,395406	3,5	7,737547	3,5

Table de Ru I [NistASD] :

Longueur d'onde (nm)	Probabilité de transition A [$10^8 s^{-1}$]	Energie niveau inférieur (eV)	g_inf	Energie niveau supérieur (eV)	g_sup
353,281	5,79E+07	1,82273	4	5,331471	3
355,6633	6,95E+07	1,461383	1	4,946621	0
357,0599	1,06E+08	1,928104	6	5,399711	6
358,7156	8,38E+07	2,013655	5	5,469239	5
358,9213	8,22E+07	0,385058	1	3,838661	2
359,3018	7,90E+07	0,336422	2	3,786368	3
362,6736	1,10E+08	2,119885	4	5,537757	4
365,4404	5,58E+07	2,013655	5	5,405652	5
371,933	7,90E+07	2,119885	4	5,452671	3
372,6924	7,03E+07	0,147631	4	3,473626	4
372,8025	7,94E+07	0	5	3,325013	5
373,0431	6,54E+07	0,259335	3	3,582203	3
373,947	6,60E+07	1,698583	3	5,01342	2
374,228	5,61E+07	0,336422	2	3,648769	2
374,28	7,61E+07	1,928104	6	5,239991	7
374,4396	7,29E+07	2,013655	5	5,324131	4
374,5594	1,10E+08	1,513583	5	4,823001	6
376,1507	5,00E+07	1,698583	3	4,994	4
376,735	6,41E+07	1,698583	3	4,988889	3
377,7587	5,62E+07	0,385058	1	3,666448	0
378,1169	1,89E+08	2,486759	5	5,76504	5
378,2735	1,13E+09	3,383663	4	6,660586	4
378,605	6,17E+07	0,336422	2	3,610476	1
379,0515	5,86E+07	0,259335	3	3,529534	2
379,4968	6,86E+07	2,007515	3	5,273876	2
379,8898	5,36E+07	0,147631	4	3,410613	3
380,3191	1,34E+08	2,509859	1	5,769158	1
381,7293	8,11E+07	1,928104	6	5,175363	5
382,2088	1,01E+08	2,007515	3	5,250701	4
385,7538	1,02E+08	1,82273	4	5,036112	5
386,2682	9,97E+07	2,119885	4	5,328987	5
390,9082	5,08E+07	1,698583	3	4,869595	4
392,3474	6,24E+07	1,589174	4	4,748554	5
394,5584	6,73E+07	2,013655	5	5,155332	6
406,8365	5,26E+07	1,82273	4	4,869595	4
408,0594	5,85E+07	0,811535	4	3,849268	3
408,5423	6,49E+07	2,072236	1	5,106378	2
411,3377	5,60E+07	2,072236	1	5,085759	1
419,6872	6,43E+07	1,733623	1	4,687195	0
419,9894	5,05E+07	0,811535	4	3,762982	4
422,5103	5,17E+07	2,509859	1	5,443696	2

424,6736	7,35E+07	2,486759	5	5,405652	5
431,4308	7,99E+07	3,126368	5	5,999545	5
432,2967	5,17E+07	3,124733	3	5,992155	2
433,2516	6,66E+07	2,908056	2	5,769158	1
519,9877	5,76E+07	3,61568	6	5,999545	5
521,343	3,16E+08	3,53318	5	5,910848	0
525,7081	5,85E+07	3,786368	3	6,144294	3
545,4825	2,78E+08	3,866836	2	6,139285	1
547,94	5,71E+08	3,886645	4	6,148902	0

Publications durant la thèse

Peschot A., Bonifaci N., Lesaint O., Poulain C., Sibuet H., Souchon F., "*Spectroscopic analysis of material transfer phenomena in MEMS switches*", Proc. of Intern. Reliability Physics Symposium (**IRPS 2013**, Monterey, USA), 2013

Houri S., Peschot A., Poulain C., Valentian A., Fanet H., "*In-situ characterization of gold contacts in RF MEMS switches*", Proc. of Nanomechanical Sensing Workshop (**NMC 2013**, Stanford, USA), 2013

Peschot A., Poulain C., Souchon F., Charvet P-L., Bonifaci N., Lesaint O., "Contact d*egradation due to material transfer in MEM switches*" (**ESREF 2012**, Cagliari, Italie), Microelectronics Reliability Journal 52, 2261-2666, 2012

Peschot A., Poulain C., Bonifaci N., Lesaint O., "*Contact bounce phenomena in a MEM switch*", Proc. of the 58th IEEE Holm conf. on Electrical Contacts (**Holm 2012**, Portland, USA), 2012

Peschot A., Poulain C., Bonifaci N., Lesaint O., "*Etude de l'érosion d'un contact électrique dans un micro-relais MEMS*", Worshop Arcs et Contacts Electriques (**ACE 2012**, Nancy, France), 2012

