



N°d'ordre NNT : 2018LYSEI105

THESE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE LYON

opérée au sein de

L'INSA de Lyon

École Doctorale N° 160

ÉLECTRONIQUE, ÉLECTROTECHNIQUE et AUTOMATIQUE

Spécialité/ discipline de doctorat :

Micro et nano-électronique

Soutenue publiquement le 12/12/2018, par :

Rémi RAFAEL

Étude des propriétés piézorésistives de jonctions tunnel MIM pour la réalisation de jauges de déformations

Devant le jury composé de :

M. BASROUR, Skandar
Mme RESSIER, Laurence
M. AYELA, Cédric
Mme BOUSSEY-SAID, Jumana
M. MALHAIRE, Christophe
M. PUYOO, Étienne
M. MANDORLO, Fabien

Professeur des Universités
Professeure des Universités
Chargé de recherche
Directrice de recherche
Maître de conférences/HDR
Maître de conférences
Maître de conférences

Président
Rapporteuse
Rapporteur
Examinatrice
Directeur de thèse
Co-directeur de thèse
Invité

Département FEDORA – INSA Lyon - Ecoles Doctorales – Quinquennal 2016-2020

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	CHIMIE DE LYON http://www.edchimie-lyon.fr Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage secretariat@edchimie-lyon.fr INSA : R. GOURDON	M. Stéphane DANIELE Institut de recherches sur la catalyse et l'environnement de Lyon IRCELYON-UMR 5256 Équipe CDFA 2 Avenue Albert EINSTEIN 69 626 Villeurbanne CEDEX directeur@edchimie-lyon.fr
E.E.A.	ÉLECTRONIQUE, ÉLECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE http://edeea.ec-lyon.fr Sec. : M.C. HAVGOUDOUKIAN ecole-doctorale.eea@ec-lyon.fr	M. Gérard SCORLETTI École Centrale de Lyon 36 Avenue Guy DE COLLONGUE 69 134 Écully Tél : 04.72.18.60.97 Fax 04.78.43.37.17 gerard.scorletti@ec-lyon.fr
E2M2	ÉVOLUTION, ÉCOSYSTÈME, MICROBIOLOGIE, MODÉLISATION http://e2m2.universite-lyon.fr Sec. : Sylvie ROBERJOT Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 INSA : H. CHARLES secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr	M. Philippe NORMAND UMR 5557 Lab. d'Ecologie Microbienne Université Claude Bernard Lyon 1 Bâtiment Mendel 43, boulevard du 11 Novembre 1918 69 622 Villeurbanne CEDEX philippe.normand@univ-lyon1.fr
EDISS	INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTÉ http://www.ediss-lyon.fr Sec. : Sylvie ROBERJOT Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 INSA : M. LAGARDE secretariat.ediss@univ-lyon1.fr	Mme Emmanuelle CANET-SOULAS INSERM U1060, CarMeN lab, Univ. Lyon 1 Bâtiment IMBL 11 Avenue Jean CAPELLE INSA de Lyon 69 621 Villeurbanne Tél : 04.72.68.49.09 Fax : 04.72.68.49.16 emmanuelle.canet@univ-lyon1.fr
INFOMATHS	INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES http://edinfomaths.universite-lyon.fr Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage Tél : 04.72.43.80.46 Fax : 04.72.43.16.87 infomaths@univ-lyon1.fr	M. Luca ZAMBONI Bât. Braconnier 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69 622 Villeurbanne CEDEX Tél : 04.26.23.45.52 zamboni@maths.univ-lyon1.fr
Matériaux	MATÉRIAUX DE LYON http://ed34.universite-lyon.fr Sec. : Marion COMBE Tél : 04.72.43.71.70 Fax : 04.72.43.87.12 Bât. Direction ed.materiaux@insa-lyon.fr	M. Jean-Yves BUFFIÈRE INSA de Lyon MATEIS - Bât. Saint-Exupéry 7 Avenue Jean CAPELLE 69 621 Villeurbanne CEDEX Tél : 04.72.43.71.70 Fax : 04.72.43.85.28 jean-yves.buffiere@insa-lyon.fr
MEGA	MÉCANIQUE, ÉNERGÉTIQUE, GÉNIE CIVIL, ACOUSTIQUE http://edmega.universite-lyon.fr Sec. : Marion COMBE Tél : 04.72.43.71.70 Fax : 04.72.43.87.12 Bât. Direction mega@insa-lyon.fr	M. Jocelyn BONJOUR INSA de Lyon Laboratoire CETHIL Bâtiment Sadi-Carnot 9, rue de la Physique 69 621 Villeurbanne CEDEX jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr
ScSo	ScSo* http://ed483.univ-lyon2.fr Sec. : Viviane POLSINELLI Brigitte DUBOIS INSA : J.Y. TOUSSAINT Tél : 04.78.69.72.76 viviane.polsinelli@univ-lyon2.fr	M. Christian MONTES Université Lyon 2 86 Rue Pasteur 69 365 Lyon CEDEX 07 christian.montes@univ-lyon2.fr

Remerciements

Je souhaite remercier en premier lieu Christophe MALHAIRE et Étienne PUYOO, mes deux directeurs de thèse, pour m'avoir permis de réaliser une thèse intéressante dans des conditions agréables.

Je souhaite aussi remercier Laurence RESSIER et Cédric AYELA pour avoir accepté de rapporter ma thèse, ainsi que Skandar BASROUR et Jumana BOUSSEY-SAID pour avoir accepté d'être examinateur. Un merci spécial à Fabien MANDORLO qui m'a largement aidé et participe au jury en tant qu'invité.

Ma gratitude va aussi à l'ensemble de l'INL, et en particulier à l'équipe Dispositifs Électroniques qui m'a fourni un environnement de travail stimulant et accueillant.

Pour leur aide scientifique et technique, je remercie en particulier Nicolas BABOUX, Philippe GIRARD, Damien DELERUYELLE, David ALBERTINI, Yvan DOYEUX, Khaled AYADI, Jean-François CHATEAUX, Louis RENAUD, Annie SUSLEC, Danièle BLANC, Joëlle GRÉGOIRE, Francis CALMON et Daniel VINCENT.

Gratitude mise à part, je tiens à signaler l'amitié que j'éprouve pour de nombreuses personnes rencontrées grâce à cette thèse. Ceux-là devront se reconnaître tous seuls ^^

Table des matières

Remerciements	1
Introduction générale.....	5
Chapitre 1 : Récents développements des jauges de déformations appliquées aux MEMS	8
Introduction.....	8
1.1. Les jauges métalliques et silicium	11
1.1.1. Piézorésistivité, introduction et effet géométrique	11
1.1.2. L'effet piézorésistif dans les semi-conducteurs	12
1.1.3. Historique et perspectives de recherches	14
1.2. Les nano-transducteurs.....	16
1.2.1. Le graphène	16
1.2.2. Les nanofils de silicium	18
1.2.3. Les nanotubes de carbone	19
1.2.4. Nano-transducteurs : applications industrielles	21
1.3. Les jauges composites ou « multi-corps ».....	21
1.3.1. Les composites basés sur le mécanisme de percolation.....	21
1.3.2. Les jauges à crack et les jauges à graphène multicouche	24
1.3.3. Les composites basés sur le courant tunnel.....	27
1.3.4. Les couches de particules organisées.....	30
1.4. Les jauges à jonction tunnel	31
1.4.1. Les capteurs à effet tunnel suspendus	31
1.4.2. Les jauges tunnel monolithiques	32
1.4.3. Les jauges tunnel MIM	33
1.5. Comparatif des différents types de jauges.....	34
Conclusion et objectifs de la thèse.....	37
Chapitre 2 : Transport électronique dans les structures MIM	39
Introduction.....	39
2.1. La structure MIM.....	39
2.1.1. Usages courants de la structure MIM	39
2.1.2. Les conductions de type ohmique et ionique	40
2.1.3. Les phénomènes de transport limités par l'électrode d'injection	41
2.1.4. Effet des charges et des défauts localisés dans l'isolant	49
2.2. Élaboration des jonctions MIM	54

2.2.1.	Procédés de fabrication.....	55
2.2.2.	Types d'échantillons réalisés.....	57
2.3.	Identification du mécanisme de transport dominant	58
2.3.1.	État de l'art.....	58
2.3.2.	Caractérisation électrique	60
2.3.3.	Ajustements expériences-modèles et extraction de paramètres	61
2.3.4.	Ajustements de type Fowler Nordheim	65
2.3.5.	Sources d'erreurs dans les ajustements FN	67
2.4.	Nature du courant en polarisation inverse	71
2.5.	Effets de chargement et création de pièges	73
2.5.1.	Dynamique du vieillissement	73
2.5.2.	Effet du vieillissement sur les paramètres extraits	75
2.5.3.	Recherche de la structure optimale	76
	Conclusion	79
	Chapitre 3 : Sensibilité à la contrainte des jonctions tunnel.....	81
	Introduction.....	81
3.1.	Mesures sous contrainte.....	81
3.1.1.	Présentation du banc de test	81
3.1.2.	Définition du facteur de jauge pour une jonction tunnel	84
3.1.3.	Méthode de mesure du facteur de jauge en courant	85
3.1.4.	Reproductibilité des mesures de facteur de jauge.....	89
3.1.1.	Résultats : Facteurs de jauge mesurés	93
3.2.	Origines physiques de la sensibilité à la contrainte	97
3.2.1.	L'équation du courant FN sous contrainte	98
3.2.2.	Variation sous contrainte des paramètres physiques.....	101
3.2.3.	Dépendance du facteur de jauge au courant.....	109
	Conclusion	110
	Chapitre 4 : Mesure de la hauteur de barrière par photoémission interne	112
	Introduction.....	112
4.1.	Principe de la photoémission interne	112
4.1.1.	Photoémission dans une jonction MIM : introduction	112
4.1.2.	Processus de photoémission	114
4.2.	Mesure de hauteur de barrière.....	118

4.2.1.	Protocole expérimental et résultats bruts:	118
4.2.2.	Considérations optiques et calcul de l'IQE:	122
4.3.	Résultats	125
	Conclusion	128
Chapitre 5 : Réalisation d'un capteur de pression sur plastique.....		130
	Introduction.....	130
5.1.	Conception du capteur de pression	130
5.1.1.	Les fondamentaux du capteur de pression	130
5.1.2.	Procédés de fabrication.....	132
5.1.3.	Le procédé d'impression 3D.....	133
5.2.	Dispositif expérimental et caractérisation	138
5.2.1.	Banc de test utilisé	138
5.2.2.	Déformation de la membrane	140
5.2.3.	Sensibilité à la pression	142
5.3.	Comparaison des mesures électriques et optiques	145
	Conclusion	147
Conclusion générale		148
Bibliographie.....		150
Annexe I :	Recettes ALD.....	164
Annexe II :	Liste des échantillons utilisés	166
Annexe III :	Calcul de la déformation dans l' Al_2O_3 et simulation ANSYS	168
Annexe IV :	Routine Matlab.....	170
Production scientifique		173

Introduction générale

Avec le développement continu de l'informatique, « l'intelligence » et l'autonomie des objets du quotidien (de la simple bouilloire à la dernière fusée en date) augmentent sans cesse. Cependant, un processeur puissant et un programme sophistiqué ne suffisent pas à rendre un objet « intelligent ». Encore faut-il qu'il soit capable de réagir à son environnement. Cette possibilité est offerte par l'usage de capteurs de natures variées qui permettent à l'objet de « sentir » son contexte. L'une des grandes familles de capteurs est celle des capteurs mécaniques. Les capteurs mécaniques regroupent l'ensemble des capteurs dont le mesurande primaire (la grandeur d'entrée) est de nature mécanique (force, pression, accélération, position...). Hormis quelques exceptions, la plupart des capteurs utilisent la même structure : ils sont constitués d'un corps d'épreuve et de l'élément sensible proprement dit ; le transducteur mécanique/électrique (généralement une jauge de déformation). Le rôle du corps d'épreuve est de transformer le mesurande primaire (la grandeur à mesurer) en un mesurande secondaire, adapté à une mesure directe par le transducteur. Prenons l'exemple d'un capteur de pression. Il est possible d'exposer directement un transducteur à une pression hydrostatique. La pression va modifier légèrement les dimensions du transducteur et changer ses propriétés électriques. À moins d'utiliser un matériau de très faible module de Young (une mousse par exemple) le signal serait trop faible pour être mesurable. Il est donc nécessaire d'utiliser une structure mécanique pour concentrer la contrainte (le corps d'épreuve). La solution généralement adoptée consiste à utiliser une membrane fine exposée d'un côté à une pression de référence, et de l'autre au mesurande (la pression à mesurer). Soumise à ces conditions, la membrane se déforme. Cette déformation (le mesurande secondaire) peut alors être mesurée directement par le transducteur (généralement une jauge de déformation).

Trois types de capteurs mécaniques principaux ont été développés avec les technologies MEMS (Micro Electro Mechanical System) et sont maintenant au cœur de notre quotidien : les accéléromètres, les gyroscopes et les capteurs de pression. L'utilité de ces capteurs est bien illustrée par l'exemple des centrales inertielles. Une centrale inertielle est un ensemble comprenant généralement 8 capteurs (8 degrés de liberté) : 3 accéléromètres, 3 gyroscopes, 1 capteur de pression et une boussole. En intégrant dans le temps les données des 6 capteurs dynamiques (accéléromètres et gyroscopes) et en corrigeant ces données par rapport aux deux autres (pression et boussole), une centrale inertielle est capable de connaître à tout moment sa position, vitesse et accélération en fonction de sa position initiale. Ces dispositifs équipent des systèmes autonomes (voitures, drones...), mais aussi des objets du quotidien comme des téléphones ou des raquettes de tennis.

Les développements possibles de l'utilisation de capteurs dans des objets du quotidien sont considérables, et sont largement explorés dans le domaine de l'IOT (Internet Of Things). Cependant, certains défis restent à surmonter pour permettre un usage généralisé des capteurs mécaniques. Parmi ceux-ci on peut citer : la réalisation de capteurs très basse consommation pour des objets sans source d'énergie externe, l'intégration de capteurs sur une puce comprenant déjà

une partie logique (Back End Of Line), et la fabrication de capteurs supportant une très grande élongation.

Peu de progrès sont possibles sur le développement des corps d'épreuve (qui peut être considéré comme un transducteur mécanique/mécanique), d'une part parce qu'il obéit aux lois bien maîtrisées de la mécanique, et d'autre part parce que sa nature est souvent imposée par l'application. L'essentiel des efforts en recherche dans ce domaine et cette thèse en particulier, se concentre donc sur le développement de nouveaux types de transducteurs plus performants.

Le premier chapitre sera consacré à la présentation de la principale famille de transducteurs utilisés dans les technologies dites « de pointe » ; les jauges de déformation. Ces jauges peuvent être définies comme un composant mécaniquement monobloc dont les propriétés électriques varient sous contrainte. Elles peuvent être composées d'un ou plusieurs matériaux, et exploiter différents phénomènes pour réaliser la transduction. On s'intéressera en particulier aux jauges piézorésistives dont le comportement sous contrainte peut être assimilé à une variation de résistance. Après une présentation globale du fonctionnement des jauges existantes dans l'industrie et dans la littérature scientifique, on introduira un phénomène de transduction très peu étudié ; la variation sous contrainte du courant tunnel. Ce phénomène a été mis en évidence dans des jonctions MOS (Métal Oxyde Semi-conducteur), mais aucun article n'en fait mention dans une structure MIM (Métal Isolant Métal). Cette seconde structure présente de nombreux avantages, comme sa facilité de fabrication. L'objectif principal de cette thèse consistera donc à développer une jauge de déformation piézorésistive utilisant une jonction MIM.

Dans le deuxième chapitre, on introduira brièvement les usages courants de la structure MIM, avant de s'intéresser aux différents phénomènes de conduction tunnel. On présentera ensuite les méthodes de fabrication utilisées dans le cadre de cette thèse et les caractéristiques électriques obtenues. La comparaison entre les caractéristiques obtenues et les modèles théoriques de courant nous permettra d'identifier le type de courant dominant dans nos jonctions.

Dans le troisième chapitre, on soumettra les jonctions fabriquées à des déformations connues pour en extraire la sensibilité. On comparera ensuite les caractéristiques de différents types de jonctions pour en déduire les paramètres influents sur la sensibilité à la contrainte. L'étude théorique de l'équation du courant Fowler Nordheim sous contrainte nous permettra alors d'identifier les phénomènes physiques à l'origine de cette sensibilité.

Le quatrième chapitre sera consacré à la méthode de la photoémission interne. Cette méthode permet de mesurer la hauteur de barrière d'une interface et pourrait être utilisée pour confirmer ou infirmer les déductions réalisées au chapitre 3.

Le cinquième et dernier chapitre présentera un capteur de pression réalisé pour démontrer les potentialités des jauges tunnel MIM. Ce démonstrateur est réalisé avec des techniques non conventionnelles puisque les jonctions sont déposées sur un substrat souple avant qu'un polymère rigide ne soit déposé sur ce substrat par impression 3D.

Table des matières

Chapitre 1 : Récents développements des jauges de déformations appliquées aux MEMS	8
Introduction.....	8
1.1. Les jauges métalliques et silicium	11
1.1.1. Piézorésistivité, introduction et effet géométrique	11
1.1.2. L'effet piézorésistif dans les semi-conducteurs	12
1.1.3. Historique et perspectives de recherches	14
1.2. Les nano-transducteurs	16
1.2.1. Le graphène	16
1.2.2. Les nanofils de silicium	18
1.2.3. Les nanotubes de carbone	19
1.2.4. Nano-transducteurs : applications industrielles	21
1.3. Les jauges composites ou « multi-corps ».....	21
1.3.1. Les composites basés sur le mécanisme de percolation.....	21
1.3.2. Les jauges à crack et les jauges à graphène multicouche	24
1.3.3. Les composites basés sur le courant tunnel.....	27
1.3.4. Les couches de particules organisées.....	30
1.4. Les jauges à jonction tunnel	31
1.4.1. Les capteurs à effet tunnel suspendus	31
1.4.2. Les jauges tunnel monolithiques	32
1.4.3. Les jauges tunnel MIM	33
1.5. Comparatif des différents types de jauges.....	34
Conclusion et objectifs de la thèse.....	37

Chapitre 1 : Récents développements des jauges de déformations appliquées aux MEMS

Introduction

Les jauges de déformations piézorésistives (aussi appelées jauges de contraintes) sont des transducteurs largement utilisés dans les technologies MEMS (*Micro Electro Mechanical Systems*). Ces jauges sont des composants conducteurs dont la résistance varie en fonction de leur élongation. En général elles sont déposées sur un corps d'épreuve plus gros et plus rigide qu'elles, et on considère qu'elles n'ont pas d'effet sur les propriétés mécaniques de l'élément sur lequel elles sont disposées. La variation de résistance de la jauge est donc directement proportionnelle à l'élongation du corps d'épreuve et il suffit de connaître le module de Young du matériau pour obtenir la contrainte et remonter ainsi à la grandeur (mesurande primaire) que l'on cherche à mesurer (pression, force...).

Les MEMS sont des dispositifs capteurs ou actionneurs miniaturisés, comportant généralement des éléments mobiles déformables (poutres, membranes...). Ils sont dérivés de l'industrie microélectronique et sont largement présents dans de nombreux produits de notre quotidien et dans l'industrie (smartphones, voitures, instrument robotisés...). Parmi les dispositifs les plus connus on peut citer les capteurs de pression, les capteurs inertiels (accéléromètres ou gyroscopes) et les microphones par exemple. Les jauges piézorésistives se rencontrent particulièrement dans les capteurs de pression.

La structure typique d'un capteur de pression piézorésistif consiste en une membrane séparant deux fluides (capteur relatif), ou un fluide et une cavité de référence sous vide (capteur absolu). Cette membrane est le corps d'épreuve sur lequel les jauges sont placées. Lorsque la pression est différente de part et d'autre, une force résultante s'exerce sur la surface de la membrane qui se déforme en conséquence. La déformation est transmise à la jauge, et se traduit par un signal électrique. La figure 1.1 représente un capteur de pression utilisant des jauges en carbure de silicium adaptées aux hautes températures.

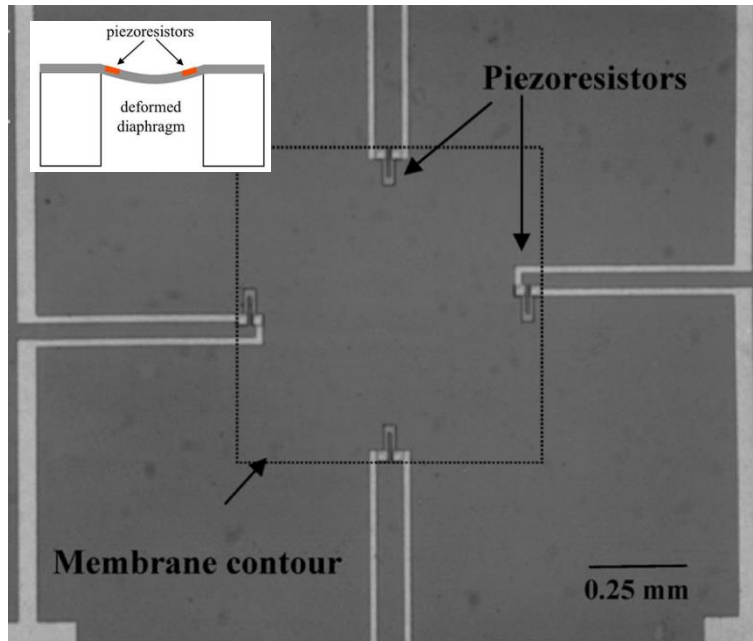


Figure 1.1 : Capteur de pression à membrane. Insert : Schéma du capteur, vue en coupe. Reproduit de [1].

En général, pour chaque capteur de pression, 4 jauges sont utilisées. Ces jauges sont reliées en pont de Wheatstone, ce qui permet de s'affranchir des dérives thermiques et d'accroître la sensibilité.

Les accéléromètres (et les gyroscopes) piézorésistifs sont constitués d'une masse sismique reliée au substrat par une ou plusieurs poutres. Les accélérations subies par l'ensemble génèrent une force qui s'applique à la masse et se traduit par une déformation de la poutre. En mesurant cette déformation, on peut en déduire l'accélération.

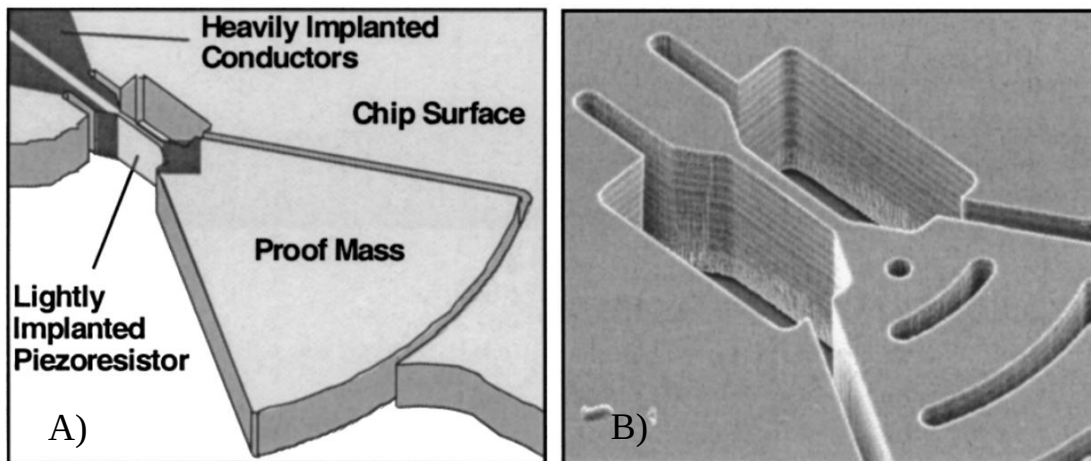


Figure 1.2 : Accéléromètre MEMS A) schéma de principe B) Image MEB. Reproduction de [2].

La figure 1.2 montre un accéléromètre réalisé en silicium. Les jauges et les contacts sont fabriqués par implantation de bore après gravure. Une des parois de la poutre est dopée légèrement

pour devenir une piézorésistance alors que la seconde paroi et les zones matérialisées en gris foncé sur le schéma sont fortement dopées pour devenir les contacts.

Il faut néanmoins souligner que la majorité des capteurs inertiels commercialisés actuellement sont basés sur une mesure capacitive (capteurs à peignes inter-digités).

Les MEMS basés sur le silicium exploitent des technologies largement maîtrisées, mais d'autres dispositifs semblent émerger. Souvent basés sur des substrats souples, ils visent de nouvelles applications : capteurs bas coût pour l'électronique nomade, vêtements intelligents, *smart-building*, réseaux de capteurs...

Ces capteurs sont généralement des réseaux de jauges de déformations (parfois associés à d'autres types de capteurs) fabriqués sous la forme de feuilles souples avec des technologies polymères. Ces « feuilles » peuvent ensuite être utilisées de multiples façons grâce à leur conformabilité qui permet de les ajuster à n'importe quelle surface.

La figure 1.3 représente un réseau de capteurs souples. Les « nœuds » de couleur foncé sont des capteurs de pression et ceux de couleur claire sont des capteurs de température.

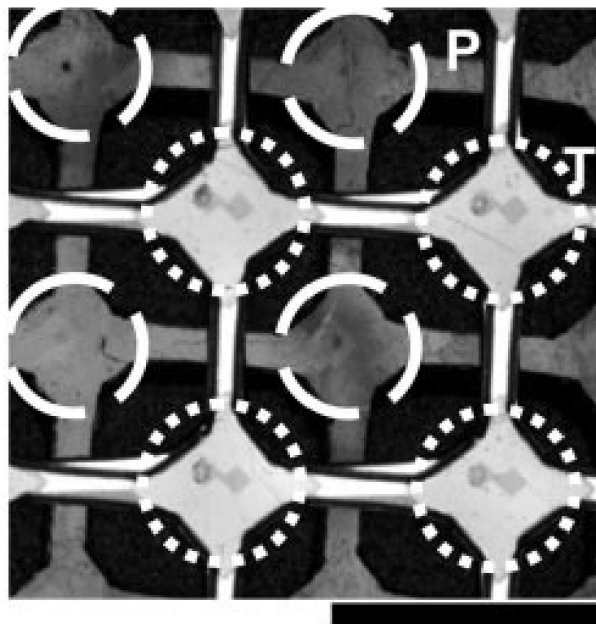


Figure 1.3 : Réseau de capteurs de pression et de température. L'échelle fait 4 mm. Reproduit de [3].

Cette nouvelle famille de capteurs induit de nouvelles exigences pour les jauges. La température de fabrication et l'élongation maximale supportable deviennent des critères prépondérants pour la compatibilité avec les substrats polymères. Ces exigences sont à l'origine d'un regain d'activité dans la recherche sur les jauges de contraintes, et de l'émergence de nouveaux types de transducteurs.

Après avoir rappelé quelques principes de base sur les jauges piézorésistives et dressé un rapide historique, la suite de ce chapitre sera particulièrement consacrée à la présentation des

différentes jauges de déformations qui font l'objet de recherches récentes et qui s'inscrivent dans les nouveaux domaines d'applications que nous avons évoqués, tel que la plastronique.

Dans la dernière partie, on s'intéressera particulièrement aux jauges basées sur la conduction tunnel. Ce sera l'occasion de préciser les objectifs de cette thèse, et les particularités de ces dispositifs originaux dans le domaine des jauges de déformations.

1.1. Les jauges métalliques et silicium

1.1.1. Piézorésistivité, introduction et effet géométrique

La sensibilité d'une jauge est caractérisée par le facteur de jauge (G pour *Gauge factor*) qui est défini comme le rapport de la variation relative de résistance sur la déformation imposée S (Equ. 1.1). Pour un élément conducteur quelconque (métallique ou semi-conducteur) de section C et de longueur L , la résistance est donnée par la formule (1.2) :

$$G = \frac{\Delta R/R_0}{\Delta L/L} = \frac{\Delta R/R_0}{S} \quad (1.1)$$

$$R = \frac{\rho L}{C} \quad (1.2)$$

Où ρ est la résistivité du matériau utilisé en $\Omega.m$ et R_0 la résistance en l'absence de contrainte. Différencier l'expression 1.2 permet d'exprimer la variation relative de résistance :

$$\frac{dR}{R} = \frac{dL}{L} - \frac{dS}{C} + \frac{d\rho}{\rho} \quad (1.3)$$

Lorsqu'une contrainte est appliquée à l'élément conducteur dans la direction de L , sa longueur augmente d'un facteur $1+S$ alors que sa section diminue d'un facteur $(1-\nu S)^2$ avec S l'élongation ($=dL/L$) et ν le coefficient de Poisson du matériau. On a donc :

$$G = \frac{dR/R}{dL/L} = \frac{dR/R}{S} = \frac{1}{S} \frac{d\rho}{\rho} + (1 + 2\nu) \quad (1.4)$$

Le premier terme est la variation de résistivité du matériau sous la contrainte. Il est généralement négligé pour les métaux alors qu'il est la source principale de sensibilité des jauges silicium, comme cela sera expliqué plus en détail dans le paragraphe suivant. Le second terme, purement géométrique, est généralement compris entre 1 et 2 puisque le coefficient de Poisson est de l'ordre de 0,2 à 0,3.

La définition générale du facteur de jauge (applicable lorsque la variation de résistance sous déformation n'est pas linéaire) est exprimée par l'équation 1.5.

$$G = \frac{dR}{dS} \frac{1}{R_0} \quad (1.5)$$

1.1.2. L'effet piézorésistif dans les semi-conducteurs

Dans un semi-conducteur, les porteurs sont répartis dans des vallées qui correspondent à différentes directions cristallines et à des masses effectives propres. En déformant la structure de bande, la contrainte change la répartition des porteurs entre les différentes vallées. Cette variation impacte la masse effective m^* qui correspond à la moyenne des masses effectives des porteurs [4]. L'essentiel de la variation de résistivité d'un semi-conducteur provient de ce phénomène.

L'effet piezoresistif est isotrope pour des matériaux amorphes ou polycristallins (étudiés à l'échelle macroscopique), mais, tout comme la conductivité électrique, il est anisotrope dans un matériau cristallin. En effet, dans un cristal, la masse effective des électrons dépend de l'orientation cristalline, et la contrainte (même isostatique) impacte différemment ces directions. On définit alors le coefficient de piézorésistivité π comme étant :

$$\pi = \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{1}{\Sigma} \quad (1.7)$$

Avec Σ la contrainte dans le matériau. Tout comme le tenseur des contraintes Σ , π est un tenseur du 2^e ordre. Les coefficients de piézorésistivité dépendent en effet de la direction de la contrainte par rapport au réseau cristallin et de la direction de mesure électrique. La figure 1.4 représente la variation des coefficients piézorésistifs dans le plan <100> du silicium. La contrainte est imposée dans l'une des directions du plan, et la variation de résistivité est mesurée dans les directions longitudinale (π_{long}) et transverse (π_{tran}) à la contrainte. La forte dépendance des coefficients π à la direction de la contrainte permet de réaliser des capteurs fortement directionnels (sensibles à la déformation dans une seule direction).

En pratique, pour le silicium, les symétries du problème permettent de n'utiliser que 3 composants indépendants et non nuls pour décrire π dans l'espace 3D [5]. Pour une direction cristalline donnée, les résultats de la littérature sont le plus souvent présentés sous la forme des coefficients de piézorésistivité longitudinaux, π_{long} et transversaux, π_{tran} (voir Fig. 1.5). Dans le cas des jauges polycristallines, deux coefficients : $\pi_{long p}$ et $\pi_{tran p}$ suffisent à décrire l'ensemble du matériau.

L'utilisation de π permet de décrire non plus les caractéristiques d'un système (la jauge complète), mais seulement du matériau utilisé. Il est généralement exprimé en % GPa⁻¹ ou en % 10⁻¹¹ Pa⁻¹.

π est lié au facteur de jauge, mais la relation est complexe et dépend de la structure du capteur fabriqué. Dans le cas général où la jauge est déposée sur un corps d'épreuve et possède une rigidité négligeable devant celui-ci, le facteur de jauge peut être approximé par le coefficient piézorésistif dans la direction appropriée, multiplié par le module de Young du corps d'épreuve.

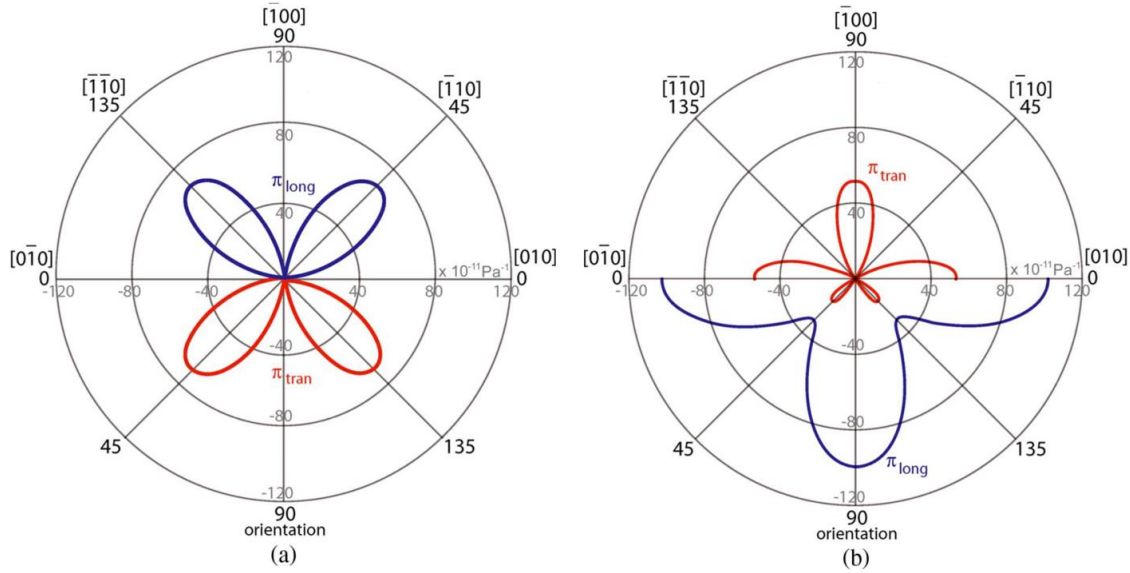


Figure 1.4: Coefficients piézorésistifs à température ambiante dans le plan (100) de silicium de type P (A) et de type N (B)
Reproduit de [6], données extraites de [7].

Les coefficients piézorésistifs, et donc les facteurs de jauge des semi-conducteurs sont aussi dépendants du niveau de dopage. La figure 1.5 montre la variation des facteurs de jauge longitudinaux et transversaux pour du silicium monocristallin et polycristallin dopé au bore. Les traits en pointillés représentent le polysilicium et sont associés à l'échelle de gauche, alors que les traits pleins sont pour le silicium monocristallin et sont associés à l'échelle de droite. La direction cristalline n'est pas précisée pour le monocristal

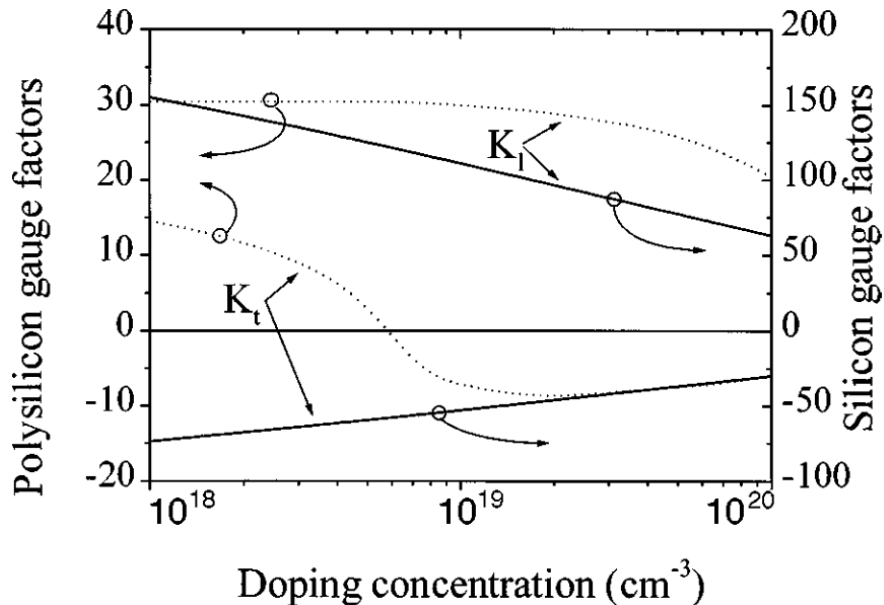


Figure 1.5 : Évolution du facteur de jauge en fonction du dopage pour des jauges mono et poly-cristallines. Reproduction de [8].

Les jauges monocristallines sont toujours plus sensibles que les jauges polycristallines fabriquées dans le même matériau.

1.1.3. Historique et perspectives de recherches

L'essentiel des jauges utilisées dans l'industrie des MEMS est constitué de silicium dopé. Les premières jauges étaient réalisées par diffusion, mais le développement des techniques d'implantation (notamment l'implantation oblique, « *sidewall implantation* ») a permis d'élargir les possibilités de fabrication. L'émergence de jauges en polysilicium a permis de diminuer la dépendance à la température [9]. Les techniques de « *wafer bonding* » ont aussi permis des avancées importantes dans la miniaturisation des capteurs de pression. La chronologie de ces évolutions est présentée dans la figure 1.6.

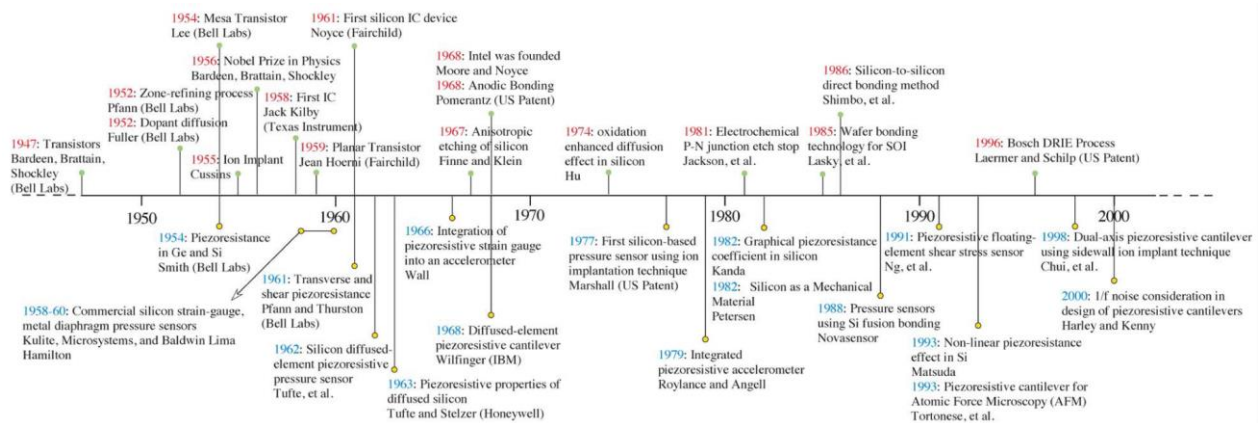


Figure 1.6 : Timeline de l'utilisation de jauges piézorésistives sur semi-conducteur (bleu) en parallèle avec les technologies silicium (en rouge). Reproduit de [10].

Les recherches récentes visant à améliorer les jauges métalliques et semi-conductrices se tournent vers trois directions principales : le passage à l'échelle « nano » auquel sera dédié le prochain chapitre, le développement de nouvelles méthodes de fabrication et l'utilisation pour de nouveaux usages.

La sensibilité des jauges en semi-conducteur dopé est très élevée. Plutôt que de chercher à l'augmenter encore, la tendance consiste à chercher les meilleurs matériaux et taux de dopage pour obtenir un facteur de jauge plus faible, mais permettre l'utilisation dans des conditions extrêmes [11]. L'impact de la fixation de jauges fines sur des substrats flexibles est aussi étudié dans l'optique d'obtenir une elongation maximale la plus grande possible [12].

Dans le domaine des MEMS, la praticité des monocristaux de semi-conducteurs est limitée par les méthodes de fabrication disponibles. L'un des problèmes majeurs est le bruit électrique lorsque la jauge est en contact avec un substrat en silicium [5]. Les substrats de type SOI (*Silicon On Insulator*) sont une solution efficace à ce problème pour la réalisation de capteurs de pression [13] et permettent d'intégrer l'électronique au plus près des capteurs mais leur coût est élevé.

Pour ces raisons, la recherche s'est tournée vers le développement de méthodes de croissance (généralement CVD) [14]. De préférence basse température [15], ces méthodes produisent presque inévitablement un matériau polycristallin. Certains résultats montrent

cependant qu'en jouant sur la direction préférentielle de croissance des cristaux, il est possible d'optimiser le facteur de jauge [16].

Les jauges métalliques restent un sujet de recherche actuel pour le développement de capteurs bas coût et en particulier pour la plastronique car les challenges sont multiples. Une des pistes de recherche consiste à utiliser des matériaux non conventionnels pour augmenter les déformations maximales mesurables [17], ou pour limiter la dérive thermique [18]. D'autres recherches visent à utiliser les méthodes d'*inkjet printing* pour réaliser des pistes conductrices à base de nanoparticules métalliques [19,20]. Ces jauges sont bien des jauges métalliques et non des jauges à nano-composites (qui seront traitées plus tard), car les particules subissent un recuit et s'agglomèrent pour former un milieu continu. Enfin, certains s'intéressent à la possibilité d'intégrer directement les jauges dans les pièces fonctionnelles (composites) pour pouvoir suivre en temps réel les détériorations [21]. Le développement de jauges métalliques à l'échelle nanométrique est aussi étudié mais ne semble pas promettre une très forte amélioration du facteur de jauge [22].

Pour finir avec ce sujet, il faut préciser que les jauges métalliques, du fait de leur extrême simplicité de fabrication (elles sont compatibles avec des substrats polymère), sont utilisées dans la recherche pour la réalisation de démonstrateurs [23–25]. La figure 1.7 montre un capteur de pression basé sur un pont de jauge métallique, utilisé pour mesurer *in vivo* la pulsation cardiaque au niveau d'un cathéter. Pour cette application, l'usage de jauges métalliques est justifié par le coût, inférieur à celui d'une technologie silicium.

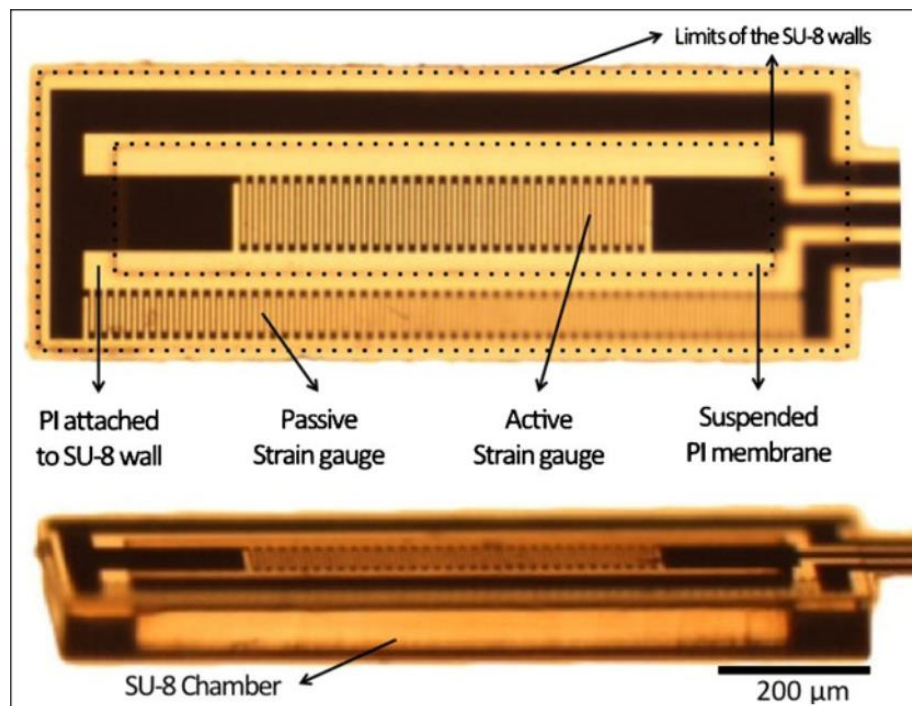


Figure 1.7: Image optique d'un dispositif MEMS basé sur polymère pour la détection de pulsation cardiaque. Reproduit de [24]. La jauge centrale, disposée sur une membrane de Polyimide est active alors que la seconde permet de compenser la dérive thermique. Toutes les pistes électriques sont en platine.

1.2. Les nano-transducteurs

L'un des intérêts principaux des nanotechnologies est que les matériaux changent de propriété à cette échelle. Les matériaux piézorésistifs ne font pas exception. D'une part, les défauts cristallins sont moins importants et on peut obtenir des elongations plus grandes, mais surtout, des effets de piézorésistivité géante ont été observés. Les paragraphes suivants seront donc consacrés aux jauges utilisant des transducteurs nanoscopiques, c'est-à-dire que la transduction est réalisée dans une zone délimitée de dimension nanoscopique (par opposition à d'autres jauges microscopiques qui utilisent des nanoparticules).

On notera qu'indépendamment des propriétés intrinsèques des transducteurs, le fait qu'ils soient de dimension nanoscopique permet d'utiliser aussi les technologies MEMS pour fabriquer des corps d'épreuve microscopiques. Des techniques spécifiques de concentration de contraintes peuvent alors être développées [26][27].

1.2.1. Le graphène

Depuis sa découverte en 2004 [28], le graphène a fait l'objet de nombreuses recherches pour des applications en microélectronique, et notamment pour son potentiel dans le domaine des jauges de déformations. Le terme graphène désigne au sens strict une monocouche cristalline d'atomes de carbone, mais on parle parfois aussi de graphène multicouche pour du graphite très mince.

Dans le cadre des jauges de déformations, le graphène peut être utilisé de deux façons principales. La première, abordée dans ce paragraphe, utilise une monocouche ou un multicouche de graphène de bonne qualité. La transduction repose alors sur l'effet piézorésistif du graphène. La seconde famille de jauges (abordée plus loin) utilise une multitude de « copeaux » de graphène multicouche. Dans ce cas, la transduction n'utilise plus les propriétés du graphène, mais les propriétés électriques des joints inter-copeaux.

La variation de résistivité sous contrainte du graphène est encore mal comprise, mais elle trouve son origine dans les mêmes phénomènes que les jauges métalliques et silicium : l'effet géométrique et l'effet piézorésistif (c'est-à-dire la variation sous contrainte de la structure de bande). Lorsqu'il est de bonne qualité et de grandes dimensions, le graphène montre un comportement métallique et l'effet dominant est l'effet géométrique. Avec une elongation maximale pouvant aller jusqu'à 20% [29], le graphène est un matériau intéressant pour exploiter l'effet géométrique, mais les facteurs de jauge obtenus de cette façon restent faibles ($G < 2.5$) [30].

Il est aussi possible de modifier les propriétés du graphène pour le rendre semi-conducteur. Différentes méthodes existent : par confinement quantique, en réduisant l'une des dimensions du film (en formant des rubans) [31,32], en appliquant un champ électrique externe, ou par l'effet des interactions du graphène avec son substrat [33], ou encore en le dopant [34]. Dans ce cas, la variation de résistance provient de la variation de densité et de mobilité des porteurs, et le facteur de jauge augmente considérablement (jusqu'à $G > 50$) [34].

Les phénomènes à la base de la sensibilité à la contrainte des jauges à graphène sont donc variés, et cette diversité explique la large répartition des facteurs de jauge observée dans la littérature. Ceux-ci vont de 0.55 [35] à 42.2 [36] pour une monocouche de graphène sans traitement spécifique. Pour un graphène multicouche de qualité « moyenne » utilisé dans des dispositifs à l'échelle micrométrique, la plupart des articles semblent s'accorder sur un facteur de jauge autour de 2 [30].

L'une des difficultés pour l'utilisation du graphène en microélectronique est l'absence de méthode de fabrication performante (adaptée à la production en séries). La méthode historique d'obtention, l'exfoliation mécanique de graphite, est mal adaptée à la production en masse. Des méthodes d'exfoliation chimique, très adaptées à la production de grandes quantités ont été développées [37], mais elles entraînent une forte baisse de la qualité du graphène. D'autres méthodes de CVD, PECVD et de décomposition thermique de différents précurseurs ont été rapportées [38], mais les résultats, quoique parfois intéressants, sont assez disparates, et aucune méthode fiable ne s'est encore largement répandue. Cette remarque n'est valable que pour le graphène « haute qualité » étudié ici, car le graphène multicouches peut être produit efficacement par réduction laser d'oxyde de graphène (voir plus loin).

Un des intérêts supplémentaires du graphène est de pouvoir fabriquer des jauges transparentes. Avec une opacité estimée à 2.3% par monocouche [39], le graphène pourrait ainsi être utilisé pour fabriquer des écrans tactiles. La figure 1.8 montre une jauge utilisant environ 10 couches de graphène, avec une transparence entre 75 et 80% sur tout le spectre visible, un facteur de jauge de 2.4 et une bonne linéarité jusqu'à une elongation de 1.8%.

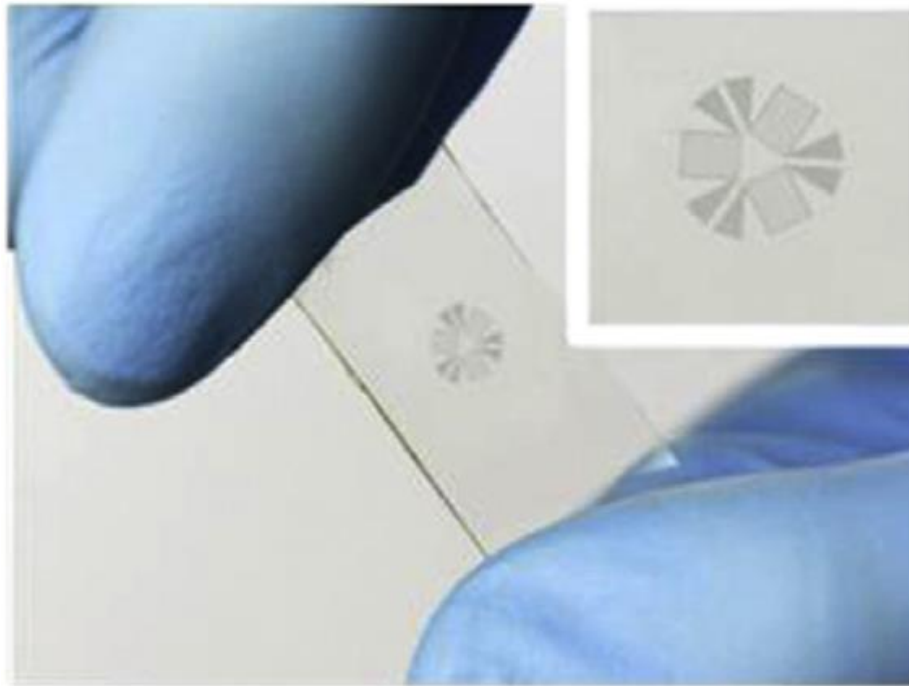


Figure 1.8: Photographie d'une jauge piézorésistive transparente en graphène. Source : [40]

1.2.2. Les nanofils de silicium

Depuis sa découverte en 2006 [41] (voir Fig. 1.10), le phénomène de piézorésistivité géante des nanofils de silicium a fait l'objet de nombreuses recherches. Malgré cela, les origines physiques de ce phénomène restent sujettes à polémique. Dès l'origine [41], deux explications ont été avancées : la première est que le confinement quantique dans des fils de dimension nanométrique augmenterait la variation sous contrainte de la mobilité des porteurs. Cette hypothèse semble confirmée par des calculs *ab initio* [42,43] qui prédisent une augmentation significative des coefficients piézorésistifs du silicium lorsque le diamètre des nanofils décroît, mais ces résultats s'éloignent des observations expérimentales pour des diamètres très petits [44].

La seconde explication postule que la variation de résistivité observée proviendrait de la variation sous contrainte des dimensions des zones de déplétion présentes sur la peau des nanofils du fait de la présence de charges électriques piégées à la surface [45,46]. Cette théorie a le mérite d'expliquer la variabilité des mesures du coefficient piézorésistif en fonction de l'environnement des nanofils [44][47]. D'autre part, il a été montré expérimentalement que la sensibilité à la contrainte est fonction du champ électrique environnant [48] ce qui est cohérent avec la présence de zones de déplétion. Il est en tout cas possible de modifier la sensibilité à la contrainte des fils en modifiant la densité de défauts de surface [47].

Quels que soient les phénomènes physiques réels, la piézorésistivité apparente de ces nanofils est extrêmement intéressante pour la réalisation de capteurs puisque les facteurs de jauge mesurés vont de 5000 à -460 [49][48]. De nombreux groupes de recherche se sont donc intéressés à ce sujet, soit pour quantifier ce phénomène dans différents matériaux, et différentes orientations cristallographiques [50][51][52], soit dans le but de développer des méthodes de fabrication adaptables à la réalisation industrielle de nanofils [53][54], soit encore pour intégrer des nanofils dans des dispositifs fonctionnels [55][56].

La figure 1.9, extraite de l'article fondateur sur le phénomène de la piézorésistivité géante [41], montre un nanofil de silicium fabriqué par CVD (Chemical Vapor Deposition) « soudé » aux deux extrémités à des électrodes en Si. Sa piézorésistivité est plus de 30 fois supérieure au même matériau à l'échelle macroscopique.

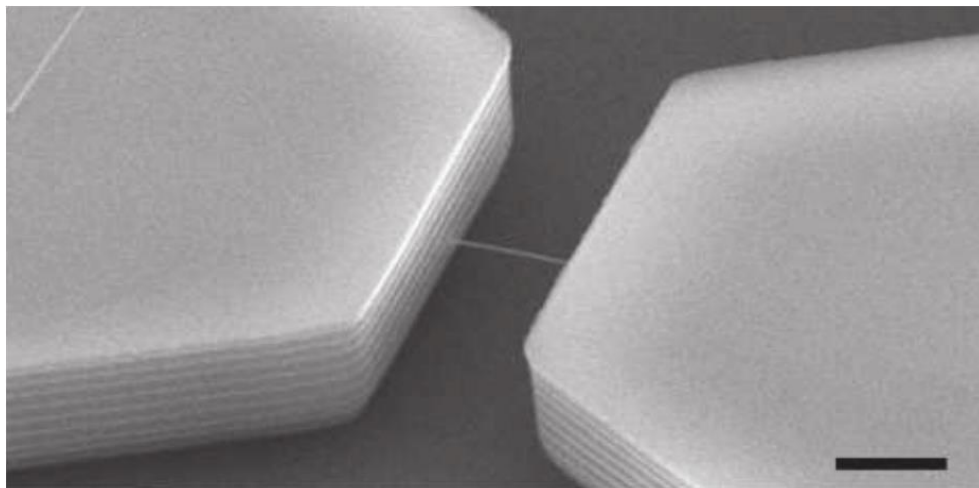


Figure 1.9: Image SEM d'un nanofil de Si utilisé dans les premières recherches sur la piézorésistivité géante. L'échelle sur cette image fait 2 μ m. Source : [41]

1.2.3. Les nanotubes de carbone

Avec une bonne conductivité électrique, une limite élastique élevée (élongation supérieure à 5% [57]) et le module de Young le plus important ayant été observé (1 TPa), les nanotubes de carbone (*Carbon NanoTube* ou CNT) sont un matériau tout désigné pour la fabrication de jauges de déformations.

Les propriétés électriques, et donc piézorésistives, des CNT sont fonction de l'orientation des mailles hexagonales de carbone qui les composent (voir Fig. 1.10). La structure « *armchair* » donne un comportement métallique alors que les structures « *zigzag* » et « *chiral* » forment des CNT semi-conducteurs. La structure zigzag correspond à une très faible bande interdite (< 0.1 eV) [58] alors que la structure chiral correspond à de plus grandes valeurs en fonction de l'orientation des mailles [59]. Dans les deux cas, le diamètre du CNT influe sur la largeur de bande.

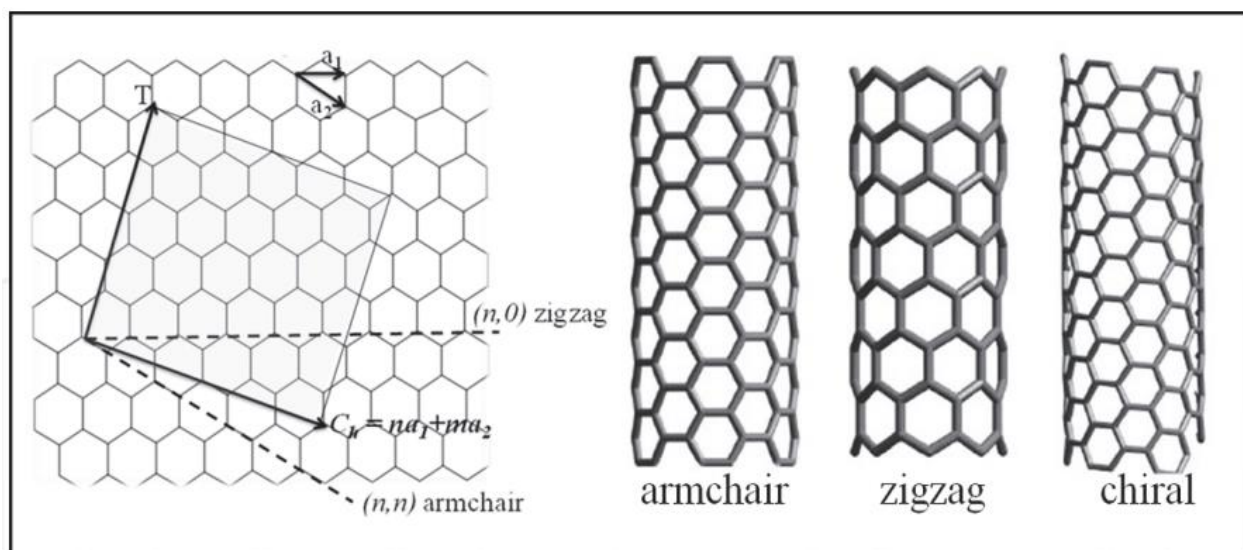


Figure 1.10: Illustration des différentes structures des nanotubes de carbone. Source : [60]

Les CNT métalliques sont ceux avec le plus petit facteur de jauge avec des mesures entre 40 et 60. Viennent ensuite les CNT semi-conducteurs avec des facteurs de jauge inférieurs à 400 en valeur absolue (positif et négatif) et les CNT quasi-métalliques (i.e. à faible bande interdite) pour lesquels on trouve des facteurs de jauge entre -300 et 1000 [61],[62]. Ces facteurs de jauge ont tous été mesurés pour des élongations inférieures à 1% mais la courbe du facteur de jauge en fonction de l'élongation S n'est pas très linéaire [63] (voir Fig. 1.11), et des mesures à plus grande élongation peuvent modifier ces valeurs. Les mêmes articles indiquent que la conductivité des CNT semi-conducteurs et quasi-métalliques est influencée par le champ électrique ambiant alors que les CNT métalliques y sont insensibles.

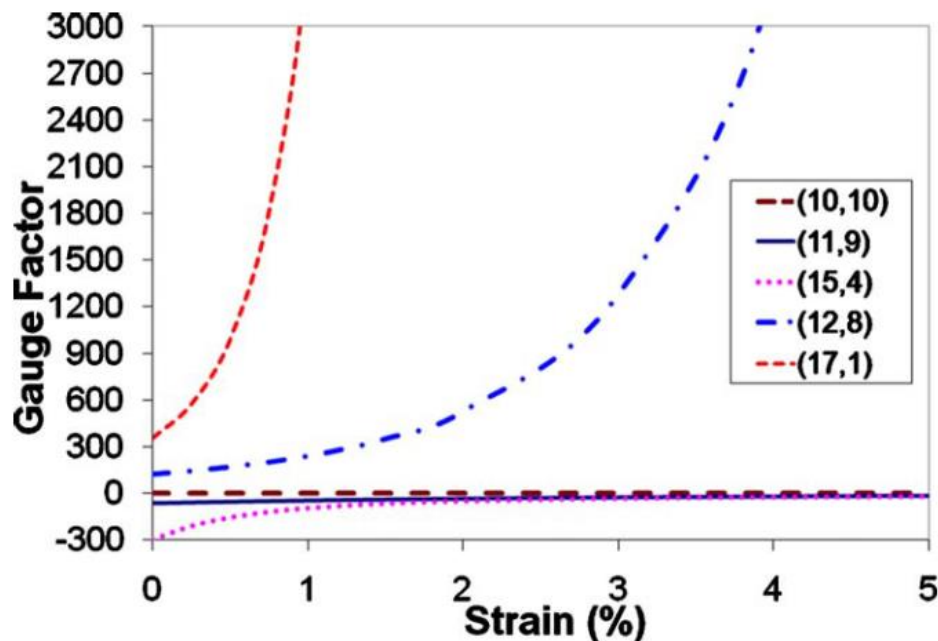


Figure 1.11: Facteur de jauge théorique en fonction de l'élongation pour différents types de CNT de diamètre 1.38nm. Les indices (m,n) sont les coefficients de chiralité des CNT. Ce résultat théorique n'est pas compatible avec certains des résultats de la littérature mais montre la variabilité du facteur de jauge. Source : [63]

Bien que peu de groupes de recherche en utilisent, il semble que les propriétés des nanotubes de carbone multi-parois (MWCNT) soient gouvernées par les caractéristiques de la couche externe. Ils possèdent donc des propriétés similaires à celles des SWCNT (Single Wall Carbon Nano Tube).