Poulain C., Peschot A., Vincent M., Bonifaci N., "*A nano scale investigation of material transfer phenomena at make in a MEMS switch*", Proc. of the 57th IEEE Holm conf. on Electrical Contacts (**Holm 2011**, Minneapolis, USA), 2011

Souchon F., Peschot A., Poulain C., Charvet P-L., "*Impact of creep and softening mechanisms on the contact resistance of RF MEMS ohmic switches*", Proc. of the 56th IEEE Holm conf. on Electrical Contacts (**Holm 2010**, Charleston, USA), 2010

Poulain C., Jourdan G., Peschot A., Mandrillon V., "Contact conductance quantization in a MEMS switch", Proc. of the 56th IEEE Holm conf. on Electrical Contacts (**Holm 2010**, Charleston, USA), 2010

Résumé de la thèse :

Cette thèse s'inscrit dans la continuité des études menées pour améliorer la fiabilité des relais MEMS ohmiques et comprendre les mécanismes de dégradation se produisant au niveau du contact électrique aux échelles micro et sub-micrométriques.
Les deux premiers chapitres de ce manuscrit permettent d'établir l'état de l'art du domaine et de décrire les différentes techniques expérimentales utilisées afin de caractériser les mécanismes physiques se produisant lors de l'ouverture et la fermeture d'un relais MEMS sous courant.
Le troisième chapitre étudie qualitativement et quantitativement le transfert de matière aux distances sub-micrométriques. L'utilisation d'un microscope à force atomique (AFM) permet d'identifier les paramètres clés, notamment la tension de contact à l'état ouvert et la vitesse de commutation. L'origine de ce transfert de matière est attribuée à des émissions de courant se produisant dans les derniers nanomètres avant la fermeture du contact. Un plasma métallique est également observé et caractérisé pendant les phases de commutations. Ces observations conduisent à l'élaboration d'un scénario permettant d'expliquer le transfert de matière à ces dimensions.
Le quatrième chapitre se consacre en première partie à l'étude des rebonds lors de la fermeture du contact. On montre que des rebonds peuvent apparaître quelques µs après la fermeture du contact au cours des cycles. Ceux-ci semblent être des indicateurs de la fin de vie du composant. D'autres rebonds, liés aux forces électrostatiques de contact, sont également mis en évidence lors de fermetures à faibles vitesses (qq nm/s). L'importance de ces forces est néanmoins du second ordre et ces derniers rebonds n'interviennent pas directement dans la phase de fermeture d'un relais MEMS. L'étude de la quantification de la résistance de contact lors de l'ouverture du contact constitue la deuxième partie de ce dernier chapitre. La nature quantique de ce phénomène est mise en évidence dans deux dispositifs : un interrupteur MEMS et à l'aide d'un AFM. Il est notamment montré que ce phénomène est seulement observable pour des courants inférieurs à 100µA.
Finalement, l'ensemble de ces travaux mènent à différentes recommandations, détaillées en conclusion, nécessaires pour assurer le bon fonctionnement des relais MEMS.

Mots clés : relais MEMS, contact électrique, AFM, transfert de matière, spectroscopie optique, émission de champ, tension de claquage, Loi de Paschen modifiée, rebonds, quantification de la conductance de contact

Abstract :

This thesis aims to improve the reliability of ohmic MEMS switches and focuses on the degradation mechanisms of the electrical contact at the micro and nano-scales.
The first two chapters of the manuscript provide a state-of–the-art of MEMS switches and describe the different experimental techniques used to characterize the physical phenomena involved in the opening and closure of a MEMS switch under current ("hot switching actuation").
The third chapter investigates qualitatively and quantitatively the material transfer at sub micrometer scale. An Atomic Force Microscope (AFM) is used to identify the main parameters involved in this phenomenon such as the opening contact voltage and the closing velocity. The origin of the material transfer is attributed to field emission in the last tens of nanometers before the contact closure. A metallic plasma is also observed and characterized during switching operations. According to the different observations, a scenario is suggested to explain material transfer at such small dimensions.
The fourth chapter deals with dynamic observation during switching operations. First, bounces can be detected after a few millions of operations, they usually appear a few µs just after the first contact. Such bounces seem to be an early indicator of the lifetime of those devices. Other types of bounces related to the electrostatic contact force can be observed at very low closing velocity (a few nm/s). Nevertheless in a MEMS switch the closing and opening velocity is high enough to avoid such bounces. The second part of this chapter investigates the contact conductance quantization during the opening phase of a contact. We show that this phenomenon can be observed in a MEMS switch and with an AFM when the current is lower than 100µA.
As a conclusion, several recommendations are provided to improve the reliability of MEMS switches.

Key words: MEMS switch, electrical contact, AFM, material transfer, optical emission spectroscopy, field emission, breakdown voltage, modified Paschen's law, bounce, quantization of the contact conductance