Les méthodes de fabrication des CNT sont multiples [64] mais toutes produisent un mélange statistique de chaque type de CNT et aucun moyen simple de tri n'a encore été développé. Il n'est donc pas possible de prévoir le comportement d'un CNT avant de commencer les mesures électriques.

On notera aussi que contrairement aux nanofils de silicium, les CNT ne peuvent en général pas être utilisés en compression du fait de leur grande souplesse.

1.2.4. Nano-transducteurs : applications industrielles

L'utilisation de jauges à nano-transducteur dans l'industrie est limitée principalement par les méthodes de fabrication. Pour le graphène les méthodes de CVD sont complexes et nécessitent un report depuis le substrat de croissance (métallique) vers un substrat fonctionnel. Les autres méthodes existantes donnent généralement un graphène de mauvaise qualité.

Pour les CNT, de nombreuses méthodes de croissance existent, et certaines, catalytiques, permettent de placer précisément le CNT. Cependant, les CNT obtenus de cette façon ne sont maintenues au substrat que d'un côté et il est difficile d'imposer une contrainte autre qu'une torsion. De plus, l'orientation des mailles obtenues est aléatoire, ce qui rend les caractéristiques électriques du CNT imprévisibles.

Pour le silicium, les approches Bottom/Up de croissance catalytique donnent des résultats intéressants. La croissance d'une forêt de nanofils verticaux est relativement bien maîtrisée [56] mais ne permet pas de contrôler la contrainte imposée à chaque fil individuellement. Il est aussi possible de fabriquer un pont monocristallin soudé au substrat aux deux extrémités [41,65]. Cependant ces méthodes sont limitées, notamment concernant les niveaux de dopage réalisables [66], et elles restent pour l'instant cantonnées au domaine de la recherche.

En revanche, les méthodes Top/Down utilisent les procédés de fabrication des MEMS. Il est donc facile d'inclure des nano-poutres (ou nanofils) dans des structures mécaniques pour servir de transducteur. C'est notamment ce que réalise le CEA-LETI qui commercialise des accéléromètres à nanofils de silicium via la société Tronics Microsystems (TDK Tronics AXO®215).

1.3. Les jauges composites ou « multi-corps »

Dans cette partie, on traitera des jauges que l'auteur qualifiera de « composites » au sens où le transducteur proprement dit (i.e. la zone dont la conductivité varie) est composée de plus d'un matériau. Cette définition large inclut aussi bien les composites classiques (particules + polymère), que les jauges à crack pour lesquelles une même électrode est divisée en plusieurs zones séparées par le milieu ambiant (gaz, polymère...). Le point commun de toutes ces jauges est que la variation de résistivité du système ne provient plus des variations d'un seul milieu conducteur, mais des propriétés des jonctions entre les différentes « particules conductrices ».

1.3.1. Les composites basés sur le mécanisme de percolation

Les composites dits « à percolation » misent sur l'existence de chemins continus entre des particules conductrices (appelées *filler*) pour conduire l'électricité d'un point à un autre. Ces chemins existent statistiquement dès lors que la proportion de *filler* dépasse un certain seuil appelé seuil de percolation. De nombreuses études existent sur les mécanismes de percolation et la conductance des composites en fonction du taux de particules [67]. On retiendra surtout que le taux de percolation diminue fortement quand le rapport d'aspect des particules augmente [68]. Le graphène, et plus encore les CNT sont donc des matériaux très utilisés dans ce domaine.

Dans le contexte du phénomène de percolation, les particules sont considérées comme des conducteurs de faible résistance reliés entre eux aléatoirement par des contacts ohmiques. Le modèle mathématique représentant la conductivité σ en fonction du taux de *filler* présent est [69]:

$$\sigma \sim (x - x_c)^t \quad (1.8)$$

Avec x la concentration de *filler*, x_c la concentration critique (correspondant au taux de percolation) et t l'exposant caractéristique. x_c et t dépendent tous deux de la géométrie des particules, de leur dispersion et de leur orientation. Pour des particules 1D et 2D, plus grand est le rapport d'aspect (rapport grande/petite dimension), plus petite sera la valeur de x_c . La figure 1.12 montre la conductivité de composites réalisés à partir de différents *fillers* en fonction de leur concentration.

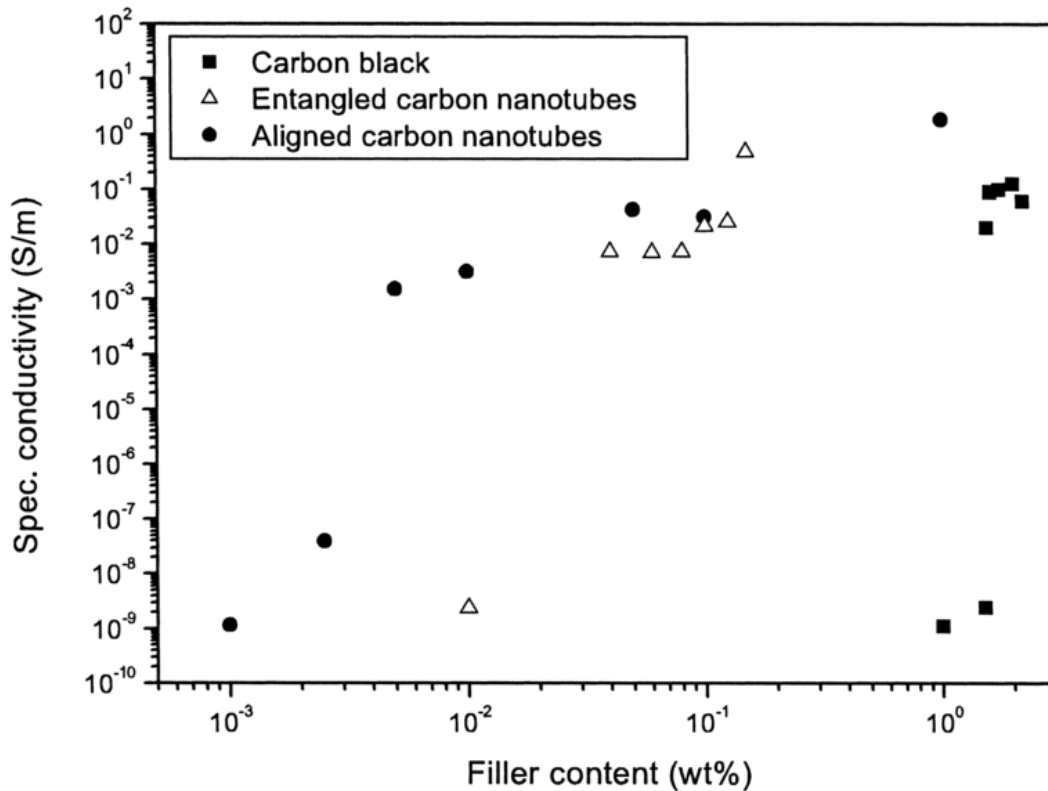


Figure 1.12: Conductivité de différents composites en fonction de la quantité et du type de filler utilisé. Source: [68]

La dispersion des particules est un facteur critique pour la fabrication de composites car des agrégats entraîneraient une forte diminution du nombre de chemins disponibles pour la circulation des électrons. Il est donc habituel d'utiliser des surfactants ou de fonctionnaliser les particules utilisées pour obtenir une meilleure dispersion. La figure 1.13 montre la répartition de CNT dans un polymère avec et sans surfactant. Ces solutions ont cependant en général l'inconvénient de diminuer les performances conductrices des particules. On notera que l'orientation des particules dans une direction préférentielle augmente la conductivité du composite. Cette orientation peut être

obtenue par infusion de particules orientées, par application d'un champ électrique ou par extrusion.

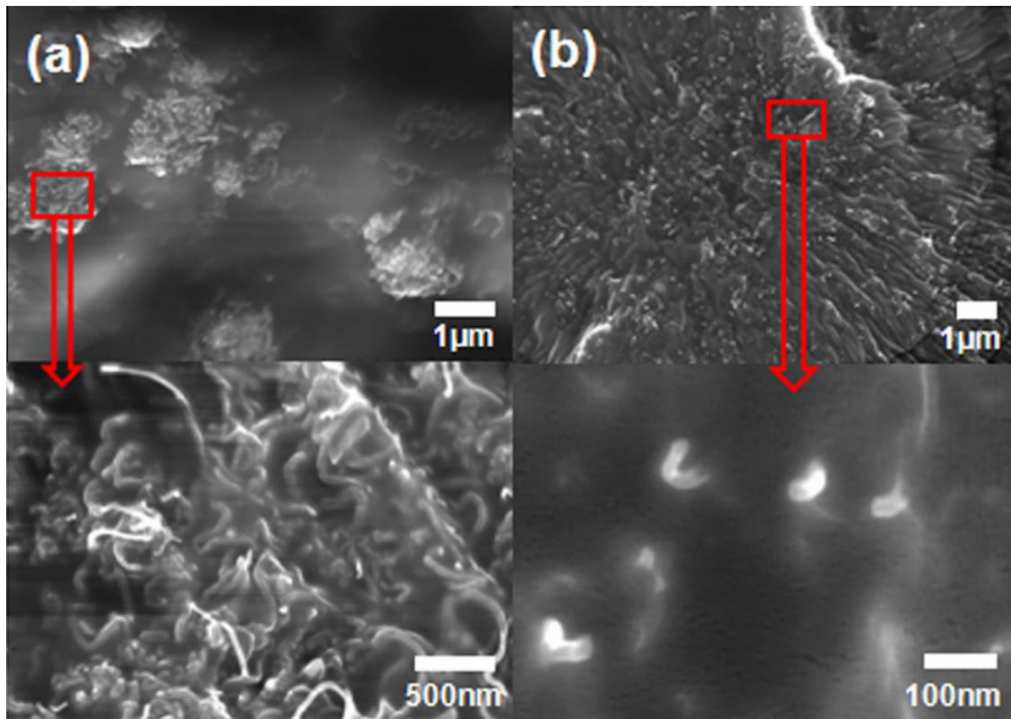


Figure 1.13: Image SEM de composites MWCNT/PDMS fracturé. A) CNT non fonctionnalisé B) CNT fonctionnalisé avec du poly(3-hexylthiophene) (P3HT). On peut voir que les MWCNT forment des agrégats en l'absence de P3HT. Source :[70]

Dans les composites à percolation, les contraintes mécaniques ont pour effet de perturber les routes conductrices. En effet, les particules de *filler* ont généralement un module de Young bien supérieur au polymère environnant et ne se déforment donc pas. La déformation de la matrice a donc tendance à séparer ou rapprocher les particules conductrices les unes des autres, et ainsi, à créer ou détruire les chemins de conduction. Ce phénomène est illustré par la figure 1.14.

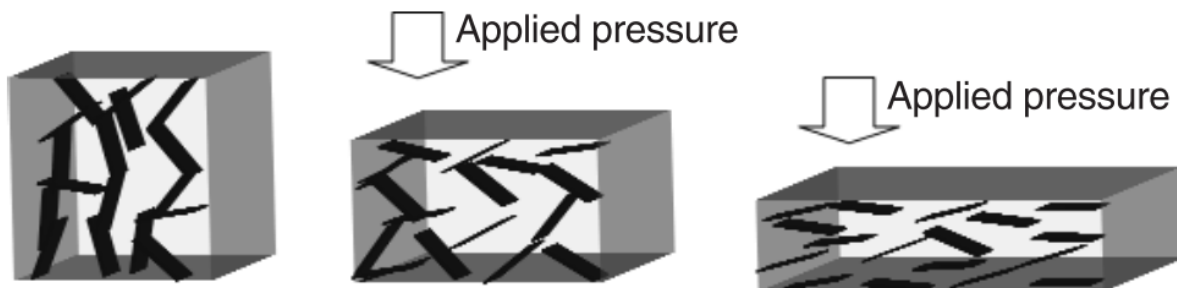


Figure 1.14: Modèle schématique expliquant la variation de conductivité d'un composite Graphène/Polymère sous contrainte. Source: [71]

En fonction du type et de la concentration de *filler*, la variation de résistance en compression peut être positive ou négative. Quand elle est négative (la résistance diminue) on parle de NPCR (*negative pressure coefficient of resistance*). C'est notamment le cas pour les mousses, dans

lesquels le coefficient de Poisson est très faible, et la diminution de volume conduit à une diminution globale de la distance inter-particules [72][73]. Au contraire, quand la variation est positive on parle de PPCR (*positive pressure coefficient of resistance*). C'est le phénomène prédominant pour les particules de fort rapport d'aspect.

Le phénomène de NPCR est aussi couramment observé dans les composites utilisant des *fillers* de faible rapport d'aspect (poudres métalliques, noir de carbone...), mais dans ces cas, il est difficile de dire si le phénomène de conduction dominant est la percolation ou s'il s'agit de courant tunnel [74]. Le mécanisme de conduction par courant tunnel sera détaillé au paragraphe suivant mais on peut retenir que ces deux phénomènes sont toujours présents ensemble et que même si l'un domine, l'autre garde une contribution.

Malgré une grande variabilité (G généralement compris entre 1 [75] et 15 [76] et parfois jusqu'à presque 100 [73]), on peut retenir que la sensibilité des jauges basées sur de la conduction par percolation est faible par rapport aux jauges basées sur de la conduction par courant tunnel et aux jauges semi-conductrices [69].

Les jauges à percolation permettent de mesurer de faibles contraintes (grâce aux faibles modules de Young des matériaux utilisés comme matrices) et peuvent soutenir de fortes elongations. Elles souffrent en revanche d'hystérésis et ne fonctionnent pas à haute fréquence.

1.3.2. Les jauges à crack et les jauges à graphène multicouche

Les jauges à « crack » sont des jauges composées d'un substrat supportant une elongation maximale très importante (généralement des polymères), d'une couche fragile (c'est-à-dire qui se casse à faible elongation) et d'une couche conductrice. Dans certains cas, la couche fragile et la couche conductrice sont confondues (ex: ITO pour des jauges transparentes [77]). Soumise à une déformation importante, la couche fragile casse, entraînant dans sa rupture la couche conductrice. La résistivité du système augmente alors, en proportion de la partie « brisée » du conducteur. Pour fonctionner sans dérive, les jauges à crack ont en général besoin d'être exposées à une elongation supérieure à l'elongation maximale d'utilisation, de façon à former les cracks qui ne feront ensuite que s'ouvrir et se refermer de manière élastique.

Contrairement aux jauges à graphène « haute qualité », la sensibilité des jauges à graphène multicouche ne provient pas de la variation de conductivité des couches de graphène individuelles. La zone sensible est un assemblage de « copeaux » de graphène qui se chevauchent. C'est la variation de la surface de contact entre les différents « copeaux » de graphène qui modifie la conductivité du système.

Dans les deux cas, l'elongation maximale que peut supporter la jauge n'est pas limitée par l'élément sensible puisqu'il n'y a pas de risque de cassure. Il est donc possible d'utiliser comme substrat des polymères hyper-élastiques et d'atteindre ainsi des elongations maximales de l'ordre de 600%.

Ces principes de transduction sont conceptuellement très proches du mécanisme de percolation. Dans chaque cas, on passe progressivement d'un état initial de résistance faible à un état de résistance élevé au fur et à mesure que les chemins de conduction sont coupés par les

déformations. La différence principale entre, d'un côté les jauges à crack et à graphène multicouche, et de l'autre les composites à percolation est que dans le premier cas, la résistance initiale est très faible (la couche conductrice est continue) et la résistance finale très élevée (la couche est complètement morcelée et plus aucun chemin n'existe), alors que dans le second cas, le nombre de chemins de conduction initiale est relativement faible et il varie peu, même au maximum d'élongation. C'est pourquoi le facteur de jauge des jauges à crack et à graphène multicouche peut être très grand.

Le modèle le plus simple décrivant la sensibilité des jauges à crack [78] considère le cas d'une élongation uni-axiale où les cracks sont perpendiculaires à la direction de la déformation et ont une géométrie « à dents » en fonction des grains et des faiblesses locales du matériau (voir Fig. 1.15). Ce modèle suppose que la surface de contact entre les deux côtés du crack diminue progressivement lors de l'application de la déformation. La « vitesse » avec laquelle la résistance (proportionnelle à la surface de contact) diminue, dépendrait alors de la rugosité des cracks.

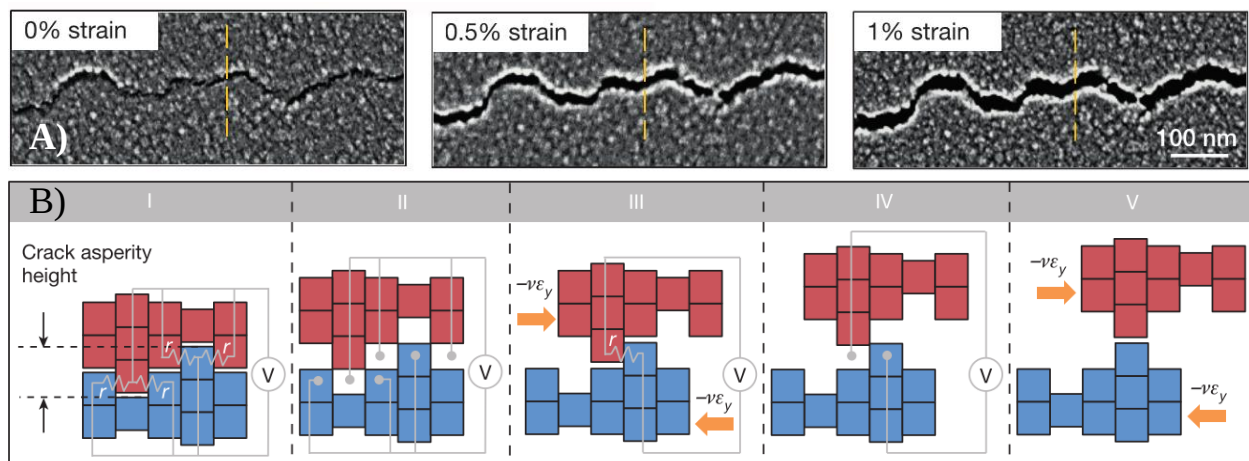


Figure 1.15 : A) Image SEM d'un crack dans un film de platine en fonction de la contrainte B) représentation simplifiée du crack et de la variation de surface de contact sous contrainte. Images reprises de [78]

Ce modèle simple ne prend pas en compte l'influence de la profondeur des cracks [79] et surtout n'est pas utilisable lorsque la contrainte est multiaxiale. Pour contrôler la formation des cracks, il est possible de créer, par des procédés lithographiques, des zones de faiblesse artificielles (voir Fig. 1.16 [80]). Deux phénomènes intéressants apparaissent alors : la dépendance de la résistance à l'élongation devient exponentielle au lieu d'obéir à une loi de puissance, et la sensibilité devient directionnelle avec deux axes privilégiés : les deux directions des cracks.

Les jauges à crack sont remarquables par leur sensibilité, des facteurs de jauges ayant été mesurés jusqu'à 2×10^6 [80]. Cependant, cette sensibilité va de pair avec une grande non-linéarité [81]. D'autre part, à élongation élevée, la résistance devient rapidement trop grande pour être mesurable. Certaines jauges permettent donc d'élargir le domaine d'élongation mesurable par l'utilisation d'électrodes plus souples (comme des réseaux de nanofils [82]) qui supportent une élongation plus grande avant de casser. Ces jauges ont un facteur de jauge plus faible ($G=30$), mais sont utilisables sur toute la gamme de 0 à 100% d'élongation.

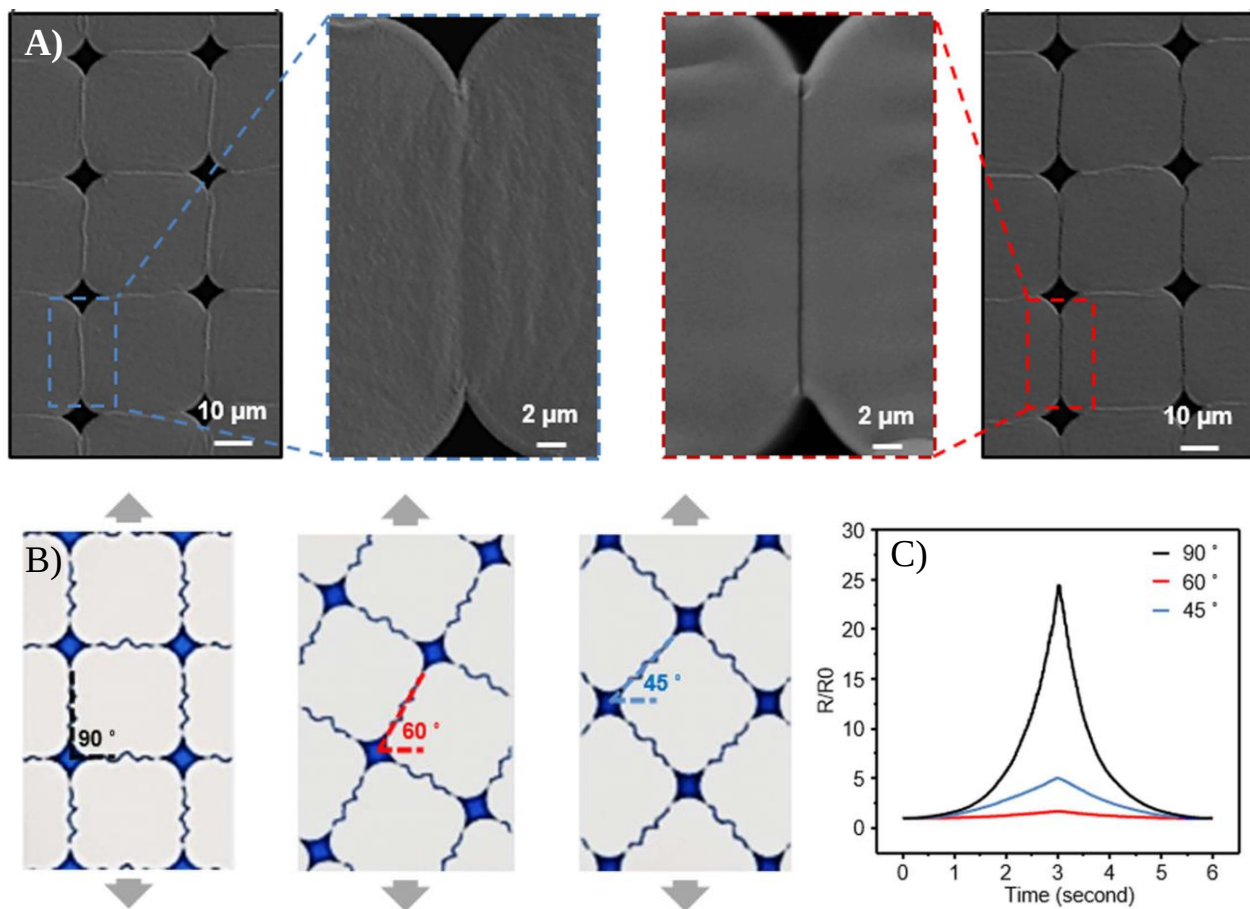


Figure 1.16 : A) Image SEM d'une jauge à crack avant (gauche) et après (droite) elongation. B) schémas de la déformation de la jauge en fonction de l'orientation de la contrainte par rapport à l'orientation des cracks. C) réponse électrique de la jauge a ces mêmes contraintes. Images reprises de [80].

Dans le cas des jauges à graphène multicouche, aucune étape d'élongation n'est nécessaire pour former les cracks puisque chaque copeau est déjà une particule individuelle. Avec l'élongation, les zones de recouvrement entre les différents copeaux de graphène rétrécissent jusqu'à ce que chaque particule devienne isolée. Certains auteurs rapportent deux zones de sensibilité [83]. Dans la première, toutes les particules resteraient connectées mais la diminution de la surface de recouvrement entraînerait une baisse (modérée) de la résistance. Dans la seconde zone, les particules commenceraient à devenir indépendantes et le facteur de jauge deviendrait plus grand. Cependant, la présence de deux zones linéaires dans la variation de résistance sous contrainte n'est pas systématiquement observée [84,85].

La figure 1.17 représente schématiquement l'évolution d'une jauge à graphène multicouches sous l'effet d'une contrainte croissante. Dans un premier temps, la couche reste jointive mais la surface de recouvrement diminue (zones orange). Avec une contrainte plus élevée, des cracks (en blanc) commencent à apparaître. Les particules d'argent sont utilisées dans cet article pour améliorer la qualité du contact « inter-copeaux » et donc diminuer la résistance initiale au repos. Elles n'ont pas d'effet sur le phénomène de transduction.

Globalement, ce genre de jauge offre des facteurs de jauge élevés (de 200 à 600 environ) et leur élongation maximale atteint 100%. On notera aussi que le graphène multicouches peut être obtenu par réduction laser d'oxyde de graphène, ce qui permet de fabriquer à bas coût des jauges de géométrie complexe [86].

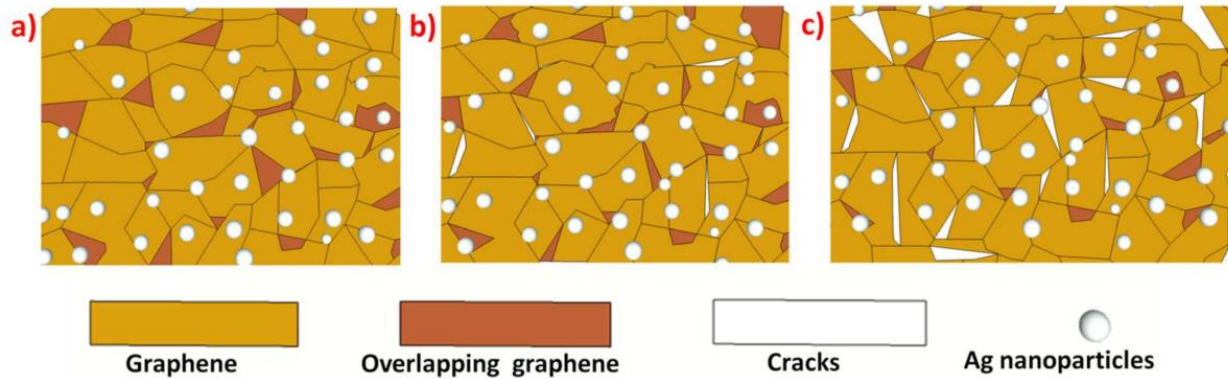


Figure 1.17: schéma d'une électrode en graphène multicouche à différents niveaux d'élongation. Image reprise de [83].

1.3.3. Les composites basés sur le courant tunnel

Dans les composites conducteurs à courant tunnel, les particules conductrices sont en permanence séparées les unes des autres par la matrice polymère. On peut assimiler le composite à une constellation d'îlots entre lesquels les électrons passeraient avec une difficulté variable selon la distance inter-îlots. Ce type de mécanisme n'est pas souhaitable pour la conception de composites conducteurs du fait de sa forte résistivité, mais il présente de nombreux intérêts en termes de piézorésistivité.

Malgré l'absence de jonction physique entre les particules, la notion de chemins de conduction est aussi applicable aux composites tunnels, car le passage des électrons se fait préférentiellement vers une seule particule, la plus intéressante en terme de proximité et d'orientation dans le champ électrique. Ce phénomène est schématisé dans la figure 1.18.

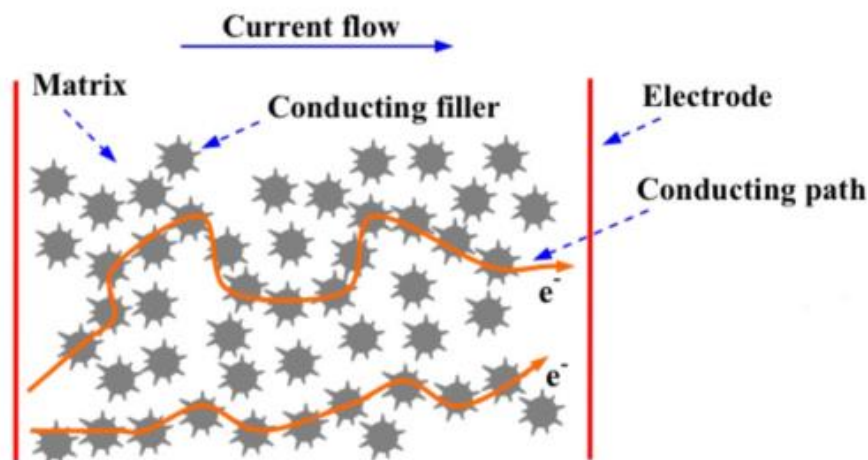


Figure 1.18: Schéma des lignes de courant dans un composite tunnel. Source : [87]

La résistance équivalente d'une jonction tunnel varie exponentiellement en fonction de la distance inter-îlots. Il est donc souhaitable que cette distance soit faible pour obtenir à la fois une meilleure conductivité et une plus grande variation de résistance sous contrainte. C'est pourquoi les composites tunnel utilisent en général des proportions de *filler* supérieures aux composites à percolation.

Comme dans le cas de la conduction par percolation, la résistivité σ d'un composite tunnel en fonction de la quantité de *filler* peut être décrite par une loi de puissance [69]:

$$\sigma \sim (x - x_c)^t \quad (1.9)$$

Avec toujours x le taux de *filler* et x_c le taux critique. En revanche, la variable t est expérimentalement plus élevée du fait de la dépendance plus grande de la résistance des jonctions à la distance inter-particules [74].

On peut donc décrire la résistance R du composite comme étant [69]:

$$R = \frac{(L - 1)R_j + LR_p}{S} \quad (1.10)$$

Avec R_j la résistance moyenne d'une jonction, R_p la résistance d'une particule, L le nombre moyen de particules formant un chemin de courant et S le nombre de chemins. R_j étant très supérieur à R_p [88], l'obtention de l'expression de R_j permet une description assez précise du comportement du composite sous tension [89].

Avec la distance inter-particules, la « rugosité » des particules est un facteur important pour la conduction tunnel. Les nano-pics présents sur leur surface donnent lieu à une augmentation importante du champ électrique local et facilitent ainsi la transition des électrons. Les particules les plus intéressantes (qui maximisent le courant tunnel pour une concentration identique) pour la fabrication de composites tunnel sont donc les particules « en étoiles » (voir Fig. 1.19) et les CNT qui possèdent des pointes très aigües à chaque extrémité. En revanche, il est souhaitable d'utiliser des CNT de petite dimension pour limiter le phénomène de percolation.

Lorsque le mécanisme de conduction dominant est le courant tunnel, la variation de résistance en compression est toujours négative (on est en régime NPCR). Cette variation est exponentielle croissante et peut donner lieu à de très fortes variations de résistivité. Knite *et al* [89] rapportent une variation de résistance de 4 ordres de grandeur pour une élévation (en compression) de 40%. Cela correspond à un facteur de jauge de 250, ce qui est comparable aux performances de certains nanofils.

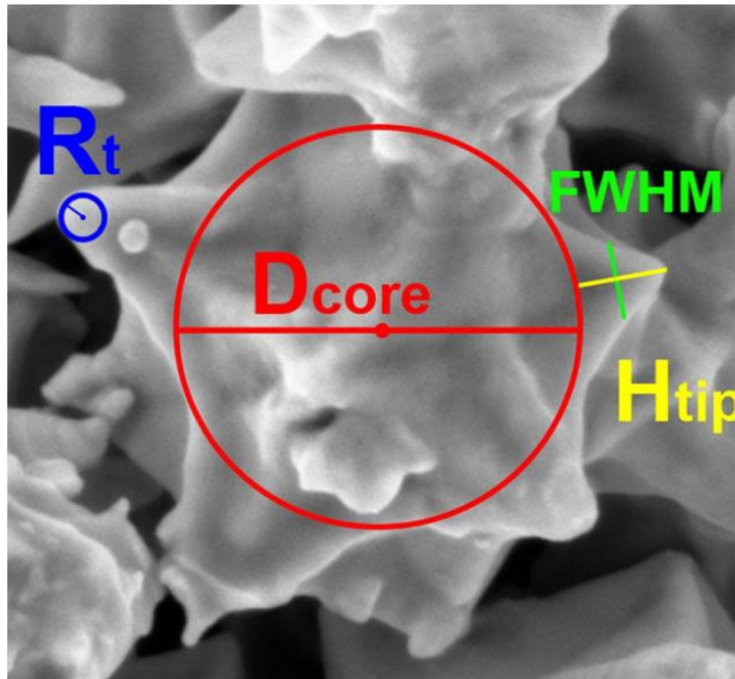


Figure 1.19: Illustration des paramètres géométriques importants pour les particules d'un composite tunnel. Source: [90]

Comme les composites à percolation, les composites tunnel souffrent de l'hystérésis due à l'utilisation d'élastomère comme matrice. Ils sont aussi limités dans leur gamme de fréquence par des effets mécaniques [91]. En revanche, leur sensibilité à la température est assez faible.

Les « Piézo-composites » sont généralement difficiles à intégrer dans des MEMS « traditionnels », du fait de leurs méthodes de fabrications non conventionnelles. On observe néanmoins l'émergence de « MEMS polymères » comme l'accéléromètre réalisé en résine photosensible par Seena *et al.* [92]. La jauge de ce dispositif est constituée d'un composite de SU8 et de noir de carbone. La miniaturisation de ces jauges reste limitée puisque chaque transducteur doit contenir une quantité statistique de particules (donc être de dimension micro- ou macroscopique).

Les composites sont aussi très étudiés pour la fabrication de peaux artificielles sensibles pour l'équipement de robots manipulateurs et pour des capteurs de mouvements humains. Dans ces deux domaines, il est nécessaire de supporter de très importantes elongations [87] et les composites basés sur des élastomères sont les seuls à l'heure actuelle à en être capables. D'autre part, la simplicité des modes de fabrication et d'intégration de ce type de capteurs dans un film polymère en fait une alternative économiquement intéressante.

Malgré le peu d'informations disponibles à ce sujet, il est très probable que le produit commercial Velostat, développé par la compagnie 3M et couramment utilisé pour la fabrication de capteurs de pression bas coût, soit basé sur de la conduction de type tunnel. Ce produit est un nano composite noir de carbone/polyoléfine, initialement développé comme emballage antistatique.

1.3.4. Les couches de particules organisées

Très similaires aux « composites tunnel », les jauges à base de films de nanoparticules ne sont pas des composites au sens strict du terme puisqu'il n'y a pas de matrice et que les films sont indissociables d'un substrat. Il s'agit simplement d'agrégats de particules, déposés sous forme de film. Des méthodes d'impression par jet d'encre peuvent être utilisées pour obtenir des films multicouches peu ordonnés [93] (les particules sont en suspension dans un solvant et se déposent lors de son évaporation). Pour obtenir des films aux propriétés uniformes sur une large surface, des techniques plus poussées sont utilisées (Convective Self Assembly [94], Langmuir–Schaefer technique [95], autre [96]). Les particules sont auparavant fonctionnalisées par un « linker » qui permet à la fois d'assurer l'adhésion des particules entre elles et l'absence de contact ohmique. Le type et la quantité de *linker* permettent aussi de contrôler la distance inter-particules.

La figure 1.20 représente une couche de particules auto-organisées. Sous l'action d'une contrainte longitudinale (par rapport au flot d'électrons), la distance inter-particules est modifiée et la résistance du film varie. Ce type de film étant déposable sur n'importe quel substrat (non hydrophobe en général), il est possible de le soumettre à de fortes elongations ($S=11\%$ dans [95]). Cependant, d'aussi fortes elongations entraînent des réarrangements permanents des films, et par là, une forte hystérésis. C'est pourquoi les mesures sont souvent limitées à de faibles elongations ($<0.5\%$ [93],[94],[97]). Dans cette plage de valeurs, la variation exponentielle de la résistance du film peut être approximée par une droite. Du fait de la distance inter-particules beaucoup plus faible que dans le cas des composites tunnel, les films de nanoparticules ont une sensibilité nettement plus élevée et [97] rapporte un facteur de jauge de 300 pour une elongation maximale de 0,03%.

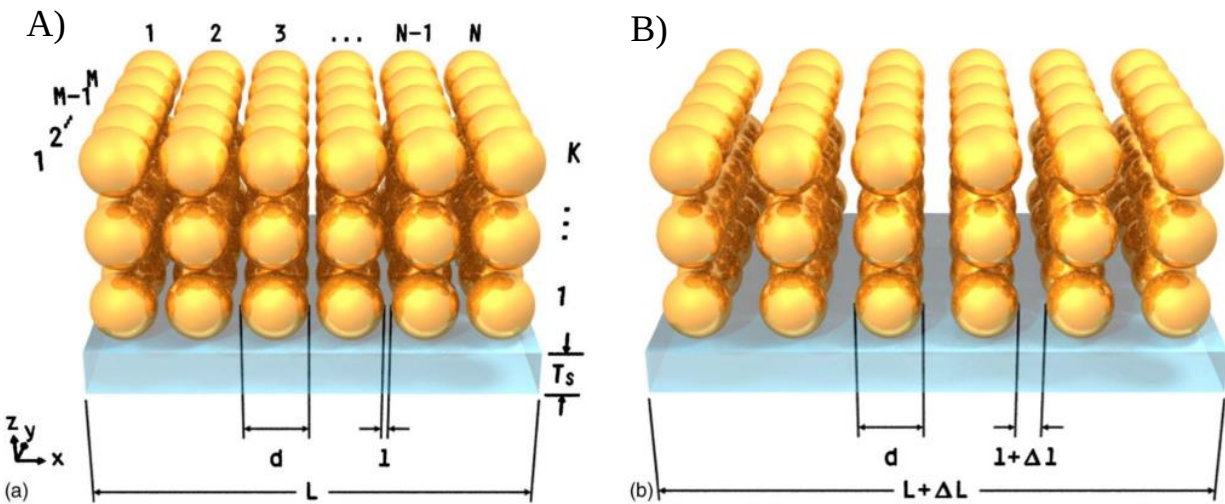


Figure 1.20: Représentation schématique d'un film de nanoparticules. A) Au repos B) Sous contrainte. Source: [93]

Bien que l'or soit le matériau préféré des chercheurs dans ce domaine, plusieurs autres métaux ont été utilisés pour les nanoparticules avec des performances similaires (chrome [98], platine [99]).

Les avantages principaux de ces films sont les procédés de dépôt. Basse température, adaptables à n'importe quel type de substrat et de faible coût, ils en font une technologie facile d'accès. La modification du *linker* et de la taille des particules permet une certaine ajustabilité des performances déformation-maximale/sensibilité. Ces films permettent aussi des mesures à haute fréquence (jusqu'à 20 kHz [97]) et présentent de forts facteurs de jauges. Ils sont donc intéressants pour des applications portables, très sensibles et même acoustiques.

Il est aussi possible de fabriquer directement les particules sur un substrat plutôt que de les déposer à partir d'un sol (dispersion stable de particules dans un liquide). Ainsi, E. Puyoo *et al.* [100] a démontré des facteurs de jauge jusqu'à 70 en intégrant des nanoparticules de Pt dans une matrice d'alumine par procédé ALD (Atomic Layer Deposition).

On peut remarquer que tous les types de jauges composites sont compatibles avec des procédés d'impression 3D (ou 2D+ comme l'*inkjet printing*). Ces méthodes permettent de réaliser des jauges à l'intérieur de pièces mécaniques ou sur de grandes surfaces [101,102].

1.4. Les jauges à jonction tunnel

Les jauges à jonction tunnel sont définies comme des jauges dont l'élément transducteur est composé d'une jonction tunnel unique. On définira une jonction tunnel comme l'ensemble de deux milieux conducteurs séparés par une zone isolante de dimension micro, ou nanométrique, au travers de laquelle le type de courant dominant est un type de courant tunnel. Bien que ce type de jauges soit presque inexistant à la fois dans la recherche et dans l'industrie, on en parlera ici en détail car les rares publications existantes sont à l'origine de la présente thèse. On distingue plusieurs architectures:

1.4.1. Les capteurs à effet tunnel suspendus

Les capteurs à effet tunnel suspendus sont fabriqués par procédés MEMS. Ils sont composés de deux électrodes reliées mécaniquement par une structure « souple » faisant office de ressort. De ce point de vue, ces capteurs sont très similaires à certaines jauges capacitives, mais au lieu de deux électrodes planaires, ils utilisent une électrode plane et une électrode en forme de pointe pour augmenter localement l'intensité du champ électrique (voir Fig. 1.22).

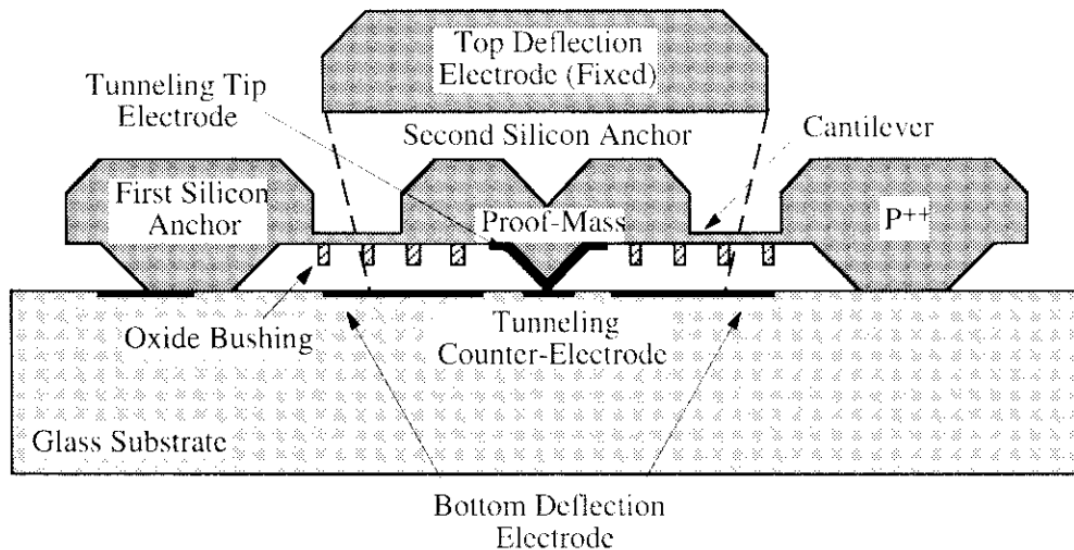


Figure 1.21 : Schéma d'un accéléromètre à effet tunnel MEMS. Reproduit de [103]

Lorsque la distance entre les électrodes varie, le courant tunnel est impacté. Au contraire de tous les types de jauges vus précédemment, ce n'est pas cette variation de courant qui constitue le signal de sortie. En effet, il n'est pas possible de laisser les deux électrodes se déplacer librement car la distance qui les sépare est faible (de l'ordre du μm [104,105]) et, laissées libres, elles entreraient en contact, ce qui détruirait la pointe. Pour pallier ce problème, ce type de capteur est donc toujours couplé à des actionneurs électrostatiques dont le potentiel est ajusté dynamiquement pour garder la distance entre les électrodes fixe. Ce système de pilotage est très similaire aux systèmes de contrôle des microscopes à effet tunnel et concentre l'essentiel des difficultés de conception.

Comme toutes les contraintes imposées doivent être compensées électrostatiquement, il est difficile d'utiliser ces capteurs comme jauges de déformations, et seuls des accéléromètres basés sur ce principe existent.

Malgré une bonne sensibilité [106] (la notion de facteur de jauge n'est pas applicable ici), les accéléromètres à effet tunnel sont peu répandus du fait de leur complexité de conception et de fabrication.

1.4.2. Les jauges tunnel monolithiques

Les jauges tunnel monolithiques sont des jauges pour lesquelles l'écart entre les deux électrodes n'est pas composé de vide (ou de gaz), mais d'un isolant solide. Contrairement aux jauges tunnel suspendues, où les électrodes sont communément séparées d'un micromètre, les techniques de fabrication d'empilements plans permettent de réaliser des jonctions avec des écarts nanométriques (souvent moins de 10 nm).

Deux types de jonctions sont répertoriés dans la littérature : les jonctions MOS (Métal Oxyde Semi-conducteur) [107] et les jonctions PN [108]. Pour les jonctions PN, le rôle de l'isolant

est tenu par la zone de déplétion. Dans les deux cas, le type de courant dominant est le courant tunnel direct.

Depuis le silicium, la sensibilité du courant tunnel à la contrainte a les mêmes origines que l'effet piézorésistif. Les électrons de la bande de conduction se répartissent dans des vallées avec des masses effectives et des hauteurs de barrières différentes. Les électrons n'ont donc pas les mêmes chances de traverser la barrière de l'oxyde en fonction de la bande dans laquelle ils se trouvent. En modifiant la répartition des électrons dans les bandes, la contrainte impacte le courant tunnel total. Cet effet a été largement étudié dans le cadre du « *strain engineering* » [109].

Le facteur de jauge de ces dispositifs dépend de la différence de potentiel appliquée, et varie de 10 à 60 (de 3 à 4 pour l'injection depuis le métal pour une structure MOS). La figure 1.22 représente la variation de sensibilité (variation relative de courant) en fonction de la différence de potentiel pour une jonction MOS. La variation de résistance en fonction de la contrainte est linéaire pour les faibles gammes de contrainte testées, mais l'élongation maximale applicable est limitée par la nature fragile du silicium. La dérive thermique de ces jauges est assez importante car la structure de bande du silicium est aussi sensible à la température.

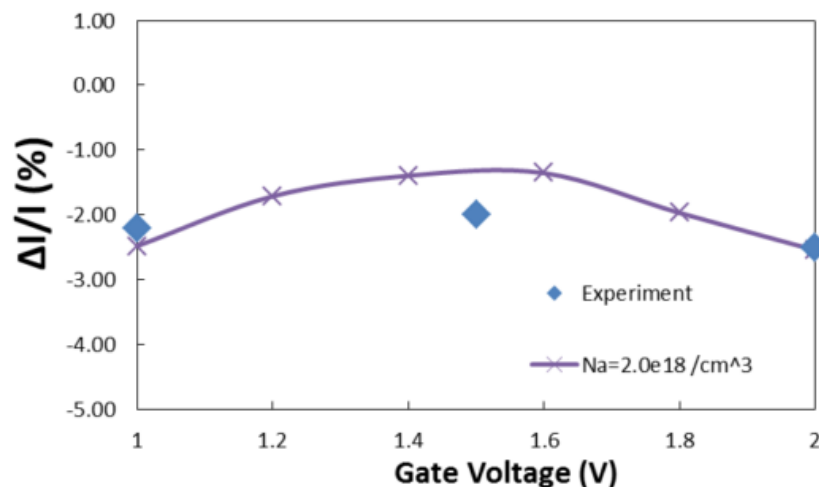


Figure 1.22 : Dépendance théorique et expérimentale de la variation relative de courant à la différence de potentiel pour une jonction MOS. Source : [107]

Les jauges MOS en régime d'inversion peuvent aussi être utilisées comme des jauges capacitives [110]. En effet, pour une différence de potentiel donnée, la contrainte fait varier l'épaisseur de la zone de déplétion et modifie donc la capacité du dispositif. Cet effet est le même que celui avancé pour expliquer la piézorésistivité géante des fils de silicium [45].

1.4.3. Les jauges tunnel MIM

La structure MIM désigne un empilement Métal Isolant Métal. Elle est principalement utilisée pour fabriquer des condensateurs pour les hautes fréquences et les mémoires flash. Il existe aussi des diodes et des guides d'ondes MIM. Ces dispositifs seront rapidement décrits dans le chapitre 2, mais cette structure n'est pas habituellement utilisée comme jauge de contrainte (à la connaissance de l'auteur aucune référence de ce type n'existe dans la littérature).

Dans le paragraphe précédent, on a vu que la sensibilité des jonctions MOS est supérieure lorsque l'injection des électrons se produit depuis le semi-conducteur par rapport à l'injection depuis le métal (pour les références citées). Cependant, si la sensibilité des jauges lorsque l'injection se produit depuis le silicium s'explique par le changement de vallée des électrons, d'où provient la sensibilité dans la polarisation inverse ? Quel qu'il soit, ce phénomène peut être exploité dans une structure MIM.

La réflexion à la base de cette thèse est que le courant tunnel (tous les types de courant tunnel, voir Chap. 2) possède une dépendance exponentielle à l'épaisseur t de l'oxyde. Or, la contrainte, puisqu'elle induit des déformations, influe sur cette épaisseur. Ce phénomène mécanique est connu et facilement quantifiable (en tous cas à l'échelle macroscopique). Il doit être à l'origine d'au moins une partie de la sensibilité à la contrainte d'une jonction tunnel. La non-linéarité du courant en fonction de l'épaisseur signifie que cette sensibilité est variable avec les paramètres géométriques de la jonction. On peut donc imaginer obtenir des jonctions plus sensibles en optimisant ces paramètres.

Comparées aux jonctions MOS, les jonctions MIM présentent un autre intérêt : la facilité avec laquelle elles peuvent être fabriquées. Avec les méthodes d'évaporation physique pour les électrodes, et l'ALD (*Atomic Layer Deposition*) pour l'isolant, des jonctions MIM peuvent être déposées sur n'importe quel substrat de faible rugosité supportant une température de 200°C. Ces caractéristiques permettent d'envisager d'inclure de telles jauges dans le *back end of line* de composants CMOS et sur des substrats plastiques souples, en utilisant des procédés « habituels » dans l'industrie du silicium.

1.5. Comparatif des différents types de jauges

Les caractéristiques souhaitables pour une jauge dépendent du type d'application envisagé, le tableau ci-après est donc un récapitulatif global des principales caractéristiques de tous les types de jauges cités dans ce chapitre. Ces caractéristiques ne sont pas propres à un dispositif en particulier, mais au système de transduction utilisé.

Certains types de transduction n'ont pas pu, faute de place, figurer dans ce chapitre. Ils sont néanmoins cités à la fin de ce tableau en tant que concurrents potentiels des jauges MIM.

Type de jauges	Dimension caractéristique	Facteur de jauge indicatif (si applicable)	Niveau de maturité	Origine de la dérive thermique	élongation max	Fréquence de fonctionnement	Linéarité ou nécessité d'un circuit de mesure	Type d'application	Point particulier	Références
Métalliques	Macro Micro	5	++	(2) (3)	5%	Continue à moyenne	linéaire	Mesures mécaniques, démonstrateurs MEMS	Très simple de fabrication	[111] [112] [113]
Silicium	Macro Micro	100	++	(2) (3)	1%	Continue à moyenne	linéaire	Mesures mécaniques, MEMS	Meilleur facteur de jauges dans les technologies matures	[4] [5] [6]
Graphène	Miro Nano	50	-	(3)	10%	Continue à haute	Linéaire	MEMS	Sensibilité modifiable en fonction des dimensions	[29] [30] [34]
Nanofils de silicium	Micro Nano	1000	+	(3)	5%	Continue à haute	Non linéaire	MEMS	Permet les plus grands facteurs de jauges à l'échelle MEMS	[41] [44] [48]
Nanotubes de Carbone	Micro Nano	100	--	(3)	20%	Continue à haute	Non linéaire	MEMS	Pas de procédés de fabrication adaptés à la production en série	[61] [62] [63]
Composites à percolation	Macro Micro	20	+	(1)	50%	Continue à moyenne	Non linéaire	Peau artificielle, capteur grande surface	Ces composites sont déjà largement utilisés pour leurs propriétés mécaniques et conductrices	[67] [68] [69]
Jauges à crack	Macro Micro	10000	-	(1) (2)	100%	Continue à moyenne	Non linéaire	MEMS	Très performantes mais très fragiles	[78] [79] [80]
Jauges à graphène multicouches	Macro Micro	500	+	(1) (2)	100%	Continue à moyenne	Non linéaire	Peau artificielle, capteur grande surface	La fabrication par réduction laser d'oxyde de graphène ouvre de larges possibilités	[83] [79] [86]
Composites à courant tunnel	Macro Micro	250	+	(1)	50%	Continue à moyenne	Non linéaire	Peau artificielle, capteur grande surface	Déjà utilisées par des « hobbyistes »	[69] [88] [89]
Film de nanoparticules	Macro Micro	250	+	(1) (2)	10%	Continue à haute	variable	Mesures mécaniques, MEMS	Développé par la société « Nanosensors »	[93] [95] [100]
Jauges tunnel suspendu	Micro	++	+	(1)	0.5%	Moyenne à haute	Nécessite un circuit de contrôle	Accéléromètre	Particulièrement complexes de conception et de fabrication	[98] [99] [106]

Type de jauges	Dimension caractéristique	Facteur de jauge indicatif (si applicable)	Niveau de maturité	Dérive thermique	élongation max	Fréquence de fonctionnement	Linéarité ou nécessité d'un circuit de mesure	Type d'application	Point particulier	Références
Jauges tunnel monolithiques	Micro Nano	50	--	(3)	1%	Continue à haute	linéaire	MEMS	Simple de fabrication mais particulièrement sensibles aux dérives	[107] [108][114]
Capacitives MEMS	Micro	+	++	(1)	10%	Continue à haute	Linéaire en haute fréquence et nécessité d'un circuit de mesure en mode continu	Microphone, Accéléromètre	Couramment utilisées dans l'industrie	[115] [116] [117]
Capacitives avec diélectrique polymère	Macro Micro Nano	-	+	(1)	5%	Continue à moyenne	Nécessité d'un circuit de mesure	Électroniques souples, capteur grande surface	Les techniques de micro texturation augmentent grandement la sensibilité	[118] [119] [120]
Jauges à transistor intégré	Micro	++	-	(1) (3)	1%	Continue à moyenne	Circuit intégré au capteur	Peau artificielle, Électroniques souples	La sensibilité à la contrainte est un phénomène central (parfois délétère) dans l'électronique flexible.	[121]
Piézoélectriques	Macro Micro Nano	+	++	(2)	1%	faible à haute	linéaire	Accéléromètres, microphones, transducteur US	Ne nécessitent pas d'alimentation	[122] [123][124]
Piézotroniques	Micro Nano	1000	--	(3)	1%	faible à haute	linéaire	MEMS	En quelque sorte un effet piézorésistif « dopé »	[111] [112]
Optiques (réseau de Bragg)	Macro Micro Nano	1*	++	(1) (2)	0.5%	Continue à faible	Nécessité d'in circuit de mesure optique	Bâtiment	Possibilité de mise en réseaux avec différentes longueurs d'ondes	[127] [128][129]
Optiques (dispositif raisonnant ou cristaux photoniques)	Micro	1*	-	(1)	1%	Continue à haute	Nécessité d'un circuit de mesure optique	MEMS	Encore très peu développées	[130] [131]
Magnéto élastiques	Micro	200	--	(2)	1%	Continue à haute	variable	MEMS	Possibilité de mesure sans contact	[132] [133] [134]

(1) : Dilatation thermique de la jauge (2) : Différence de dilatation thermique avec le corps d'épreuve (3) variation des propriétés électriques des matériaux

* Facteur de jauge optique

Tableau 1 : Récapitulatif des caractéristiques principales des différents types de jauges

Conclusion et objectifs de la thèse

Dans ce chapitre, on a présenté l'essentiel des dispositifs utilisés comme jauges de contraintes et leurs caractéristiques. En concurrence avec les dispositifs « historiques » (les jauges métalliques et silicium), de nouvelles générations se développent. Deux tendances principales se dégagent : la miniaturisation (le passage à l'échelle nano) et l'usage de matériaux composites. Ces évolutions sont poussées par le besoin de jauges plus sensibles, plus économes en énergie, compatibles avec d'autres technologies (CMOS *back end of line*) et plus flexibles.

Notre but est de savoir si la structure MIM peut être une alternative pour la réalisation de jauges de contraintes. Elle peut être déposée sur tout type de substrat par des procédés basse température et la résistance importante des jonctions tunnel permet d'envisager des dispositifs basse consommation. D'autre part, la sensibilité à la contrainte du courant tunnel dans une MIM est très peu connue. Les objectifs de cette thèse consistent donc à :

- Identifier la ou les sources de la sensibilité à la contrainte du courant tunnel dans une MIM ;
- Optimiser la sensibilité à la contrainte des jonctions en testant différentes combinaisons de matériaux ;
- Identifier et minimiser les phénomènes délétères dans le cadre d'une utilisation comme jauge (comme la dérive, ou vieillissement des jonctions) ;
- Réaliser un capteur MEMS démontrant l'intérêt de la structure MIM comme jauge de contrainte.

Chapitre 2 Table des matières

Chapitre 2 : Transport électronique dans les structures MIM.....	39
Introduction.....	39
2.1. La structure MIM.....	39
2.1.1. Usages courants de la structure MIM	39
2.1.2. Les conductions de type ohmique et ionique	40
2.1.3. Les phénomènes de transport limités par l'électrode d'injection	41
2.1.4. Effet des charges et des défauts localisés dans l'isolant.....	49
2.2. Élaboration des jonctions MIM	54
2.2.1. Procédés de fabrication.....	55
2.2.2. Types d'échantillons réalisés.....	57
2.3. Identification du mécanisme de transport dominant	58
2.3.1. État de l'art.....	58
2.3.2. Caractérisation électrique	60
2.3.3. Ajustements expériences-modèles et extraction de paramètres.....	61
2.3.4. Ajustements de type Fowler Nordheim	65
2.3.5. Sources d'erreurs dans les ajustements FN	67
2.4. Nature du courant en polarisation inverse	71
2.5. Effets de chargement et création de pièges	73
2.5.1. Dynamique du vieillissement	73
2.5.2. Effet du vieillissement sur les paramètres extraits	75
2.5.3. Recherche de la structure optimum.....	76
Conclusion	79

Chapitre 2 : Transport électronique dans les structures MIM

Introduction

L'objectif de cette thèse étant la réalisation de jauges de déformations à base de jonctions tunnel, la structure MIM (Métal Isolant Métal) a été choisie pour sa simplicité et la facilité avec laquelle on peut la fabriquer. Dans ce chapitre, on introduira les principales utilisations de la structure MIM ainsi que les différents types de conduction possibles. On présentera ensuite les méthodes de fabrication utilisées ainsi qu'un récapitulatif des types d'échantillons réalisés. Après cela, on tentera d'identifier le type de courant dominant au travers de ces jonctions en comparant les caractéristiques électriques obtenues aux modèles théoriques. Pour finir, on discutera des paramètres extraits par ajustement, avant de s'attarder sur le phénomène de création de pièges dans l'oxyde sous stress électrique.

2.1. La structure MIM

Toutes les expressions utilisées pour décrire les différents types de courants sont tirées, et parfois adaptées, des thèses d'Andreas Gehring [135] ou de Raphael Clerc [136], et du livre Semiconductor devices : Physics and Technology de S. Sze [137].

2.1.1. Usages courants de la structure MIM

Trois types de dispositifs principaux sont réalisés à partir de la structure MIM. Des mémoires résistives (RRAM), des condensateurs et des diodes (il existe aussi des guides d'onde MIM mais les problématiques sont très différentes). Les RRAM utilisent généralement soit des électrodes actives [138], soit des oxydes volontairement non-stœchiométriques de façon à favoriser une conduction de type ionique pour créer et dissoudre des filaments conducteurs [139]. Ce genre de conduction est préjudiciable dans le contexte des jauges de contrainte car elle induit une modification de l'intensité du courant sans rapport avec le signal à mesurer (la contrainte mécanique). Cependant, la conduction de type ionique est facile à identifier et à éviter (cf. 1.1.2).

Les condensateurs et les diodes MIM sont des dispositifs très similaires et utilisent les mêmes types de matériaux. Les condensateurs MIM sont principalement utilisés pour stocker l'information dans les mémoires vives dynamiques (DRAM) [140], et comme composants passifs dans les circuits haute fréquence [141] (où les structures à base de semi-conducteurs ne sont pas appropriées). Pour ces applications, l'objectif est de maximiser la capacité tout en maximisant la résistance parallèle (diminuer les courants de fuites). La capacité d'une structure MIM coplanaire est donnée par la formule :

$$C_a = \frac{\varepsilon C}{t} \quad (2.1)$$

Avec C_a la capacité, C la surface, t l'épaisseur de la jonction et ε la permittivité diélectrique. La capacité augmente lorsque l'épaisseur d'oxyde diminue, mais cette diminution réduit aussi la barrière vue par les électrons qui peuvent ainsi passer plus facilement d'une électrode à l'autre. L'épaisseur de la jonction est donc l'objet d'un équilibre entre capacité et résistance parallèle.

Deux alternatives sont possibles pour augmenter la capacité. Augmenter la surface ou augmenter la permittivité diélectrique de l'isolant. La surface de la jonction est limitée par la densité d'intégration (le condensateur doit prendre le moins de place possible sur une puce) mais cette difficulté pourrait à l'avenir être contournée en utilisant des géométries 3D [142]. D'autre part, des oxydes qui possèdent des permittivités relatives très importantes (jusqu'à plus de 1000 [143]) sont développés.

Dans le cadre des diodes MIM, le problème est exactement l'inverse. Lorsqu'une jonction MIM est composée de deux métaux différents avec des travaux de sortie (EWF pour *Electron Work Function*) très dissemblables, les électrons peuvent passer plus facilement dans un sens que dans l'autre. Les diodes MIM exploitent ce principe, mais elles sont relativement peu performantes pour les applications habituelles comparées aux alternatives silicium. L'intérêt principal des diodes MIM est de pouvoir être utilisées à très haute fréquence du fait de la nature métallique des électrodes et du temps de transition tunnel très rapide des électrons dans la jonction. Cette propriété fait des diodes MIM une alternative intéressante (peut-être la seule possible) pour la fabrication de cellules solaires Rectenna [144].

Le circuit équivalent d'une diode MIM est un condensateur en parallèle avec une résistance (non-linéaire). La résistance série est négligeable pour des électrodes métalliques. La fréquence de coupure d'un tel composant est donnée par la formule :

$$f_c = \frac{1}{2\pi R C_a} \quad (2.2)$$

Avec R la résistance et C_a la capacité de la structure. Pour fonctionner à haute fréquence, il est donc nécessaire de minimiser à la fois la résistance et la capacité de la structure. Cela s'obtient principalement en minimisant la surface de la jonction. La taille minimum n'est limitée que par les technologies de fabrication disponibles. D'autres caractéristiques comme la tension de seuil ou le courant inverse peuvent être optimisées en jouant sur la structure de bande de la jonction [145].

Dans les paragraphes suivants, on introduira les différents types de conduction qui peuvent être observés dans les structures MIM.

2.1.2. Les conductions de type ohmique et ionique

Un isolant est par définition un matériau à très large gap, dans lequel très peu de porteurs de charges libres sont présents. Malgré cela, du fait de l'agitation thermique, il existe toujours quelques charges mobiles dans un oxyde. Ces charges peuvent être de plusieurs natures. Ce peut

être des électrons ou des trous placés respectivement dans la bande de conduction et dans la bande de valence de l'isolant par l'excitation thermique, mais aussi des ions ou des lacunes pas, ou peu, liées au réseau cristallin (ou à leurs voisins dans un solide amorphe). À chacune de ces espèces sont associés une mobilité et un indice. La densité de courant total associée à ces espèces est [146]:

$$J = \sum_i n_i \mu_i e_i F \quad (2.3)$$

Avec i l'indice du type de porteur de charge. n_i , μ_i et e_i sont respectivement le nombre de porteurs par unité de surface de la jonction, la mobilité et la charge électrique de chaque espèce de porteur. F est le champ électrique dans la jonction. La charge e_i est égale à e , la charge élémentaire, pour les électrons et les trous mais peut être supérieure pour les ions et les lacunes.

Ce courant varie linéairement en fonction du champ électrique et est de faible intensité dans les structures MIM. En effet, le nombre d'électrons et de trous libres dans l'oxyde décroît exponentiellement lorsque la largeur du gap augmente. Pour un isolant, où le gap est large, la quantité de porteurs libres est très faible. Quant aux ions, même dans un solide amorphe, leur mobilité est très faible.

Ce type de courant est faiblement dépendant de la température. En effet, celle-ci a tendance à augmenter le nombre d'électrons et de trous excités thermiquement (ainsi qu'à réduire légèrement leur mobilité) et à augmenter la mobilité des ions et des lacunes.

Bien que les conductions ohmique et ionique soient décrites par la même équation, une différence fondamentale permet de les distinguer. La conduction ionique a une influence parfois réversible, mais persistante sur la structure. En effet, les ions déplacés se concentrent sur les électrodes et changent localement la nature chimique de l'isolant.

2.1.3. Les phénomènes de transport limités par l'électrode d'injection

Si l'on considère l'isolant d'une jonction MIM comme un oxyde parfait, les conductions ioniques et ohmiques sont inexistantes car chaque ion est lié à ses voisins et incapable de se déplacer et les densités d'électrons et de trous thermiques sont virtuellement nulles. Les seules possibilités qu'ont les électrons pour traverser la jonction sont de passer dans la bande de conduction de l'oxyde (courant thermoionique) ou de passer au travers du gap (courant tunnel).

Tous les types de conduction seront représentés dans des diagrammes d'énergie. Le diagramme relatif à une structure MIM asymétrique sans différence de potentiel appliquée est donné en figure 2.1. Le terme asymétrique signifie que les métaux des deux électrodes sont différents et possèdent donc des travaux de sortie (EWF) différents. Comme aucune différence de potentiel (DDP) n'est appliquée sur la jonction, les niveaux de Fermi des deux électrodes sont alignés. Un champ électrique égal à la différence des EWF divisée par l'épaisseur de l'isolant se forme dans la jonction. Dans cette thèse, les électrons seront toujours représentés en train de transiter depuis le métal de gauche (celui avec le plus grand EWF) vers le métal de droite (avec un EWF plus faible). Bien que la plupart des phénomènes de conduction soient facilités dans ce sens

(d'où l'usage des MIM comme diode), tous les types de conduction sont possibles dans les deux sens.

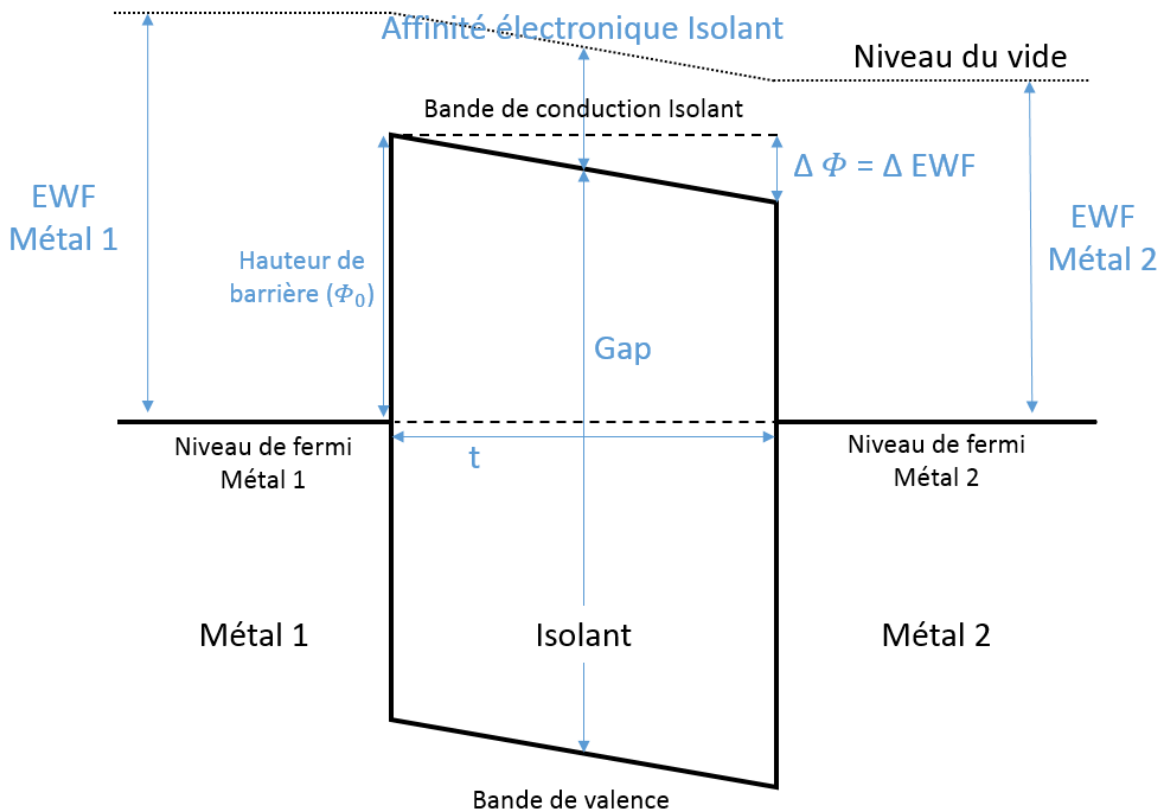


Figure 2.1: Schéma de bande d'une structure MIM asymétrique sans différence de potentiel appliquée

Dans le cas réel, la présence de charges localisées dans l'isolant peut déformer localement sa structure de bandes. Cet effet n'est pas pris en compte dans l'expression des différents types de courant. On verra plus loin l'impact de ces charges et les manières possibles de les prendre en compte.

Le courant thermoïonique

Le courant thermoïonique (ou courant Schottky) correspond au cas où les électrons passent au-dessus de la barrière. Ce phénomène est représenté en figure 2.2. Dans un métal, la densité d'état électronique (DOS) est grande et peut être considérée comme constante (en fonction de l'énergie) autour du niveau de Fermi. La plupart des électrons possèdent une énergie inférieure au niveau de Fermi et sont incapables de passer la barrière. Cependant, l'excitation thermique modifie la répartition des électrons en énergie selon la fonction de Fermi et certains électrons se retrouvent avec une énergie suffisante pour franchir la barrière. Dans la figure 2.2, les zones rouges représentent la répartition en énergie des électrons dans le métal. Les électrons qui possèdent une énergie supérieure à la hauteur de barrière de l'interface sont libres de passer dans la bande de conduction de l'isolant (leur quantité varie avec la température).

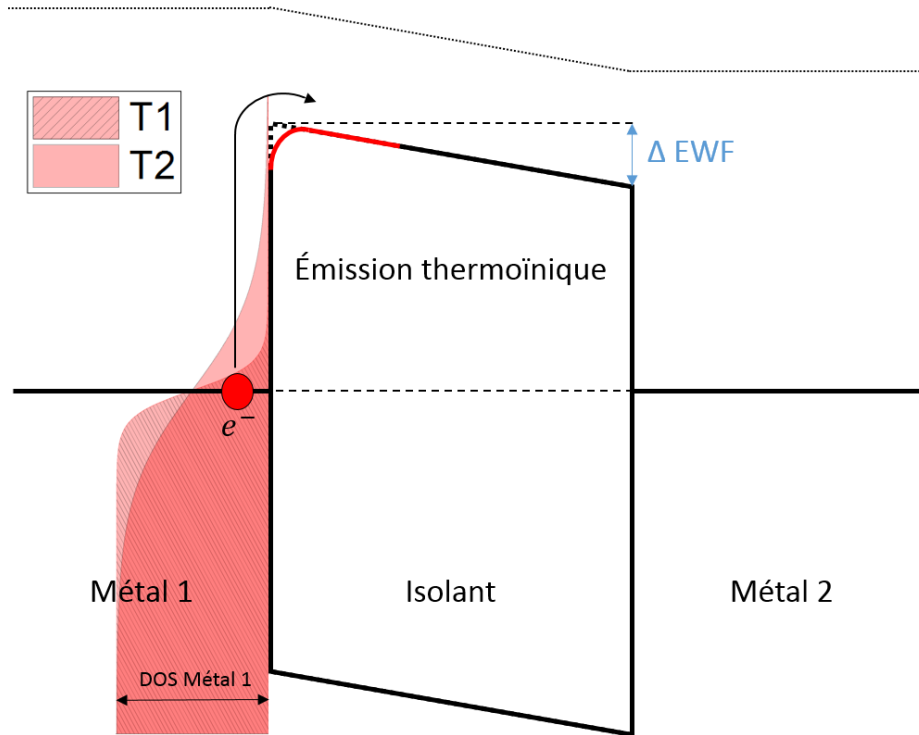


Figure 2.2 : Représentation schématique de l'émission thermoïonique sur le diagramme de bande d'une structure MIM. Les zones rouges représentent la distribution en énergie des électrons dans le métal 1 pour deux températures différentes ($T_1 < T_2$). La ligne rouge montre la barrière réelle déformée par l'effet Schottky.

Dans ce processus, la barrière réelle rencontrée par l'électron ne correspond pas à la barrière idéale (avec un angle net), telle que représentée sur la figure 2.1. La barrière est déformée à proximité de l'interface par l'effet de charge miroir aussi appelé effet Schottky. L'abaissement du niveau de la bande de conduction à proximité de l'interface est décrit par l'équation 2.4 [147]. Il est constant et ne dépend que de la permittivité électrique de l'isolant ϵ_i .

$$V = \frac{e}{8\pi\epsilon_i x} \quad (2.4)$$

L'abaissement de la barrière est équivalent à un potentiel et est donc représenté par la lettre V . x est la distance par rapport à l'interface. Cet effet est dû aux forces électrostatiques entre l'électron en transit et la charge positive laissée dans l'électrode par l'absence de cet électron. Ce phénomène existe car la transition de l'électron est trop rapide pour que l'électrode retrouve son état d'équilibre. La permittivité à utiliser dans ce calcul est donc la permittivité très haute fréquence (optique).

Une DDP entre les deux électrodes modifie le champ électrique F dans la jonction et déforme la barrière. Ce phénomène est représenté dans la figure 2.3 qui montre cette évolution en fonction du champ électrique. F est le champ électrique total, c'est à dire la somme du champ natif dû à la différence des EWF, et du champ externe engendré par une DDP entre les électrodes.

Bien que l'abaissement dû à l'effet Schottky soit constant, la barrière vue par l'électron, qui correspond au niveau maximum de la barrière (Φ sur la figure 2.3) change en fonction de la DDP appliquée. Φ est décrit par la fonction 2.5 [147]:

$$\Phi(F) = \Phi_0 - \sqrt{\frac{eF}{4\pi\epsilon_i}} \quad (2.5)$$

Avec Φ_0 la hauteur de barrière à zéro champ (en eV) qui correspond aussi à la différence entre l'EFW du métal et l'affinité électronique de l'isolant.

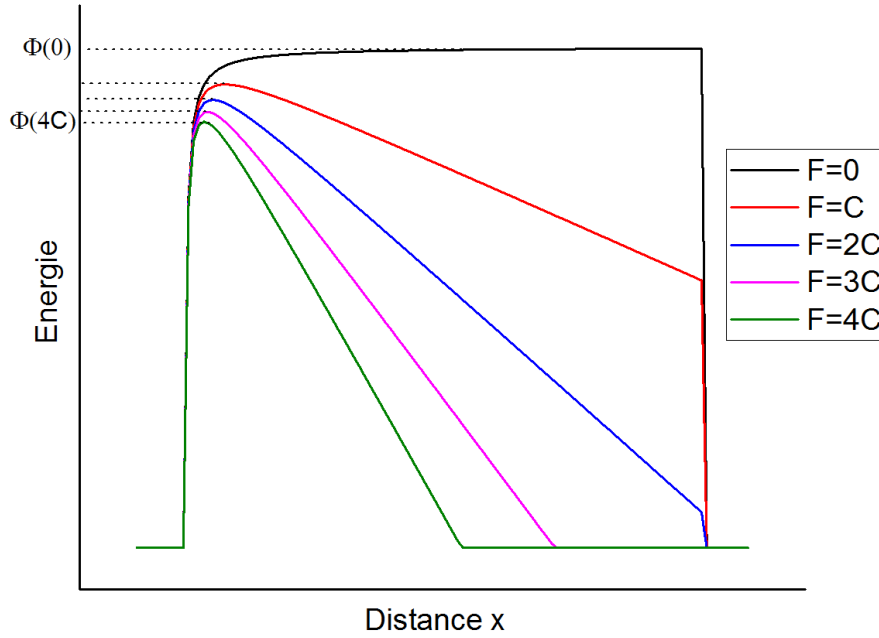


Figure 2.3 : Évolution de la barrière vue par un électron en fonction du champ électrique dans une jonction MIM. La largeur de la jonction, la permittivité et la constante C représentant un champ électrique sont arbitraires. Φ est la hauteur de barrière vue par un électron.

Le courant thermoïonique est décrit par la formule 2.6:

$$J_{th}(F) = A^* T^2 \exp \left[\frac{-e \left(\Phi_0 - \sqrt{\frac{eF}{4\pi\epsilon_i}} \right)}{KT} \right] \quad (2.6)$$

$$A^* = \frac{4\pi e K^2 m_m^*}{h^3}$$

Avec J_{th} la densité de courant thermoïonique, T la température, Φ_0 la hauteur de barrière en eV, e la charge élémentaire, ϵ_i la permittivité haute fréquence de l'isolant, K la constante de Boltzmann, m_m^* la masse effective d'un électron du métal, et h la constante de Planck. F est le champ électrique total dans la jonction. A^* est parfois nommé constante de Richardson, mais sa valeur exacte dépend de la masse effective des électrons du métal.

Le terme exponentiel est une approximation de l'intégrale de la fonction de Fermi entre $\Phi(F)$ et l'infini (approximation de Boltzmann). Il correspond donc à la portion des électrons du métal dont l'énergie est supérieure à la hauteur de barrière effective. Le terme KT correspond à l'énergie thermique des électrons et permet d'exprimer la « largeur » de la fonction de Fermi. Le terme A^*T^2 est homogène à une charge multipliée par une fréquence divisée par une surface. Cette fréquence peut être considérée comme la fréquence à laquelle un électron du métal se heurte à la barrière. Cette quantité dépend de la température et de la facilité avec laquelle un électron peut se déplacer dans le métal (m^*).

Le courant tunnel

Le courant thermoionique décrit le courant des électrons dont l'énergie est suffisante pour surmonter la barrière de potentiel formée par la jonction mais, de par leur nature quantique, les électrons de faible énergie sont aussi capables de traverser la barrière. Dans le cadre de l'approximation WKB (pour Gregor Wentzel, Hendrik Anthony Kramers, et Léon Brillouin), on peut exprimer la probabilité T_b qu'un électron traverse une barrière de potentiel par la formule :

$$T_b(E_{e-}, V) = \exp\left(\frac{-4\pi\sqrt{2}}{h} \int_a^b \sqrt{m_i^* U(x, F, E_{e-})} dx\right) \quad (2.7)$$

T_b est couramment appelé transparence de la barrière. m_i^* est la masse effective d'un électron dans l'isolant. Au sens strict, cette masse est celle d'un électron situé dans la bande interdite de l'isolant, elle ne correspond donc pas nécessairement à la masse d'un électron dans la bande de conduction. U est exprimé en eV et est représenté dans la figure 2.4. Ce terme correspond à la différence entre l'énergie E_{e-} de l'électron considéré et le niveau du bas de la bande de conduction de l'isolant en fonction de la position x dans l'épaisseur de la jonction. Dans ce document, l'origine de l'énergie E_{e-} sera toujours prise au niveau de l'énergie de Fermi de l'électrode injectrice. F est le champ électrique à l'intérieur de la jonction. L'intégrale est réalisée sur la largeur effective de la jonction, c'est-à-dire uniquement la zone interdite à un électron d'énergie E_{e-} (en dehors de cette zone, $U(x, V, E_{e-}) = 0$). Les points a et b qui correspondent à cette condition sont appelés points tournants.

En négligeant l'effet Schottky [148] et la présence de charges localisées dans l'isolant qui déforment la structure de bande, le terme $U(x, F, E_{e-})$ peut-être décrit simplement par la formule :

$$U(x, F, E_{e-}) \approx U(x, V, E_{e-}) = \Phi_0 - E_{e-} - (V + \Delta\Phi) \frac{x}{t} \quad (2.8)$$

Avec V la différence de potentiel aux bornes de la jonction, $\Delta\Phi$ la différence de travaux de sortie des deux électrodes (égale à la différence de hauteur de barrière), et t l'épaisseur de l'isolant. Cette équation n'est pas strictement homogène, puisque V est exprimé en Volt alors que $\Delta\Phi$ est une énergie (en eV). Il serait en principe nécessaire de multiplier V par une constante égale à 1 et de dimension $V \cdot eV^{-1}$. Cette constante n'est pas communément définie et nous garderons cette notation dans la suite de la thèse, en accord avec la littérature sur ce sujet.

À bas champ, la barrière est peu déformée, et reste en forme de trapèze. Les points a et b correspondent alors aux limites géométriques de l'isolant ($a=0$ et $b=t$). A fort champ, le niveau de la bande de conduction de l'isolant peut passer sous le niveau d'énergie de l'électron. Dans ce cas, l'électron transite depuis le métal dans la bande de conduction de l'isolant et le second point tournant, b, devient l'épaisseur à partir de laquelle le niveau de la bande de conduction devient inférieur à E_{e-} . La position de b est alors décrite par la formule :

$$b(V, E_{e-}) = t \left(\frac{\Phi_0 - E_{e-}}{V + \Delta EWF} \right) \quad (2.9)$$

Toutes ces grandeurs sont représentées dans la figure 2.4.

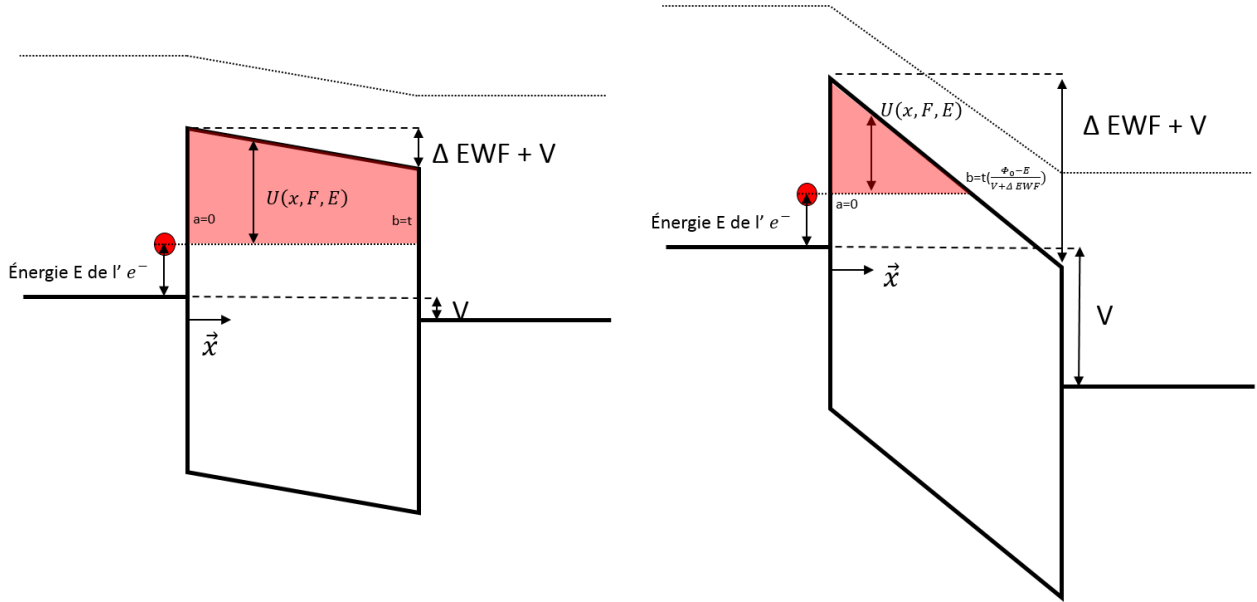


Figure 2.4 : Représentation de $U(x, V, E)$ et des points tournants a et b à faible et fort champ.

Ces deux situations (barrière trapézoïdale ou barrière triangulaire) définissent deux régimes de conduction. La transition entre ces deux modes se trouve lorsque la différence de potentiel appliquée à la jonction est égale à la hauteur de barrière de l'électrode positive (ici à droite). À bas champ, le transport est dit de type « Tunnel Direct » (TD) alors qu'à haut champ, le transport est dit de type « Fowler Nordheim » (FN); le transport FN correspond à l'émission par effet de champ dans une structure MIM. Les expressions de la transparence deviennent alors :

$$T_{TD}(E_{e-}, V) = \exp \left(\frac{-8\pi t \sqrt{2m_i^*} e}{3h(V + \Delta\Phi)} \left[(\Phi_0 - E_{e-})^{3/2} - (\Phi_0 - (V + \Delta\Phi) - E_{e-})^{3/2} \right] \right) \quad (2.10)$$

$$T_{FN}(E_{e-}, V) = \exp \left(\frac{-8\pi t \sqrt{2m_i^*} e}{3h(V + \Delta\Phi)} (\Phi_0 - E_{e-})^{3/2} \right) \quad (2.11)$$

Une fois la transparence de la barrière de potentiel connue, le courant se calcule en multipliant le courant d'électron incident sur la barrière par la transparence. Le courant incident est égal au nombre d'électrons à proximité de la barrière multiplié par leur charge électrique et par

leur vitesse dans la direction perpendiculaire à la barrière ($\vec{x}$ sur la figure 2.4). Avec l'approximation des bandes paraboliques, la vitesse dans la direction $\vec{x}$ est liée à l'énergie totale E_{e-} par la relation de dispersion:

$$E_{e-} = \frac{1}{2} m_i^* (V_x^2 + V_y^2 + V_z^2) \quad (2.12)$$

Avec V_x , V_y et V_z les composantes de la vitesse d'un électron selon les 3 directions d'un espace cartésien. La densité de courant élémentaire (courant par unité de surface et de vitesse selon les trois directions) devient alors :

$$d^3J = qV_x * T(E_{e-}, V)(1 - f_2(E_{e-})) f_1(E_{e-}) \frac{2m_m^{*3}}{h^3} dV_x dV_y dV_z \quad (2.13)$$

Avec f_1 et f_2 les fonctions de Fermi respectivement des électrodes injectrice et réceptrice. Le terme $(1 - f_2(E_{e-}))$ correspond à la proportion d'états libres dans l'électrode réceptrice pour l'énergie E_{e-} . Si aucun état n'est disponible, la transition est impossible. Le dernier terme, fonction de m_m^* , h , et de la vitesse, correspond à la densité d'état (DOS) des électrons dans le métal. Multiplié par la fonction f_1 , il exprime le nombre d'électrons avec une énergie E_{e-} .

L'intégration de l'expression 2.13 permet d'obtenir la densité de courant. Si la structure de bandes de l'électrode est isotrope (ce qui est le cas pour un métal polycristallin), on peut considérer la transparence de la barrière comme une fonction de E_x , avec l'énergie cinétique selon l'axe $\vec{x}$. En remplaçant $dV_x dV_y dV_z$ par $dE_r dE_x$ avec E_r la composante de l'énergie cinétique dans le plan de la jonction on obtient :

$$J = \frac{4\pi m_m^* e}{h^3} \int_0^{+\infty} T(E_x, V) \int_0^{+\infty} f_1(E_{e-})(1 - f_2(E_{e-})) dE_r dE_x \quad (2.14)$$

Avec E_x l'énergie cinétique selon l'axe $\vec{x}$.

Plutôt que de réaliser directement l'intégration, il est possible de diviser l'intégrale en 3 zones représentées dans la figure 2.5. Dans cette figure, les densités d'électrons de part et d'autre de la barrière sont représentées en rouge. Autour du niveau de Fermi, cette densité est décrite par la fonction de Fermi dont la « largeur » peut être approximée par l'énergie thermique, KT . Si KT est faible devant la différence des niveaux de Fermi des deux électrodes, on peut considérer que dans la zone 1, aucun électron n'est disponible pour transiter $f_1(E_{e-}) = 0$, dans la zone 2, tous les états de l'électrode 1 sont remplis et tous les états de l'électrode 2 sont vides : $f_1(E_{e-}) = 1$ et $(1 - f_2(E_{e-})) = 1$, et dans la zone 3, tous les états sont occupés des deux côtés : $f_1(E_{e-}) = 1$ et $(1 - f_2(E_{e-})) = 0$.

De cette façon, la formule décrivant le courant devient :

$$J = \frac{4\pi m_m^* e}{h^3} \int_{E_{f_1}}^{E_{f_2}} T(E_x, V) E_x dE_x \quad (2.15)$$

Avec E_{f_1} et E_{f_2} l'énergie des niveaux de Fermi des électrodes injectrice et réceptrice.

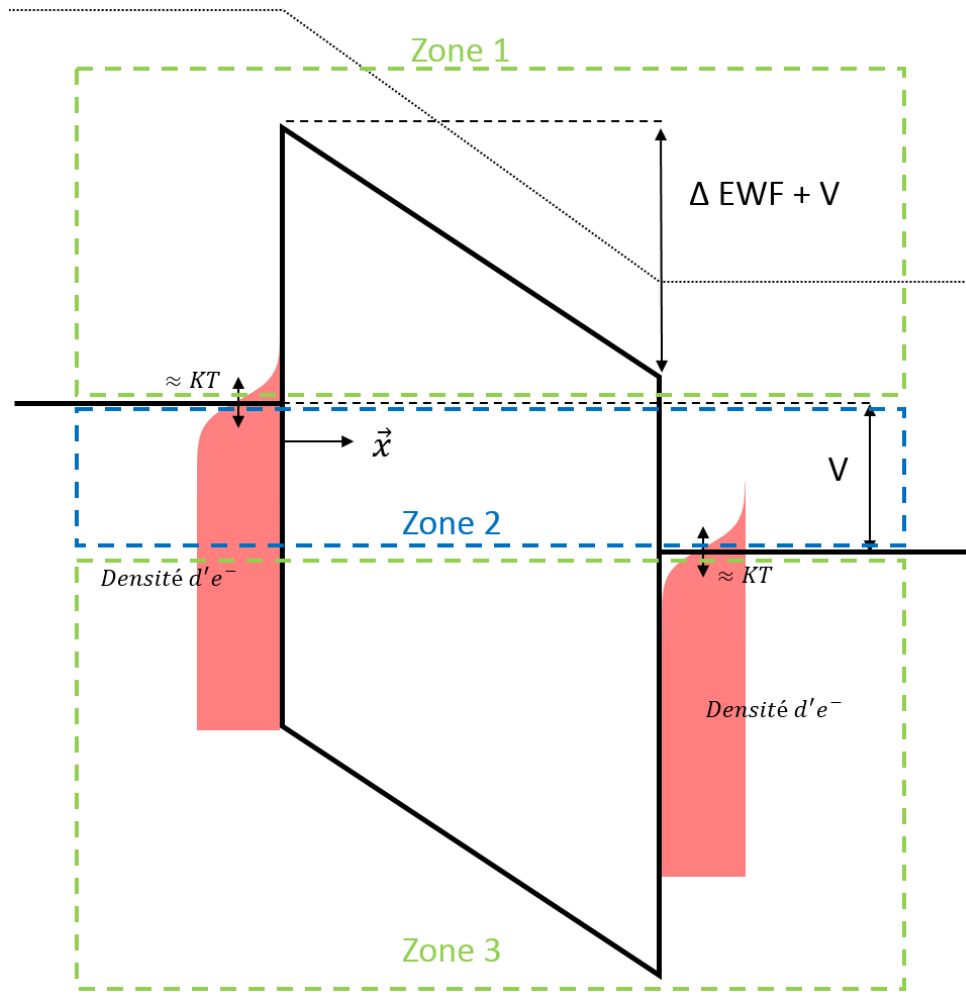


Figure 2.5 : Structure de bande et densité d'électrons dans une MIM sous tension

Pour obtenir la formule usuelle du courant Fowler Nordheim, il faut ensuite remplacer l'expression de la transparence dans la formule 2.15 en développant la puissance en série de Taylor au premier degré :

$$(\Phi_0 - E_{e-})^{3/2} = \Phi_0^{3/2} + \frac{3}{2} E_{e-} * \Phi_0^{1/2} \quad (2.16)$$

En réalisant l'intégration, on obtient alors l'expression:

$$J_{FN} = \frac{e^2 m_m^*}{8\pi m_i^* h \Phi_0} \left(\frac{V + \Delta\Phi}{t} \right)^2 \exp \left(- \frac{8\pi\sqrt{2m_i^*}e}{3h} \frac{t}{V + \Delta\Phi} \Phi_0^{3/2} \right) \quad (2.17)$$

Cette formule ne correspond pas exactement à la formule usuelle du courant Fowler Nordheim (formule 2.18) car elle prend en compte à la fois la masse effective des électrons dans le métal m_m^* et la différence de hauteur de barrière.

$$J_{FN} = \frac{e^2 m}{8\pi m_i^* h \Phi_0} F^2 \exp\left(-\frac{8\pi\sqrt{2m_i^*}e}{3 h F} \Phi_0^{3/2}\right) \quad (2.18)$$

Dans la formule 2.18, m est la masse d'un électron libre. La définition de F varie selon que l'auteur souhaite ou non inclure le champ natif, mais la définition la plus répandue correspond simplement à V/t .

La masse effective dans le métal apparaît dans le courant FN au niveau de la fonction d'alimentation, c'est-à-dire de la fonction qui décrit la fréquence à laquelle un électron incident s'approche de la barrière et tente de traverser. Cette masse est généralement approximée par la masse d'un électron libre. Dans certains contextes, la masse effective dans l'isolant est elle-aussi approximée par la masse d'un électron libre, ce qui a pour effet de faire disparaître complètement la masse du pré-facteur [146]. La grandeur $\Delta\Phi/t$ correspond au champ natif dans la jonction, et s'ajoute au champ imposé par une différence de potentiel. On verra dans un chapitre ultérieur, l'impact de ces grandeurs sur le courant sous contrainte.

Concernant le courant tunnel direct, des hypothèses simplificatrices similaires en remplaçant la formule 2.10 dans la formule 2.15 permettent d'obtenir la formule 2.19 :

$$J_{TD} = \frac{e^2 m_m^*}{8\pi m_i^* h \Phi_0 B_1} F^2 \exp\left[-\frac{8\pi\sqrt{2m_i^*}e}{3hF} \left((\Phi_0)^{3/2} - (\Phi_0 - Ft)^{3/2}\right)\right] \quad (2.19)$$

Avec : $B_1 = \left(1 - \left(1 - \frac{F \cdot t}{\Phi_0}\right)\right)$

Dans cette formule, F est le champ électrique dans la jonction et peut, ou non, inclure le champ natif selon les approximations souhaitées.

On notera que lorsque l'énergie thermique n'est pas négligeable devant la hauteur de barrière de l'électrode injectrice, un autre régime de conduction apparaît, appelé émission thermoélectronique (Thermionic-Field en anglais). Ce mode correspond à l'émission par effet tunnel d'électrons d'énergie supérieure à l'énergie de Fermi du métal. Il ne sera pas décrit ici car il est secondaire dans le cadre de cette thèse.

2.1.4. Effet des charges et des défauts localisés dans l'isolant

Les défauts dans la couche isolante perturbent le champ de potentiel et affectent localement le niveau de la bande de conduction. D'un point de vue électronique, ces défauts correspondent à des charges fixes localisées pouvant être positives ou négatives. L'effet de ces défauts est schématisé sur la figure 2.6. Le défaut 1 correspond à une charge positive et le défaut 2 à une charge négative. Ces défauts peuvent piéger des électrons ou des trous sous l'effet d'un potentiel ou d'un courant appliqué. Le chargement/déchargement d'un piège (la fixation/libération d'un électron ou un trou) modifie la charge locale associée au piège. D'autre part, le transit d'électrons peut aussi mener à la formation de nouveaux défauts (Phénomène de SILC, Stress Induced Leakage Current,

développé plus loin). La forme de la bande de conduction de l'isolant n'est donc pas forcément stable dans le temps.

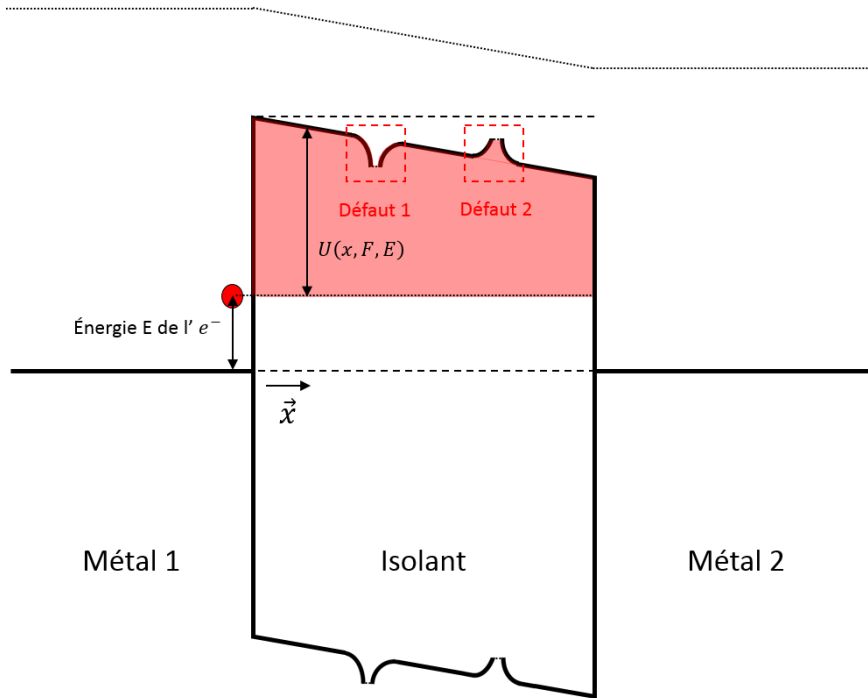


Figure 2.6: Effet de défauts localisés dans la couche d'isolant.

Le premier effet des charges localisées sur le courant tunnel est la modification du niveau d'énergie U . Cet effet modifie la transparence de la barrière (voir Equ. 2.7), et donc le flux total d'électrons. On peut prendre en compte cet effet dans la formule du courant total en introduisant un champ électrique effectif supplémentaire E_c . Ce champ est illustré par la figure 2.7. Cela revient à supposer que les charges localisées sont réparties uniformément sur toute l'épaisseur de la jonction.

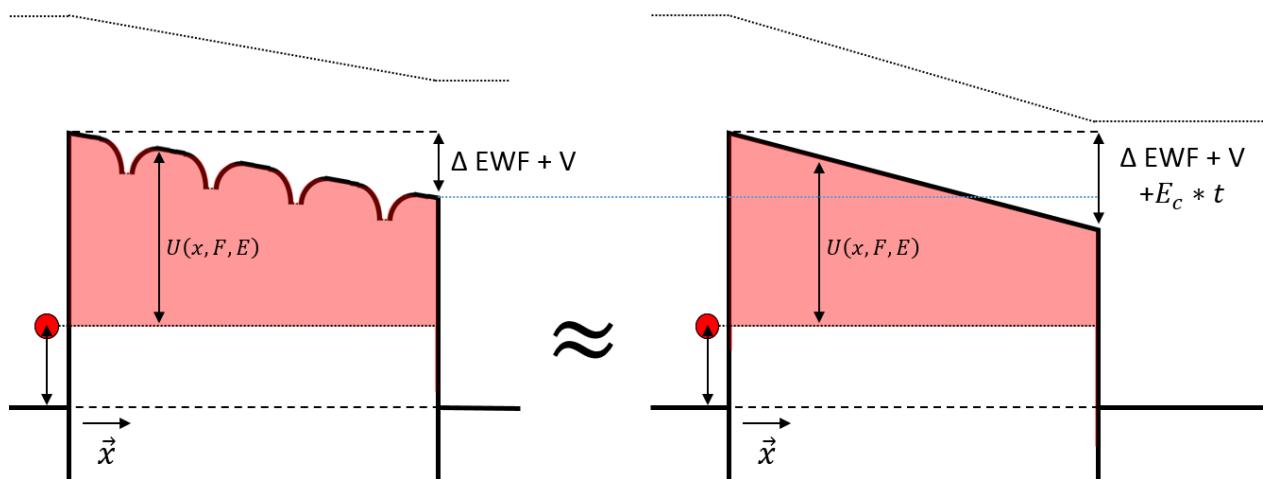


Figure 2.7: Illustration de la prise en compte de l'effet des charges localisées par un champ E_c (ici $V=0$)

Du fait de la non-linéarité de l'équation de la transparence (Equ. 2.7), il n'y a pas de relation simple entre la quantité de charges présentes dans la jonction et le champ E_c . On peut toutefois remarquer que E_c croît avec le nombre de charges positives.

L'emplacement des charges est un paramètre important, dans le cas du courant FN (où les électrons transitent de l'électrode injectrice à la bande de conduction de l'isolant), les charges situées proches de l'électrode réceptrice n'ont aucune influence sur le courant car elles déforment les bandes de l'isolant sous le niveau d'énergie des électrons.

Le champ E_c ayant le même rôle que le champ natif dans l'expression du courant, il est possible de regrouper les deux termes. L'équation du courant FN devient alors:

$$J_{FN} = \frac{e^2 m_m^*}{8\pi m_i^* h \Phi_0} \left(\frac{V}{t} + E_p \right)^2 \exp \left(- \frac{8\pi \sqrt{2m_i^*} e}{3h} \frac{t}{V + E_p * t} \Phi_0^{3/2} \right) \quad (2.20)$$

Où E_p (qu'on appellera champ parasite) est la somme du champ natif ($\Delta\Phi/t$) et du champ E_c , équivalent aux charges. Les charges pouvant être positives ou négatives, le champ parasite peut l'être aussi.

Les types de courant assistés par pièges

Les charges localisées peuvent avoir un autre type d'effet sur le courant. Si les électrons ont une énergie supérieure au niveau minimal de la bande de conduction à l'emplacement des charges, ils peuvent passer la barrière « par étapes » en passant d'abord d'une électrode à un état « piégé » avant de passer dans la seconde électrode. Ce phénomène est illustré par la figure 2.8.

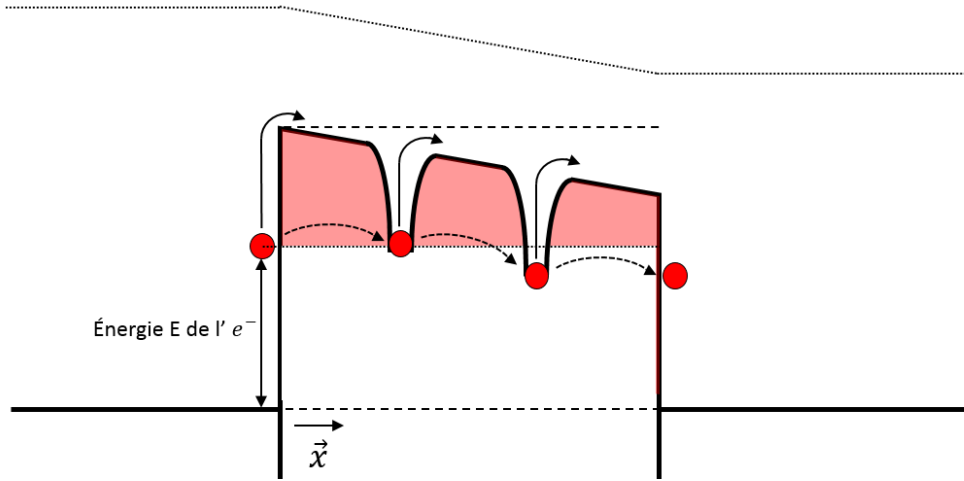


Figure 2.8: Transit d'un électron de piège en piège.

Comme précédemment, deux phénomènes distincts peuvent permettre aux électrons de passer d'un piège à l'autre : l'excitation thermique ou l'effet tunnel. Sur la figure 2.8, l'excitation thermique est figurée par les flèches continues et le transit par effet tunnel par les flèches en pointillé. Le temps de transit d'un électron dans un piège est supérieur au temps de thermalisation des électrons, c'est pourquoi un électron piégé se positionne au fond des pièges, et la hauteur de

barrière effective d'un piège est la même quelle que soit l'énergie de l'électron incident. Quand l'excitation thermique est dominante, le courant est dit de type Poole-Frenkel (PF) et est décrit par la formule 2.21 :

$$J_{PF} = A_1 F \exp \left(-\frac{e}{KT} \left(\Phi_T - \sqrt{\frac{eF}{\pi\epsilon_i}} \right) \right) \quad (2.21)$$

Avec Φ_T la barrière au niveau du piège, c'est-à-dire la profondeur du piège (l'énergie d'activation).

Lorsque le transit de piège en piège par effet tunnel est dominant, le courant est dit de type Hopping, ou tunnel assisté par piège (TAT pour Trap Assisted Tunneling). Ce courant est alors décrit par la formule 2.22 :

$$J_{TAT} = A_2 \exp \left(-\frac{e}{KT} (\Phi_T - d_T F) \right) \quad (2.22)$$

d_T est la distance moyenne entre les pièges. Les coefficients A_1 et A_2 ne sont pas liés aux propriétés intrinsèques de l'oxyde mais plutôt aux propriétés des charges piégées. Pour cette raison, ils sont généralement considérés comme des variables d'ajustement [135][149][150]. On peut noter que F. Chiu [146] fournit les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} A_1 &= e\mu N_c \\ A_2 &= ed_T v n \end{aligned} \quad (2.23)$$

Où μ est la mobilité des électrons piégés, N_c la densité de pièges, v est la fréquence de vibration thermique des électrons piégés et n la concentration d'électrons dans l'oxyde.

La profondeur effective des pièges est sensible au champ électrique F et à d_T à cause d'un effet similaire à l'effet Schottky illustré par la figure 2.9. Cet effet est pris en compte par les termes $-\sqrt{\frac{eF}{\pi\epsilon_i}}$ et $-d_T F$.

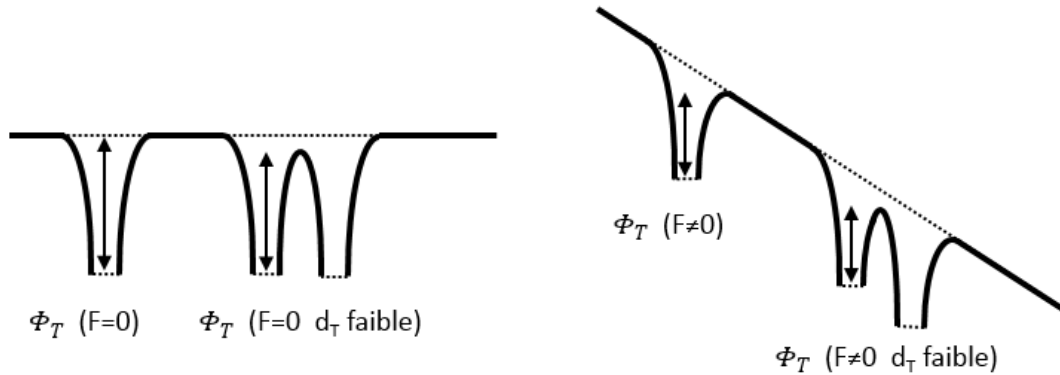


Figure 2.9: illustration de l'influence du champ électrique et de la densité de pièges sur leur profondeur effective.

Pour tous les modes de conduction assistés par pièges, les simplifications utilisées pour obtenir une expression analytique du courant sont restrictives. Parmi ces hypothèses, on peut citer la répartition homogène des pièges dans le diélectrique et des pièges ayant tous le même niveau d'énergie. Bien que la dépendance au champ électrique de ces équations soit différente, la difficulté d'identifier leurs paramètres à des grandeurs physiques rend l'identification précise du courant difficile.

Les courants assistés par pièges sont aussi souvent appelés « courants limités par le volume » (bulk-limited). Cela signifie que le processus limitant lors du transit d'un électron n'est pas l'injection depuis l'électrode (qui peut être réalisée par effet tunnel ou par effet thermoïonique), mais le passage d'un piège à l'autre. Le facteur de proportionnalité entre le courant et le terme exponentiel des expressions Poole-Frenkel et Hopping est donc une fonction des paramètres de l'isolant et non pas de l'interface métal/isolant comme précédemment. En particulier, la densité de charges (proportionnelle à la densité de pièges) joue un rôle important. Or, ce paramètre est difficile à connaître (et évolue lorsque de nouveaux pièges sont créés).

Pour toutes ces raisons, l'usage de formules analytiques est mal adapté pour décrire le courant assisté par pièges (en particulier lorsque Poole-Frenkel et Hopping sont présents en même temps) et l'approche par simulation est généralement préférée [151].

L'effet des pièges sur le courant total d'une jonction est variable en fonction de la différence de potentiel appliquée. À bas champ, les courants de type assistés par pièges sont dominants et le courant augmente avec la densité de pièges. Cependant, à haut champ, le courant de type FN devient dominant. Les pièges remplis deviennent alors autant de charges négatives qui contrebalancent le champ électrique imposé, ce qui a pour effet de diminuer le courant total. Cet effet est illustré par la figure 2.10, extraite de [152]. Sur cette figure, on peut observer une série de courbes $I(V)$ réalisées sur une jonction MOS (Métal Oxyde Semi-conducteur). Ces $I(V)$ ont été réalisées à différents stades d'un procédé de vieillissement (création de pièges) de l'oxyde par injection de courant FN. La durée totale du vieillissement est de 1000s. À bas champ ($<5V$), le courant dominant est de type assisté par pièges et augmente avec le vieillissement. Au contraire, à haut champ ($>8V$), le courant de type FN diminue sous l'effet des charges négatives dans l'oxyde.

Au prix de certaines approximations, il est donc possible de décrire de façon analytique les types de courants majeurs dans une jonction MIM. Dans le reste de ce chapitre, on s'attachera donc à caractériser nos échantillons et à identifier le mécanisme de transport dominant.

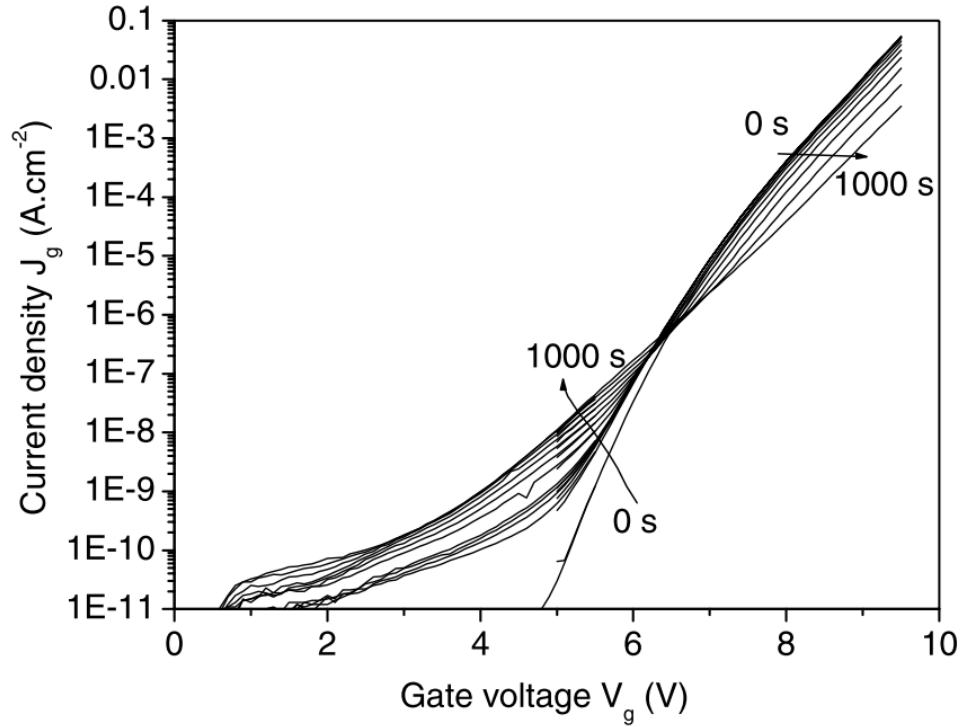


Figure 2.10: Série d' $I(V)$ sur une structure MOS. Extrait de [152].

2.2. Élaboration des jonctions MIM

L'ensemble de la présente étude se base sur des jonctions tunnel consistant en un empilement planaire de deux métaux séparés par un oxyde diélectrique, l'alumine (Al_2O_3). La figure 2.11 illustre cette structure :

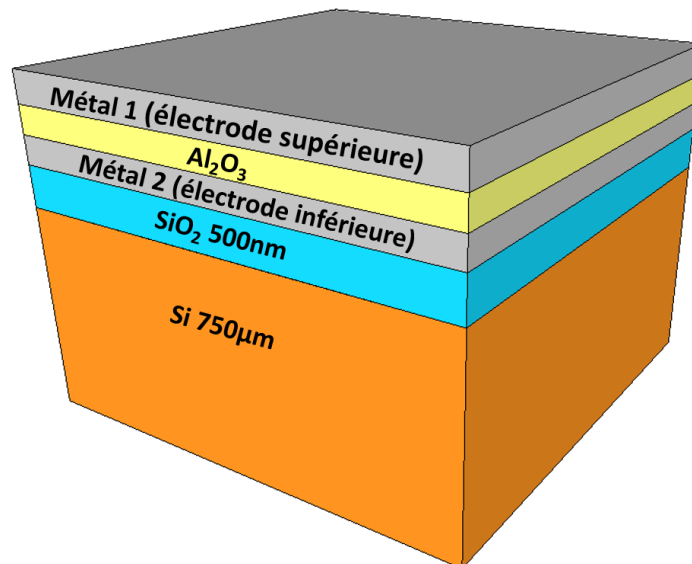


Figure 2.11: Schéma d'une jonction tunnel planaire déposée sur substrat silicium/oxyde de silicium.

2.2.1. Procédés de fabrication

Les métaux ont été déposés par évaporation par canon à électrons. Deux bâtis différents ont été utilisés en fonction du métal. Pour le platine et la couche d'accroche sous-jacente (du chrome) une machine Edwards® Auto306 a été utilisée. Tous les autres métaux ont été réalisés dans un bâti Alcatel EVA 450. Dans les deux cas, l'épaisseur du dépôt est mesurée in situ par un quartz.

Tous les dépôts réalisés dans l'Alcatel se font à basse température ($<50^{\circ}\text{C}$), mais le dépôt de platine est plus difficile et peut nécessiter des températures de dépôt supérieures à 100°C .

L'alumine est déposée par ALD (Atomic Layer Deposition) dans un bâti Ultratech ALD Fiji F200. Cette méthode de dépôt permet un excellent contrôle de l'épaisseur de la couche ($\pm 0.1\text{nm}$) et une très bonne conformalité. Cette machine a fait l'objet de nombreuses études à l'INL et les recettes utilisées ont été reprises d'études précédentes [153][154].

Le principe d'un dépôt par ALD consiste à introduire les différents précurseurs du matériau à déposer par cycles successifs. Dans le cas de l'alumine, les précurseurs utilisés sont le TMA (triméthylaluminium) et l'eau. Le TMA est d'abord introduit en phase gazeuse et s'adsorbe sur la surface de l'échantillon. Le processus d'adsorption est limitant et seule une monocouche de TMA est déposée. Le reste est évacué par une pompe. Une fois ce processus terminé, le second précurseur (de la vapeur d'eau) est introduit et réagit avec le TMA pour former de l'alumine et des espèces volatiles. Pour que la réaction ait lieu, la chambre est maintenue entre 200 et 300°C (dans la fenêtre ALD). Au-delà le TMA se décompose immédiatement et le dépôt ne se fait plus couche par couche. Un cycle de dépôt correspond à une couche d'environ un angström. Il est aussi possible de remplacer l'eau par un plasma d'oxygène qui fournit les ions oxygène nécessaires à la formation d' Al_2O_3 .

À l'exception de quelques échantillons spécifiques, qui seront décrits individuellement dans les parties dédiées, la plupart des échantillons utilisés sont des jonctions carrées de $500\mu\text{m}$ de côté. Le motif utilisé, illustré par la figure 2.12 comprend une électrode inférieure de 1cm de long et $500\mu\text{m}$ de large, croisée par trois électrodes supérieures de dimensions identiques.

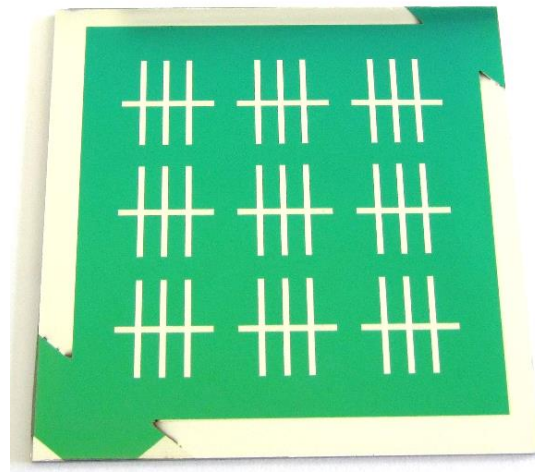


Figure 2.12: Photographie d'un échantillon typique à la fin des étapes de fabrication. Le substrat fait $4,5\text{cm}$ de côté.

Deux types de substrat ont été utilisés, des substrats en silicium de (750 ± 25) μm d'épaisseur recouverts de 500 nm d'oxyde de silicium et des substrats flexibles en Kapton (Polyimide). Dans les deux cas, les électrodes sont électriquement isolées du substrat.

Les procédés de fabrication utilisés ont été sélectionnés dans le but de simplifier au maximum le processus et d'éviter autant que possible l'exposition aux produits chimiques susceptibles de modifier l'état de surface des couches. La définition des motifs pour chaque couche a donc été réalisée par masquage avec des pochoirs solides. Au cours de cette thèse, deux types de masques ont été utilisés.

Les premiers masques (chronologiquement) sont en polymère (vinyle) autocollant découpé par xurographie. Cette méthode, développée à l'INL par Louis Renaud [155] pour réaliser des canaux micro-fluidiques est rapide, peu coûteuse, et permet de réaliser des motifs simples avec une résolution d'environ 250 μm . Les masques, collés sur l'échantillon, sont utilisables une fois et permettent notamment de réaliser des gravures en milieu liquide (HF, BOE...). La figure 2.13 montre le principal modèle de masque utilisé pour cette thèse.

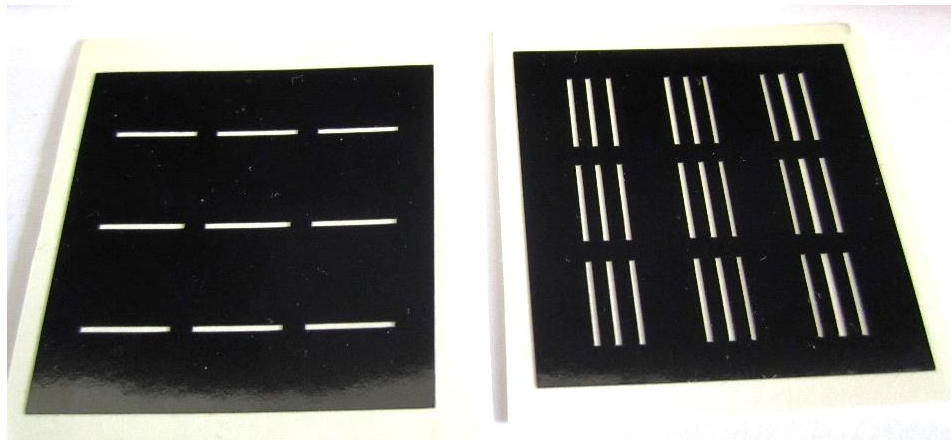


Figure 2.13: Masques adhésifs pour la réalisation de jonctions « crossbar ». Un masque mesure 4cm de côté. Les motifs font 500 μm de large.

Ces masques sont satisfaisants pour réaliser des évaporations de métal à très basse température mais sont mal adaptés pour le dépôt de platine où la température peut atteindre plus de 100°C. De plus, les résidus d'adhésifs après le décollage du masque nécessitent un lavage acétone, isopropanol et eau, susceptible d'influer sur les propriétés de l'électrode inférieure.

Pour ces raisons, la plupart des échantillons présentés dans cette thèse ont été fabriqués en utilisant des masques durs en polysilicium découpé par laser. Ce type de masque est aussi réalisé localement à l'INL et permet d'obtenir une résolution d'environ 30 μm . La taille importante des motifs utilisés permet de se contenter d'aligner à la main les couches les unes par rapport aux autres. La figure 2.14 montre certains de ces masques.

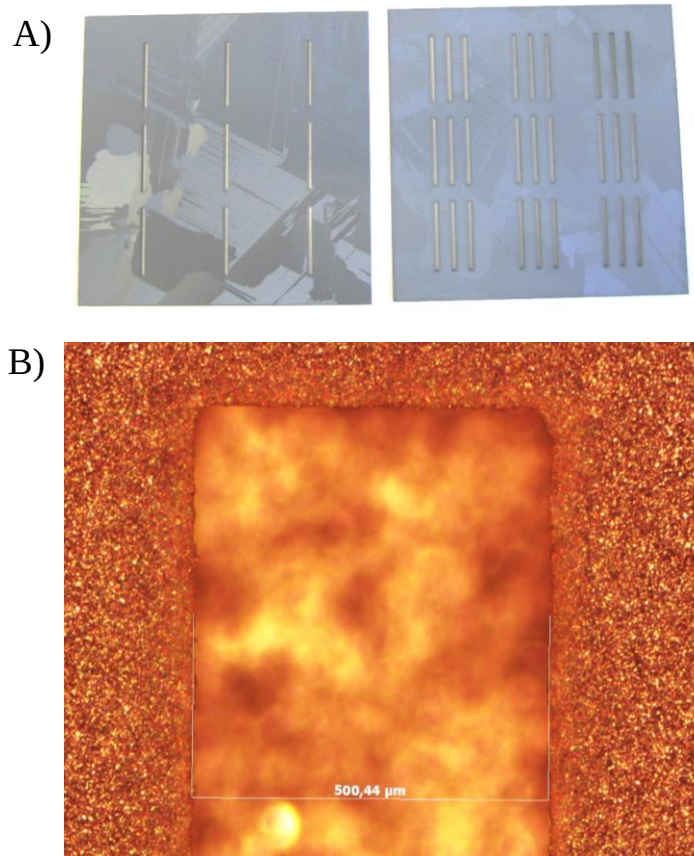


Figure 2.14: A) Photographie de masques en polysilicium découpé au laser. B) Photographie au microscope optique de l'extrémité d'un motif.

Le procédé de fabrication pour ces échantillons a donc consisté en :

- Nettoyage du substrat (par acétone, isopropanol, puis eau)
- Évaporation de l'électrode inférieure au travers d'un masque dur
- Dépôt d' Al_2O_3 pleine plaque par ALD
- Évaporation de l'électrode supérieure au travers d'un masque dur

La couche isolante d' Al_2O_3 étant déposée pleine plaque, le contact électrique avec l'électrode inférieure est réalisé en décapant manuellement l'extrémité de l'électrode avec une pointe de scalpel ou en frottant à l'aide d'une pointe de test fixée sur un micromanipulateur.

2.2.2. Types d'échantillons réalisés

Afin d'évaluer l'influence des matériaux sur les propriétés des jonctions tunnel, différents types de jonction ont été fabriqués. Trois paramètres principaux ont été modifiés : l'épaisseur d'alumine, la température de dépôt de l'alumine et la nature des électrodes. Deux épaisseurs d'alumine ont été réalisées, 10 et 20nm. Pour la température, par défaut, tous les échantillons ont été fabriqués à 200°C, mais deux échantillons ont été fabriqués à 250 et 280°C pour étudier l'influence de ce paramètre. Les recettes de dépôt sont fournies en Annexe I.

Concernant la nature des électrodes, seule l'électrode inférieure a été modifiée, l'électrode supérieure étant toujours constituée d'aluminium. En effet, peu de métaux ont une adhésion suffisante pour pouvoir être déposés directement sur l'alumine. Des tests ont été effectués avec du palladium, mais la mauvaise accroche de l'électrode (test du scotch) se traduit par une grande instabilité électrique, rendant les mesures quasi-stationnaires impossibles. Un effet similaire a été observé avec le titane malgré sa bonne adhérence. Les métaux trop réactifs chimiquement (titane et chrome) ont de toute façon été écartés à cause de la possibilité de la formation d'une couche d'oxyde à l'interface alumine/métal, par pompage de l'oxygène de l'alumine. Une tentative de dépôt d'électrode supérieure en alliage platine/palladium a aussi été menée par pulvérisation, cette méthode étant susceptible de permettre une adhésion plus grande mais sans qu'une stabilité électrique suffisante puisse être obtenue.

Dans toute cette thèse, les échantillons seront désignés sous la forme : Al/Al₂O₃ 10/Al. Le premier terme correspond à la nature de l'électrode inférieure, le second à l'épaisseur de la couche d'alumine interstitielle (10 ou 20 nm) et le troisième à la nature de l'électrode supérieure. Lorsque la température de dépôt de l'alumine est différente de 200°C, elle sera ajoutée entre parenthèses après l'épaisseur (ex : Al/Al₂O₃ 10 (250)/Al). Les couches d'accroche éventuelles pour l'électrode inférieure ainsi que les épaisseurs de métal ne seront pas spécifiées. Lorsque plusieurs échantillons du même type seront comparés entre eux, une date, correspondant à leur date de fabrication sera adjointe. Un tableau plus détaillé fournissant l'ensemble de ces informations est disponible en Annexe II.

Trois métaux ont été utilisés avec succès comme électrode inférieure : l'aluminium, le platine et le palladium. L'ensemble des types d'échantillons fonctionnels réalisés est listé ci-dessous :

- Al/Al₂O₃ 10/Al
- Al/Al₂O₃ 20/Al
- Pt/Al₂O₃ 10/Al
- Pt/Al₂O₃ 20/Al
- Pd/Al₂O₃ 10/Al
- Pd/Al₂O₃ 20/Al
- Pd/Al₂O₃ 10 (250)/Al
- Pd/Al₂O₃ 10 (280)/Al

2.3. Identification du mécanisme de transport dominant

2.3.1. État de l'art

Tous les courants présentés plus haut sont étudiés depuis longtemps au travers du SiO₂ dans des structures MOS. En effet, ils sont à l'origine des courants de fuites au travers des oxydes de grilles des transistors et dans les mémoires flash. Le consensus, dans la littérature est que le courant dominant est de type tunnel direct lorsque l'oxyde est fin (<5 nm) [156][157]. Lorsque l'oxyde est

plus épais, des conductions de type assisté par pièges sont identifiés à bas champ [157][158], et du courant FN à haut champ [159][160][161].

Avec la tendance de la miniaturisation des transistors et des mémoires, les couches d'oxyde de grilles habituellement en SiO_2 sont devenues de plus en plus fines. Les courants de fuites (i.e. tous les types de courant décrit en 2.1) sont donc devenus plus importants. Pour remédier à ce problème, l'une des solutions consiste à utiliser des « *high K dielectrics* » (i.e. des diélectriques à forte permittivité) qui permettent d'utiliser des couches plus épaisses en gardant les mêmes performances [162].

De nombreuses publications se sont donc intéressées au courant au travers de jonctions MOS dans l'objectif de développer des couches diélectriques performantes pour remplacer le SiO_2 . Les types de courants observés sont les mêmes que pour le SiO_2 (tunnel direct à faible épaisseur, assisté par piège et FN pour des épaisseurs plus importantes) [163]. C'est le cas en particulier pour l' Al_2O_3 , très étudiée comme alternative au SiO_2 [164][165][166].

Toutes ces sources s'accordent à dire que dans une jonction épaisse (>10 nm) et pour un oxyde où la densité de piège est faible, la conduction dominante observée est de type FN. Pour un oxyde non-parfait (i.e. comprenant des défauts pouvant agir comme pièges), la détermination du courant est cependant plus compliquée. Les courants de type Poole Frenkel ou TAT peuvent alors concurrencer le FN [167][168].

L'impact des charges sur le courant FN a été abordé dans le cadre du SILC (*Stress Induced Leakage Current*, voir §2.5), y compris dans l'équipe de recherche de l'auteur [169] mais bien que l'idée d'introduire un terme dans le champ électrique représentatif des charges soit ancienne [170], cet effet est généralement modélisé par une variation de Φ_0 et m_i^* avec la quantité de charge [171].

Dans ces conditions, bien que le courant Fowler Nordheim soit en principe le courant dominant dans les jonctions décrites au § 2.2, il n'est pas possible d'éliminer a priori la présence de courant assisté par pièges.

La méthode habituelle d'identification du courant consiste à réaliser un ajustement ou un « plot » (i.e. série de transformation mathématique destinée à linéariser, voir §2.3.3) du type de courant soupçonné. Lorsque l'ajustement est compatible ou que le « plot » est linéaire, la preuve est considérée comme concluante. Cette méthode est légitime et adaptée lorsque les paramètres des matériaux de la jonction sont connus avec précision ou que d'autres arguments permettent de limiter le champ des mécanismes de conduction possibles. Cependant, dans le cadre de cette thèse, plusieurs mécanismes sont possibles et tous permettent des ajustements de bonne qualité. Les paramètres physiques des jonctions (hauteur de barrière et masse effective) n'étant pas connus avec précision, les extractions de paramètres associées aux ajustements ne fournissent pas toujours d'arguments conclusifs.

Certains auteurs ont été plus loin qu'un ajustement avec l'équation associée à un seul type de courant. Dans sa thèse, Khalil El Hajjam [153] utilise la méthode des matrices de transfert pour simuler une courbe $I(V)$ et en compare le résultat à ses données expérimentales. Cette méthode permet d'inclure dans une même $I(V)$ théorique les phénomènes de conduction Schottky, tunnel

direct, Fowler Nordheim, et les régimes mixtes éventuels. Il reste cependant extrêmement difficile de prendre en compte l'effet de pièges dans l'oxyde.

Dans ces conditions, les paragraphes suivants exposent en détail les arguments utiles à l'identification du courant. La conclusion n'est pas originale (le courant serait de type FN dans la gamme exploitée) mais du point de vue de l'auteur, la difficulté de l'identification rend cette présentation nécessaire.

2.3.2. Caractérisation électrique

Pour effectuer des ajustements, la première étape consiste à obtenir des caractéristiques $I(V)$. Toutes les mesures électriques ont été faites sous pointes avec un analyseur paramétrique Keithley 4200-SCS®.

Les caractéristiques $I(V)$ peuvent être impactées par trois phénomènes transitoires. Le chargement capacitif, le chargement des pièges existants et la création (ainsi que le chargement) de nouveaux pièges localisés dans l'oxyde. La vitesse de balayage en tension doit donc être suffisamment lente pour que la capacité et les pièges soient totalement chargés à chaque point de mesure, et suffisamment courte pour que la charge fixe dans l'oxyde puisse être considérée comme constante. Pour limiter le SILC dont la dynamique est fonction du courant injecté, le courant est limité à 10nA. Cette précaution permet aussi d'augmenter la durée de vie des jonctions. Le banc de mesure utilisé permettant de mesurer au minimum un courant de 10 pA, les $I(V)$ obtenues seront donc exploitées dans la gamme 10pA-10nA.

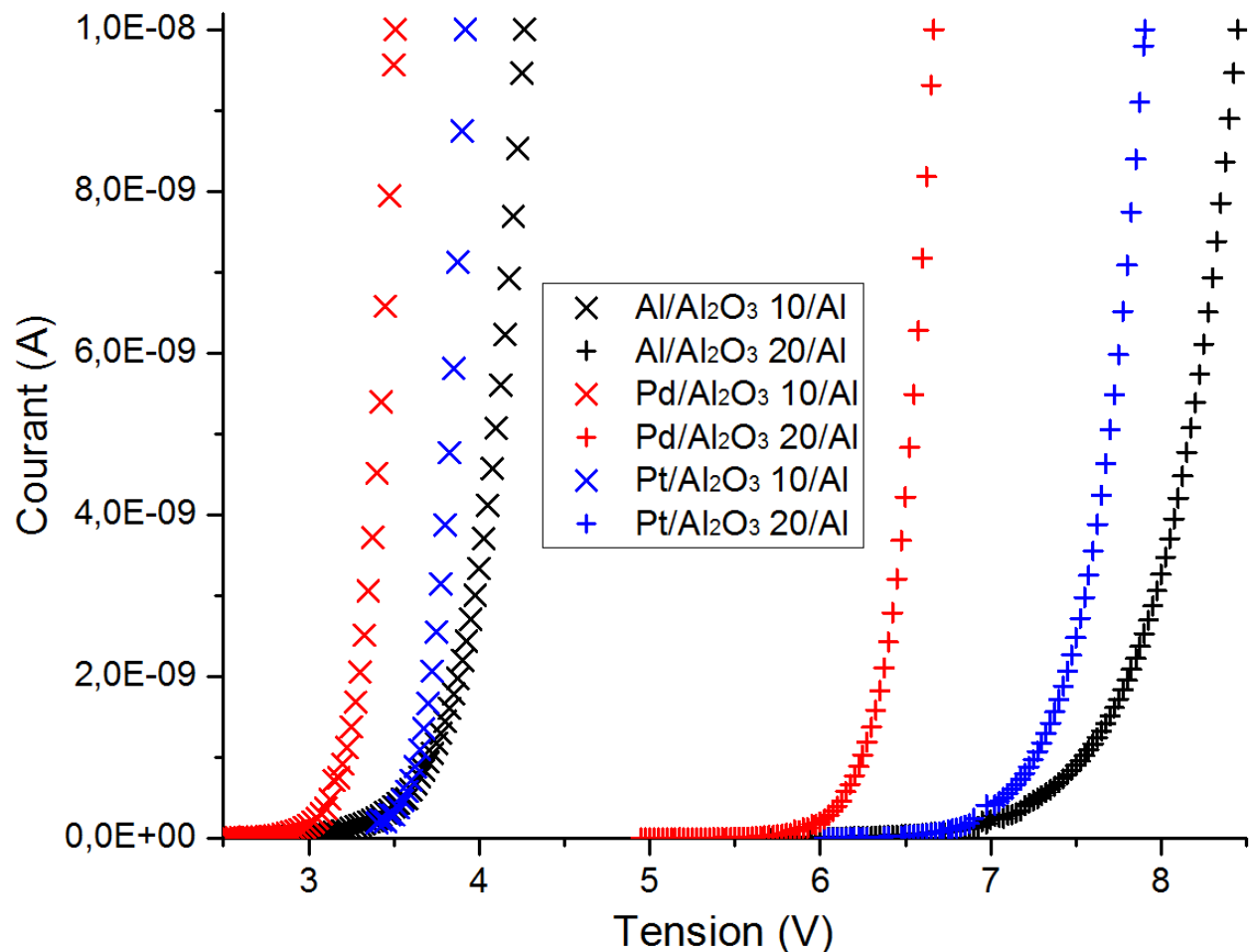
En fonction de leur épaisseur, la capacité des jonctions peut aller jusqu'à 2nF. Pour que le courant de chargement reste inférieur à 10pA, la variation de tension est donc maintenue inférieure à 0.25V/min.

Cette vitesse est suffisamment faible pour que le chargement des pièges existants n'influe pas sur la mesure. Pour le vérifier, des $I(V)$ ont été réalisées après une longue période (1 h) sans différence de potentiel appliquée, et après un stress électrique (cf. ci-après). Aucune différence significative n'a été observée.

La vitesse de création des pièges n'est pas prédictible analytiquement mais décroît avec le temps (pour un même stress électrique appliqué). Pour limiter la dérive pendant la mesure, les jonctions sont soumises à un court cycle de vieillissement composé d'une première $I(V)$, d'une $V(t)$ de 5 min à 5 nA, et d'une seconde $I(V)$.

Dans la partie suivante, une $I(V)$ obtenue de cette façon sera exploitée pour chaque type de jonction réalisé (Al, Pt, Pd, 10 et 20nm). Ces $I(V)$ sont présentées dans la figure 2.15. Toutes ces $I(V)$ sont réalisées avec la même polarité : l'électrode inférieure à 0V et l'électrode supérieure à un potentiel positif ajustable. Les électrons transitent donc depuis l'électrode inférieure (électrode d'injection) vers l'électrode supérieure, et l'électrode inférieure correspond à l'électrode de gauche dans les schémas de structure de bande présentés précédemment.

Il est clair au vu de cette figure que le courant dépend de la nature des électrodes et de l'épaisseur de la jonction.



Les modèles de transport linéaires par rapport au champ électrique appliqué (voir §2.1.2) ne sont pas adaptés pour décrire ce courant.

2.3.3. Ajustements expériences-modèles et extraction de paramètres

À partir des $I(V)$, la stratégie choisie ici consiste à ajuster les résultats expérimentaux avec certaines équations présentées dans la première partie de ce chapitre pour en extraire les paramètres physiques. Cependant, dans la littérature, une méthode populaire pour identifier le type de courant dominant consiste à réaliser des « plots Schottky », « plots Fowler Nordheim » ou autre, c'est-à-dire à faire subir à la courbe $I(V)$, les transformations mathématiques qui permettent de linéariser l'équation du même nom. Cette technique permet d'extraire les paramètres physiques de la jonction

à partir des intersections de la courbe obtenue avec les axes des abscisses et des ordonnées. La figure 2.16 montre le résultat de la linéarisation de l'IV de la figure 2.15 sur Pt/Al₂O₃ 10/Al pour différents modèles de conduction. Bien que certaines procédures de linéarisation soient prévues pour prendre en compte la présence d'un champ natif dans l'oxyde [165], le champ électrique utilisé pour ces courbes est le champ électrique imposé (V/t). Le critère de linéarité ne permet pas de discriminer un type de courant car toutes les courbes obtenues sont « bien » linéaires.

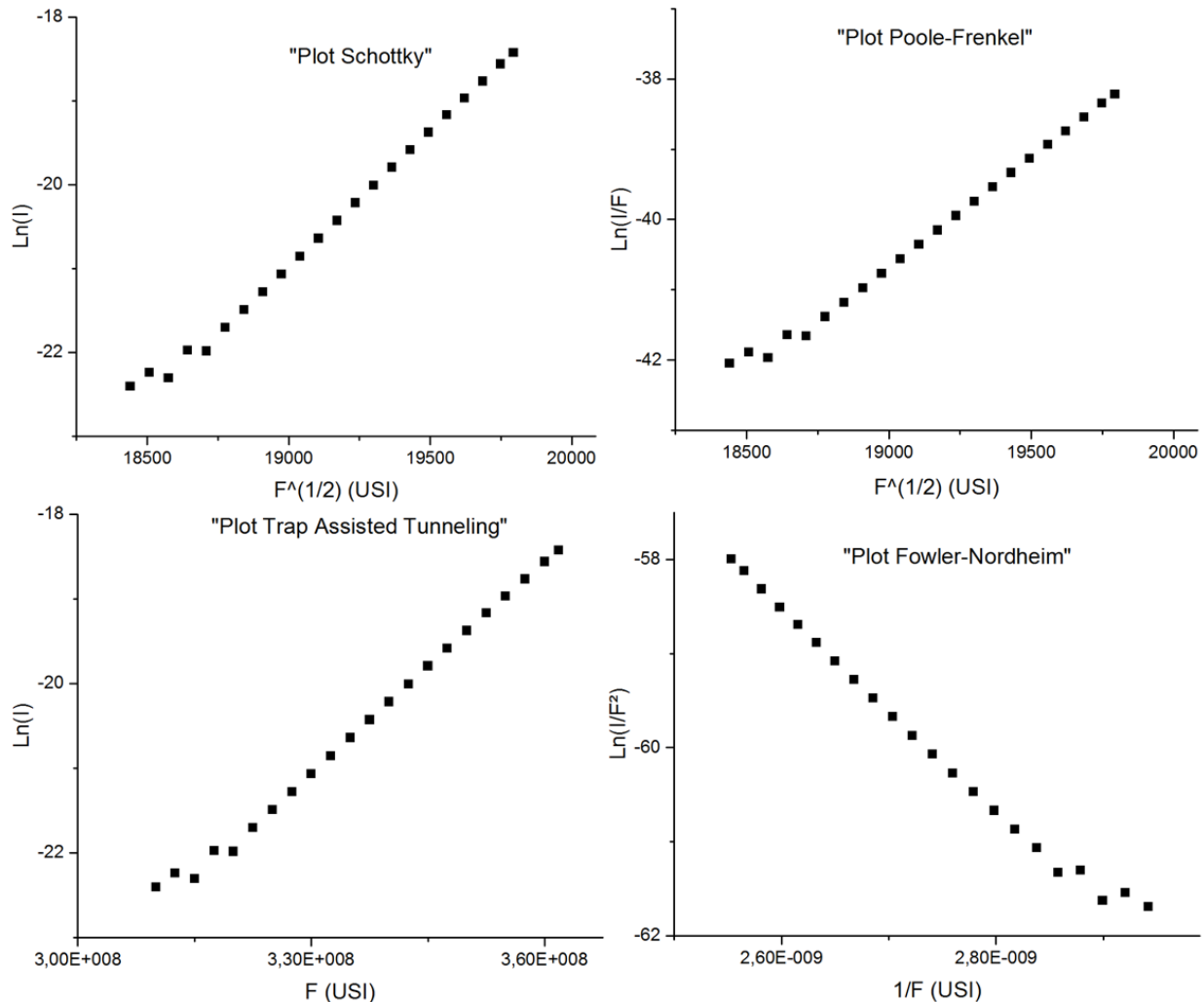


Figure 2.16: Différentes méthodes de linéarisation de l'I(V) de la figure 2.15 sur Pt/Al₂O₃ 10/Al. Toutes les figures sont présentées en unités du système international.

Tous les ajustements sont donc effectués sur les courbes expérimentales brutes (non-linéarisées) à l'aide du logiciel OriginPro 2016. Les équations ont été définies manuellement et un algorithme de type Levenberg Marquardt est utilisé pour ajuster les paramètres.

Les équations testées sont les équations des courants Thermoïonique, Fowler Nordheim, Poole Frenkel et Trap Assisted Tunneling. L'équation du courant tunnel direct n'a pas été utilisée car il est facile, connaissant la différence de potentiel appliquée, de savoir si le courant est de type tunnel direct ou du Fowler Nordheim : les valeurs possibles des paramètres physiques seront

discutées en détail plus loin, mais la hauteur de barrière de l'interface $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}$ (entre l'oxyde et l'électrode supérieure) ne dépasse pas 3,5eV alors que toutes les $I(V)$ réalisées sont exploitées au-dessus de 3,5V. Le courant tunnel n'est donc pas de type TD (voir § 2.1.3).

Le meilleur moyen d'identifier un courant thermoïonique est en principe de réaliser des mesures en température puisque ce courant dépend au premier ordre du carré de la température exprimée en Kelvin. Cette méthode n'a pas été utilisée ici car elle nécessite, pour pouvoir comparer entre elles des mesures effectuées à différentes températures, que les propriétés électriques soient stables sur une longue période de temps (plusieurs heures).

Avant de rentrer dans le détail des ajustements effectués, précisons que toutes les équations testées ont permis d'obtenir un coefficient de détermination, R^2 supérieur à 0.999 sur toutes les $I(V)$ testées, en laissant tous les paramètres libres. La discrimination entre les types de courant ne peut donc pas se faire de façon purement mathématique et il est nécessaire d'utiliser des arguments physiques pour borner les paramètres.

Ajustements de types thermoïonique

Les ajustements de type thermoïonique (Schottky) ont été réalisés en utilisant la densité de courant donnée par la formule 2.6, multipliée par la surface C ($2,5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2$). Les paramètres d'ajustement sont: Φ_0 , la hauteur de barrière à l'interface électrode inférieure / oxyde, ϵ_i la permittivité diélectrique de l'oxyde, et m_m^* la masse effective des électrons dans le métal. Dans tous les résultats présentés ici, la permittivité et la masse effective seront les valeurs relatives aux valeurs du vide.

On rappelle que la permittivité ϵ_i est la permittivité haute fréquence de l'oxyde. D'autre part ϵ_i n'influe que sur l'abaissement de la barrière proche de l'interface d'injection (effet Schottky). Dans l'hypothèse où un gradient de permittivité est présent dans l'oxyde, ϵ_i correspond donc à la permittivité proche de l'interface.

Le courant de type Schottky dépend uniquement de la valeur effective de la hauteur de barrière et pas des propriétés de la barrière loin de l'interface. L'effet des charges localisées dans l'oxyde n'a donc pas été modélisé (comme dans le cas du courant FN) par un champ électrique supplémentaire. On a fait à la place l'hypothèse qu'une variation de la valeur de Φ_0 suffit à prendre en compte la présence de charges localisées à proximité de l'interface, les charges localisées plus loin dans l'oxyde étant considérées comme sans effet sur le courant total.

D'après cette hypothèse, des courbes $I(V)$ obtenues à différents niveaux de vieillissement (ie de chargement) devraient pouvoir être ajustées avec les mêmes valeurs de ϵ_i et m_m^* , en changeant seulement Φ_0 .

Comme énoncé précédemment, toutes les $I(V)$ réalisées ont pu être ajustées avec l'expression du courant Schottky. Plus que cela, certains paramètres pouvant en compenser d'autres, un ensemble continu de trios de valeurs fonctionnent. Les tableaux ci-dessous donnent un échantillon représentatif des valeurs extraites pour chaque type d' $I(V)$:

Table 2.2.1 : Paramètres d'ajustement de type Schottky

Al/Al ₂ O ₃ 10/Al			Al/Al ₂ O ₃ 20/Al		
Φ_0	m_m^*	ϵ_i	Φ_0	m_m^*	ϵ_i
1,5	0,02	0,802	1,65	0,01	0,540
1,6	1,13	0,802	1,70	0,04	0,540
1,65	8,21	0,802	1,80	2,31	0,540

Pd/Al ₂ O ₃ 10/Al			Pd/Al ₂ O ₃ 20/Al		
Φ_0	m_m^*	ϵ_i	Φ_0	m_m^*	ϵ_i
1,9	0,001	0,282	2,4	0,00766	0,148
2	0,0969	0,282	2,50	0,40	0,148
2,1	5,079	0,282	2,55	2,90	0,148

Pt/Al ₂ O ₃ 10/Al			Pt/Al ₂ O ₃ 20/Al		
Φ_0	m_m^*	ϵ_i	Φ_0	m_m^*	ϵ_i
2,2	0,0092	0,221	2	0,0226	0,301
2,3	0,48217	0,221	2,1	1,18705	0,301
2,35	3,4897	0,221	2,15	8,59133	0,301

À partir de ces tableaux il est possible de déduire que :

-La valeur de m_m^* ne peut pas être extraite car n'importe quelle variation de ce paramètre peut être compensée par une variation minime de Φ_0 .

-Les valeurs de ϵ_i sont très faibles, mais restent physiquement possibles. En effet la permittivité optique peut être mesurée à partir de l'indice de réfraction de l'alumine ($\epsilon_i \approx n^2$). Or pour certaines longueurs d'ondes (IR), Boidin et. al [172] mesurent un indice inférieur à 0,5. Les variations de ϵ_i pour différentes jonctions (y compris des jonctions utilisant des électrodes de même nature) sont physiquement incohérentes, mais pourraient être expliquées par les sources d'erreur, et les hypothèses restrictives de l'ajustement.

-Pour finir, Φ_0 peut être extrait à 0,3 eV près. Les variations de Φ_0 peuvent correspondre à une variation de la quantité de charges proches de l'interface et ces charges ne sont pas nécessairement identiques pour chaque jonction.

Le principal argument contre la présence de courant thermoïonique dans ces jonctions est l'importance de la hauteur de barrière à l'interface métal/alumine. À température ambiante, le courant Schottky est typiquement observé sur des jonctions dont la hauteur de barrière est autour de 0,5 eV, 0,8 eV au maximum. Or, dans le cas de nos jonctions, la hauteur de barrière Al/Al₂O₃ (qui est plus faible que les barrières Pd/Al₂O₃ et Pt/Al₂O₃) est extraite à plus de 1,5 eV. En comparaison, l'énergie thermique moyenne des électrons est de seulement 25 meV à température ambiante.

Il paraît donc invraisemblable que le courant observé soit de type thermoïonique.

Ajustements de types Poole-Frenkel et TAT

Les ajustements PF et TAT (correspondant aux équations 2.21 et 2.22) ont aussi été effectués. Cependant, les paramètres extraits ne seront pas présentés en détail dans ce travail, car ces valeurs ne permettent ni d'affirmer ni d'infirmer la présence de ces courants de façon concluante. D'autres arguments, plus qualitatifs, seront exposés :

Les courants de type assistés par pièges sont aussi parfois appelés « courants limités par le volume » car le processus limitant dans le transport des électrons est le transit de pièges en pièges. Les propriétés de l'interface n'ont donc pas d'influence sur le courant global. Or, il est visible sur la figure 2.15 que le métal utilisé comme électrode a une influence sur le courant. Il est donc peu probable que le phénomène de transport dominant observé soit de type assisté par piège.

Un autre argument tend à discréditer la présence de courant PF ou TAT: le domaine principal où les mécanismes de transport dominant sont identifiés comme étant de type assisté par pièges est le domaine du SILC. Dans ce contexte, le stress est invariablement associé à une augmentation du courant assisté par pièges [150,152,173–177]. Lorsqu'à la fois des mécanismes assistés par pièges et du FN sont identifiés, le stress a pour effet de diminuer le courant FN [150,152,169].

Il est possible que les pièges générés sur nos échantillons soient trop profonds (ie que les électrons soient trop liés) pour pouvoir participer à la conduction. Cependant, aucun argument particulier ne semble justifier cette hypothèse.

Étant donné que le courant observé dans notre cas tend à diminuer avec le stress électrique (voir §2.5), il paraît probable qu'il ne s'agit pas de courant PF ou TAT.

Pour ces raisons, il est fortement improbable que le courant observé soit de type assisté par pièges et la suite de ce travail se fondera sur l'hypothèse que le courant est dominé par le seul type de courant restant : le courant Fowler Nordheim.

2.3.4. Ajustements de type Fowler Nordheim

Comme dans les paragraphes précédents, une multitude de jeux de paramètres permettent d'ajuster la même courbe $I(V)$. L'équation du courant FN est l'équation 2.24 donnée ci-dessous (tirée de l'équation 2.20). Dans cette version, modifiée pour prendre en compte la présence d'un champ électrique supplémentaire E_p (correspondant à la différence d'EF des deux électrodes plus un terme supplémentaire lié aux charges fixes dans l'oxyde), 4 paramètres sont a priori inconnus : les masses effectives des électrons dans le métal et dans l'isolant, la hauteur de barrière à l'interface d'injection et le champ E_p .

$$I_{FN} = C \frac{e^2 m_m^*}{8\pi m_i^* h \Phi_0} \left(\frac{V}{t} + E_p \right)^2 \exp \left(- \frac{8\pi \sqrt{2m_i^*} e}{3h} \frac{t}{V + E_p * t} \Phi_0^{3/2} \right) \quad (2.24)$$

Bien que Φ_0 corresponde en principe à la différence entre le travail de sortie de l'électrode et l'affinité électronique de l'alumine, de nombreux travaux, réalisés principalement sur l'interface

Al/Al₂O₃, mettent en évidence une grande variabilité de ce paramètre en fonction des méthodes de fabrication. L'étude [178] présente des mesures de hauteur de barrière (à l'interface Al/Al₂O₃) allant de 1 à 3.5 eV. D'autre part, les sources présentes dans la littérature s'accordent à dire qu'entre l'aluminium, le palladium et le platine, ce dernier a le plus grand travail de sortie avec 1 eV de plus que l'aluminium (EWF (eV) : Al 4,2, Pd 5, et Pt 5,3 [179], Al 4,28, Pd 5,12, Pt 5,65 [180]). Pour ces raisons, dans tous les ajustements effectués, Φ_0 sera borné entre 1 et 4,5 eV.

De même, pour m_i^* , les valeurs de la littérature sont en général autour de 0.25 [181], mais elles varient en fonction de la structure cristalline et des méthodes de dépôt. Cette valeur est d'autant moins connue que la masse effective à considérer est celle d'un électron dans la bande interdite de l'oxyde et non dans sa bande de conduction [182]. D'autre part, certaines publications parlent de masse effective tunnel très basse [183]. La masse effective des électrons dans l'oxyde est donc limitée entre 0,01 et 0,9 dans ce travail.

Ep quant à lui, peut être positif ou négatif en fonction des EWF des métaux utilisés, et du signe des charges localisées dans l'isolant. Aucune limitation ne sera imposée sur ce paramètre.

Pour finir, m_m^* , la masse effective dans le métal est assez mal connue. Des valeurs sont disponibles dans la littérature (Al: 1,5 Pd: 2,6 Pt: 13 [148][179]) mais ces valeurs sont elles-aussi sensibles aux méthodes de dépôt du métal. Pour limiter le nombre de paramètres, le choix a été fait de négliger cette variable et de la remplacer par la masse d'un électron libre. Cette hypothèse est couramment utilisée dans la littérature traitant du courant FN [159,160,167,184–186].

Comme dans tous les cas présentés précédemment, plusieurs trios de paramètres permettent d'obtenir un ajustement adéquat. Les résultats sont présentés sous forme de graphiques et non de tableaux pour deux raisons principales : d'une part, l'ensemble des solutions forme une courbe 3D que les graphiques permettent de visualiser. D'autre part, un nombre important de paramètres est extrait et tous seront utilisés dans le prochain chapitre pour des calculs numériques de facteurs de jauge.

La figure 2.17 représente graphiquement un ensemble de paramètres extraits pour tous les principaux types de jonction fabriqués (Al, Pd et Pt en 10 et 20 nm). Les jonctions de 10 nm sont représentées en carrés pleins, et celles de 20 nm en carrés creux. Φ_0 et m_i^* varient sur une large gamme et sont donc représentés sur les axes X et Y, respectivement. Ep varie lui aussi mais de façon beaucoup moins prononcée. Il évolue de façon monotone le long de la courbe et seules ses valeurs extrêmes sont indiquées sur le graphe.

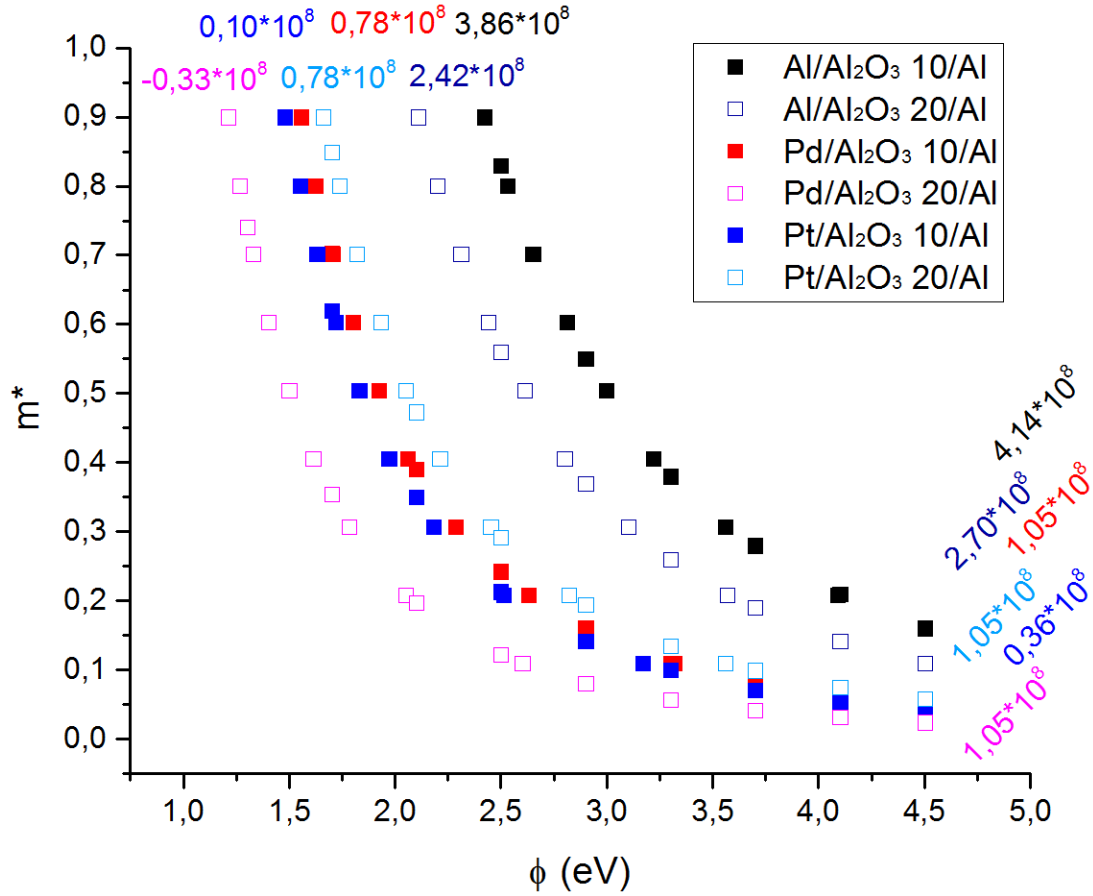


Figure 2.17 : Variation des paramètres d'ajustement pour les six types de jonction (10 et 20 nm). E_p est exprimé en Vm^{-1}

Il est possible d'ajuster chaque courbe avec l'expression du courant FN en utilisant des paramètres cohérents avec la littérature sur le sujet. Cependant, du fait de la multiplicité des paramètres adéquats, il n'est pas possible d'identifier de manière satisfaisante Φ_0 et m_i^* . En fonction de la valeur de l'un, l'autre peut varier dans la quasi-totalité de l'intervalle. E_p quant à lui, peut être identifié à $0.30 \cdot 10^8 Vm^{-1}$ près, mais aucune référence ne permet de discussion sur les valeurs extraites.

Les sources d'erreurs pour ces extractions sont présentées au paragraphe suivant mais elles sont trop importantes pour pouvoir comparer ces résultats entre eux. Ces extractions serviront néanmoins au chapitre 3 pour des calculs de sensibilité à la contrainte.

2.3.5. Sources d'erreurs dans les ajustements FN

Différentes hypothèses sont faites pour réaliser les ajustements présentés précédemment. Ces hypothèses sont source d'imprécision, mais cette imprécision est parfois quantifiable. Dans ce paragraphe, on présentera ces sources d'erreurs.

La première hypothèse, utilisée pour identifier le type de courant dominant est l'existence d'un seul courant dominant dans ces jonctions.

À partir de l'équation du courant FN, deux autres hypothèses sont source d'incertitude. La première est la méconnaissance de la valeur exacte de l'épaisseur de la jonction. Comme on l'a déjà dit, à l'issue de la phase de dépôt de l'électrode inférieure, le vide est cassé, et une couche d'oxyde natif se forme sur les échantillons d'Al (mais pas sur le Pd et le Pt qui sont difficilement oxydables). D'après la littérature, l'épaisseur de la couche d'oxyde peut être estimée à 3nm [187,188].

D'autre part, pendant et après le dépôt de l'électrode supérieure en aluminium, l'oxygène de l' Al_2O_3 peut diffuser dans l'électrode, l'oxyder et modifier ainsi l'épaisseur effective d'alumine. Il est difficile d'évaluer l'impact de ce phénomène, cependant deux critères peuvent être pris en compte. Après le dépôt ALD, l'échantillon est maintenu en permanence à basse température (pas plus de 50°C pendant le dépôt de l'électrode supérieur) ce qui limite fortement les phénomènes de diffusion. D'autre part, l'interface supérieure $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}$ est séparée de l'atmosphère ambiante par l'électrode supérieure. La quantité d'oxygène reste donc constante et l'oxyde formé, déficitaire en O, peut rester conducteur.

On peut aussi imaginer que de l'aluminium soit implanté dans l'alumine lors du dépôt.

Il est donc impossible de connaître l'épaisseur exacte d'alumine en l'absence de moyens d'observation supplémentaires. La figure 2.18 montre les paramètres extraits par ajustement sur les jonctions $\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3$ 10/Al et $\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3$ 20/Al en considérant une épaisseur réelle de 10, 13, 20 et 23 nm.

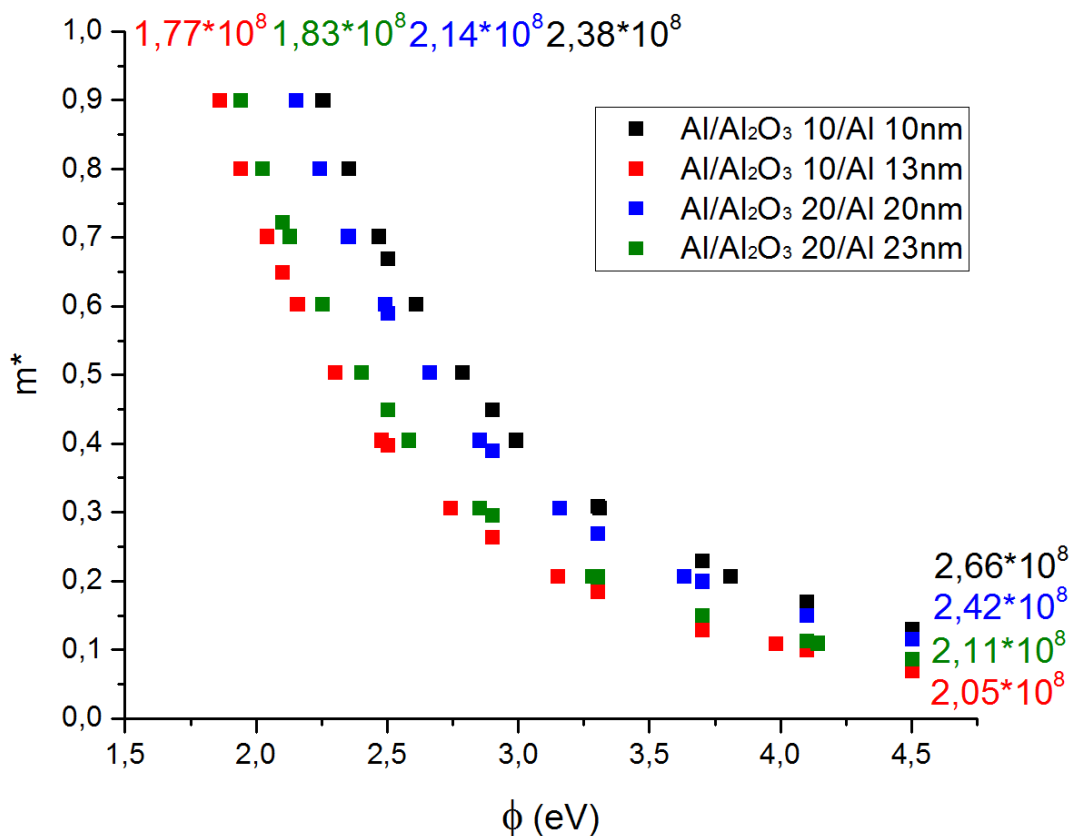


Figure 2.18 : Paramètres extraits par ajustements en fonction de l'épaisseur d'oxyde considérée. E_p est exprimé en Vm^{-1}

La variation des paramètres extraits est plus importante pour les jonctions de 10 nm que pour celles de 20 nm (plus grande variation relative d'épaisseur). Les phénomènes d'oxydation à l'interface supérieure sont donc susceptibles d'avoir un impact important sur les valeurs extraites, mais il s'agit d'une erreur systématique (tous les échantillons possèdent la même interface supérieure $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}$)

La seconde approximation, couramment admise dans la littérature, consiste à négliger la masse effective des électrons dans le métal. Cette hypothèse est la plus forte dans le cas du platine dont la masse effective relative est la plus élevée (autour de 13). La figure 2.19 montre les paramètres extraits avec et sans cette simplification ($m_m^* = 1$ et $m_m^* = 13$).

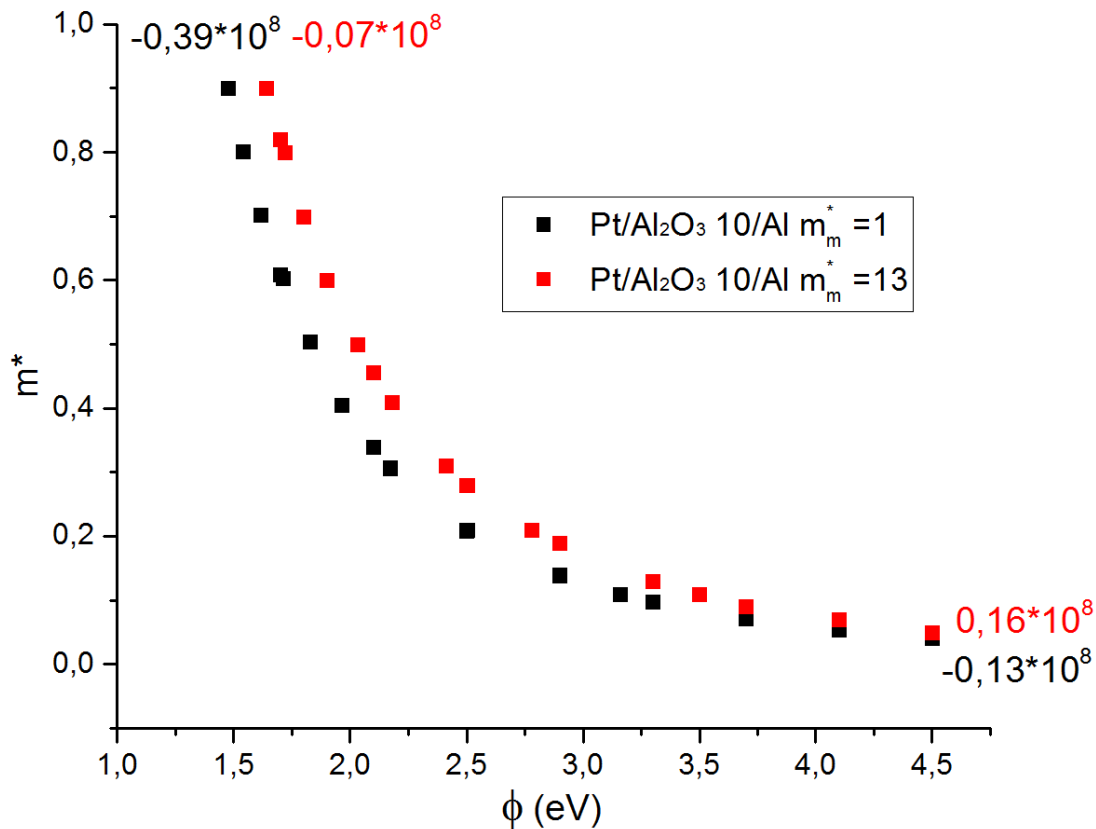


Figure 2.19 : Paramètres extraits sur un échantillon Pt/ Al_2O_3 10 nm / Al en fonction de la masse effective considérée dans le métal d'injection. E_p est exprimé en V m^{-1}

L'influence de cette hypothèse reste relativement faible (inférieure à la variation des paramètres extraits pour des jonctions de même nature mais d'épaisseur différente). D'autre part, il s'agit d'une erreur systématique pour des jonctions de même nature.

La dernière source d'incertitude provient de la méthode utilisée pour réaliser l'ajustement. Deux alternatives principales existent : réaliser l'ajustement directement sur I (le courant mesuré) ou le faire sur le logarithme de I . Dans le premier cas, la courbe ajustée correspond fortement aux points de haut courant mais peut s'éloigner des points de faible courant. Dans le second, une importance plus grande est accordée aux points à bas courant.

Les parties A) et B) de la figure 2.20 montrent ces deux types d'ajustement réalisés sur une jonction Pt/Al₂O₃ 10/Al en échelle linéaire et logarithmique. On peut voir que l'ajustement sur Log(I) est plus adapté aux points à bas champ alors que l'ajustement sur I correspond mieux aux points à haut champ. La partie C) de la figure présente les paramètres extraits en fonction de l'ajustement utilisé. En terme de Φ_0 et m_i^* la différence est faible, le type d'ajustement n'a donc pas d'impact significatif sur le résultat.

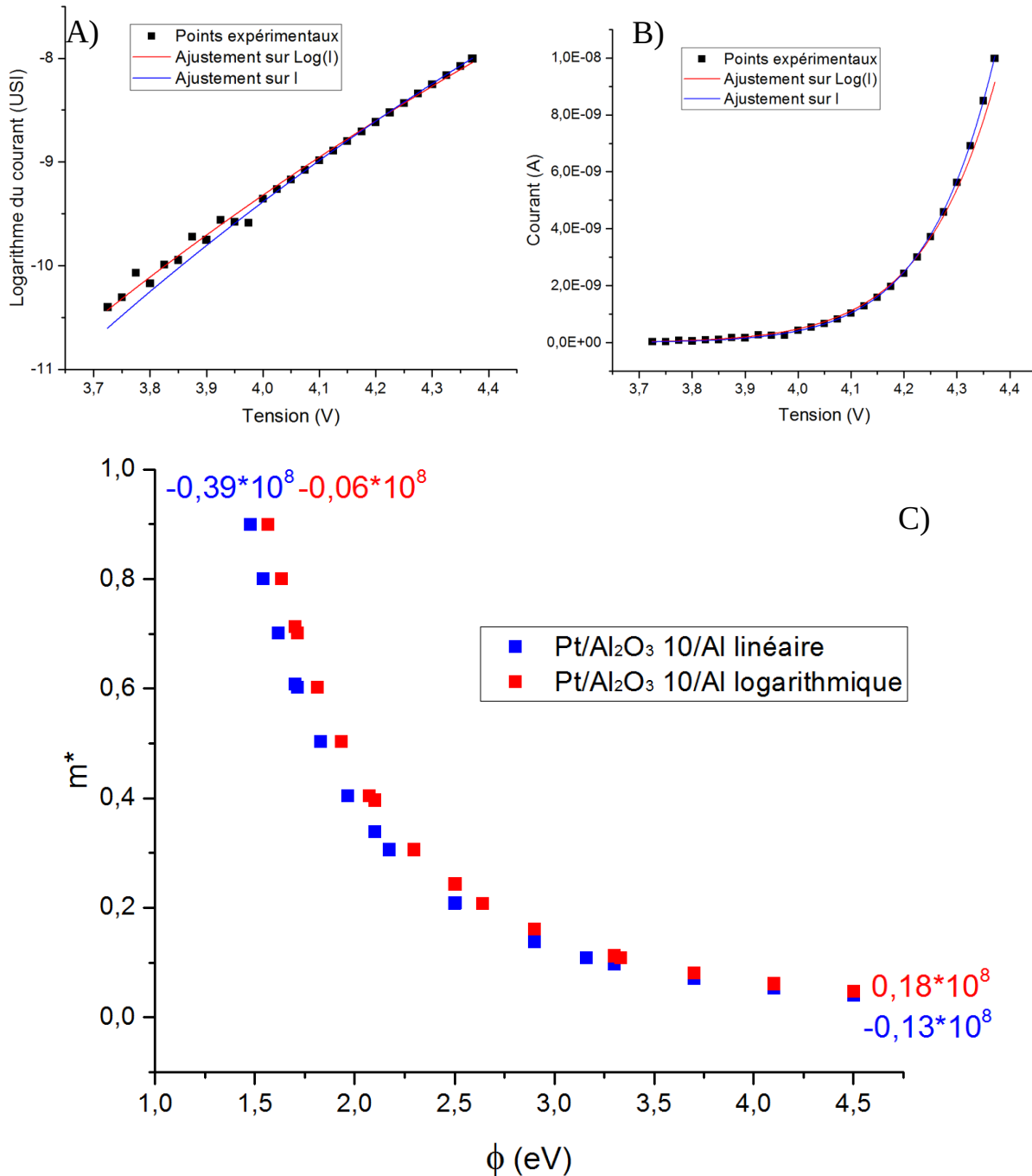


Figure 2.20 : Ajustements réalisés sur I et sur log(I) présentés : A) en échelle log B) en échelle linéaire. C) Impact du type d'ajustement (linéaire ou logarithmique) sur les paramètres extraits. E_p est exprimé en Vm^{-1}

Tous les ajustements présentés précédemment sont réalisés sur I car les points à haut champ sont considérés comme plus fiables que les points à bas champ. La difficulté pour ajuster de façon satisfaisante la totalité des points en même temps est le signe que l'équation du courant FN n'est pas totalement adaptée pour la description du courant observé.

2.4. Nature du courant en polarisation inverse

Dans le chapitre 3, on réalisera des mesures de facteurs de jauge dans les deux polarités. Il est donc important de s'assurer de la nature du courant lorsque les électrons sont injectés depuis l'électrode supérieure.

La figure 2.21 montre en rouge une $I(V)$ réalisée sur une jonction $\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3\ 20/\text{Al}$ polarisée en inverse (injection depuis l'électrode supérieure) avec le même processus de vieillissement que les $I(V)$ précédentes. La courbe noire est l' $I(V)$ correspondante en injection depuis l'électrode inférieure.

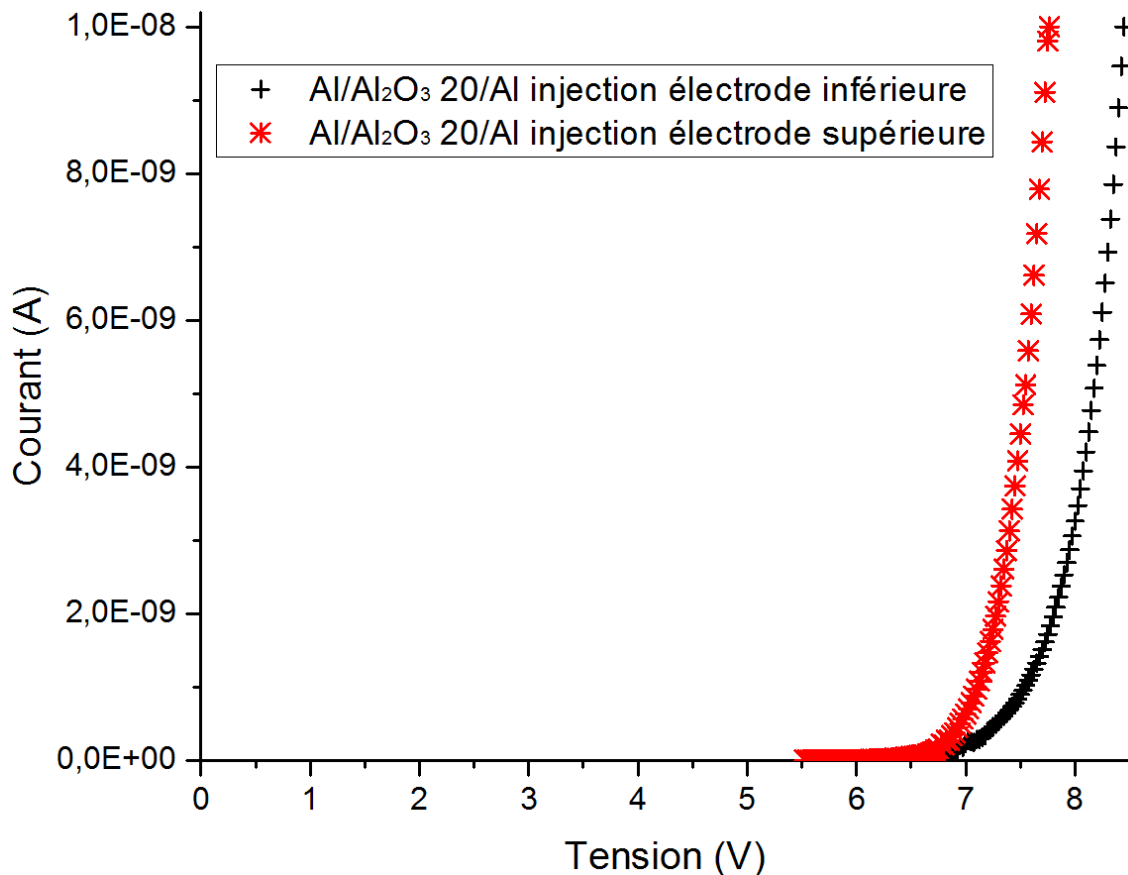


Figure 2.21 : $I(V)$ sur une jonction $\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3\ 20/\text{Al}$. Injection des électrons depuis l'électrode inférieure (en noir) et supérieure (en rouge)

Bien qu'elles ne soient pas identiques, les courbes IV obtenues dans les deux polarités sont du même ordre de grandeur. Leur dissemblance peut s'expliquer par la différence de nature de

l' Al_2O_3 proche des interfaces (oxyde natif proche de l'électrode inférieure, diffusion/implantation à l'électrode supérieure).

Certains arguments qualitatifs permettent d'identifier le type de courant observé. La hauteur de barrière à l'interface $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}$ est au moins supérieure à 1 eV (voir §2.3.4), ce qui rend la présence de courant Schottky hautement improbable. Les mécanismes PF et TAT sont limités par le volume du diélectrique, ce qui signifie que le sens de l'injection n'a pas d'influence sur le courant associé. L'asymétrie de l' $I(V)$ est donc un indicateur qui permet de discriminer les mécanismes PF et TAT. Pour finir, la tension appliquée étant ici aussi largement supérieure à la hauteur de barrière de l'électrode réceptrice (l'électrode inférieure), le courant n'est pas de type tunnel direct.

Il est donc raisonnable de faire l'hypothèse que dans ce sens aussi, le courant est de type Fowler Nordheim.

La figure 2.22 présente le résultat des extractions de paramètres réalisées par ajustements sur les $I(V)$ présentées dans la figure 2.21.

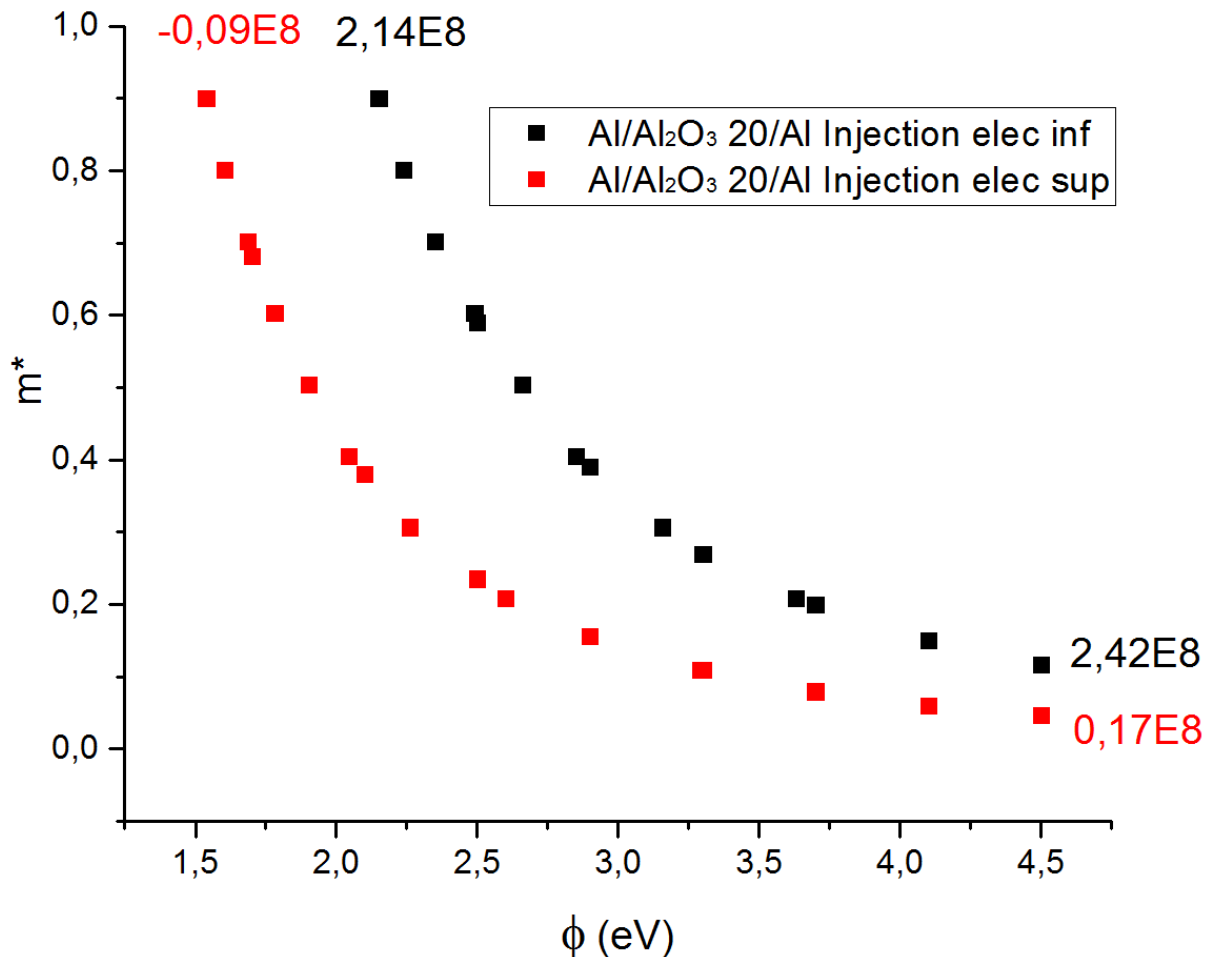


Figure 2.22 : Paramètres extraits par ajustements des $I(V)$ de la figure 2.21 E_p est exprimé en Vm^{-1}

Au vu de la figure 2.22, il apparaît que les paramètres extraits par ajustements sont largement différents d'une polarisation à l'autre. Bien qu'il s'agisse de la même jonction, la nature des interfaces est susceptible de varier entre les électrodes supérieure et inférieure (voir § 2.1.4).

D'autre part, les charges localisées dans l'oxyde ne contribuent au champ parasite E_p que si elles sont situées dans la portion de l'oxyde dont la bande de conduction est située au-dessus du niveau d'énergie des électrons. En régime Fowler Nordheim, cela signifie que les charges proches de l'électrode réceptrice (i.e. positive, électrode 2 tel que définie au §2.1) n'ont pas d'influence sur le champ parasite.

Il est donc possible d'extraire deux valeurs différentes de E_p en fonction de la polarisation des mesures sur une jonction. Cette différence serait alors liée à une différence de densité de charges à proximité des interfaces.

2.5. Effets de chargement et création de pièges

La génération de pièges dans l'oxyde diélectrique est la principale cause de destruction des jonctions MIM et MOS à cause des claquages diélectriques qu'ils provoquent. Mais même avant rupture, ces pièges provoquent un glissement progressif des propriétés électriques des jonctions. Pour ces raisons, ce phénomène est largement étudié sur des jonctions MOS, dans le cadre de la variation des tensions de seuil des transistors [174], et du SILC (Stress Induced Leakage Current) dans les mémoires non-volatiles [177]. De façon schématique, on peut dire que le SILC est dû à la présence de pièges vides qui favorisent le transit des électrons par conduction assistée par pièges alors que la variation des tensions de seuil est due au champ électrique généré par les pièges chargés. En ce sens, le problème rencontré dans cette thèse (la variation avec le temps de l'intensité du courant FN) est plus proche du second. Quoi qu'il en soit, le mécanisme sous-jacent reste la détérioration de l'oxyde sous un stress électrique.

La plupart des études sur le sujet sont réalisées sur du SiO_2 mais certaines observations peuvent être transposées à l'alumine. Plusieurs types de pièges peuvent être générés et ces pièges peuvent se charger dans des plages spécifiques de champ électrique. Ainsi, une augmentation du champ électrique extérieur appliqué peut éventuellement conduire à une diminution du champ parasite [175]. Il semble aussi que l'épaisseur de l'oxyde influe sur la dynamique de création des pièges [176], même si le facteur dominant est la quantité et l'énergie des charges injectées [173].

2.5.1. Dynamique du vieillissement

La figure 2.23 illustre la variation progressive du courant FN au cours du temps. Il s'agit d'une $I(t)$ réalisée à 5V sur une jonction $\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3$ 20/Al pendant plus de trois jours.

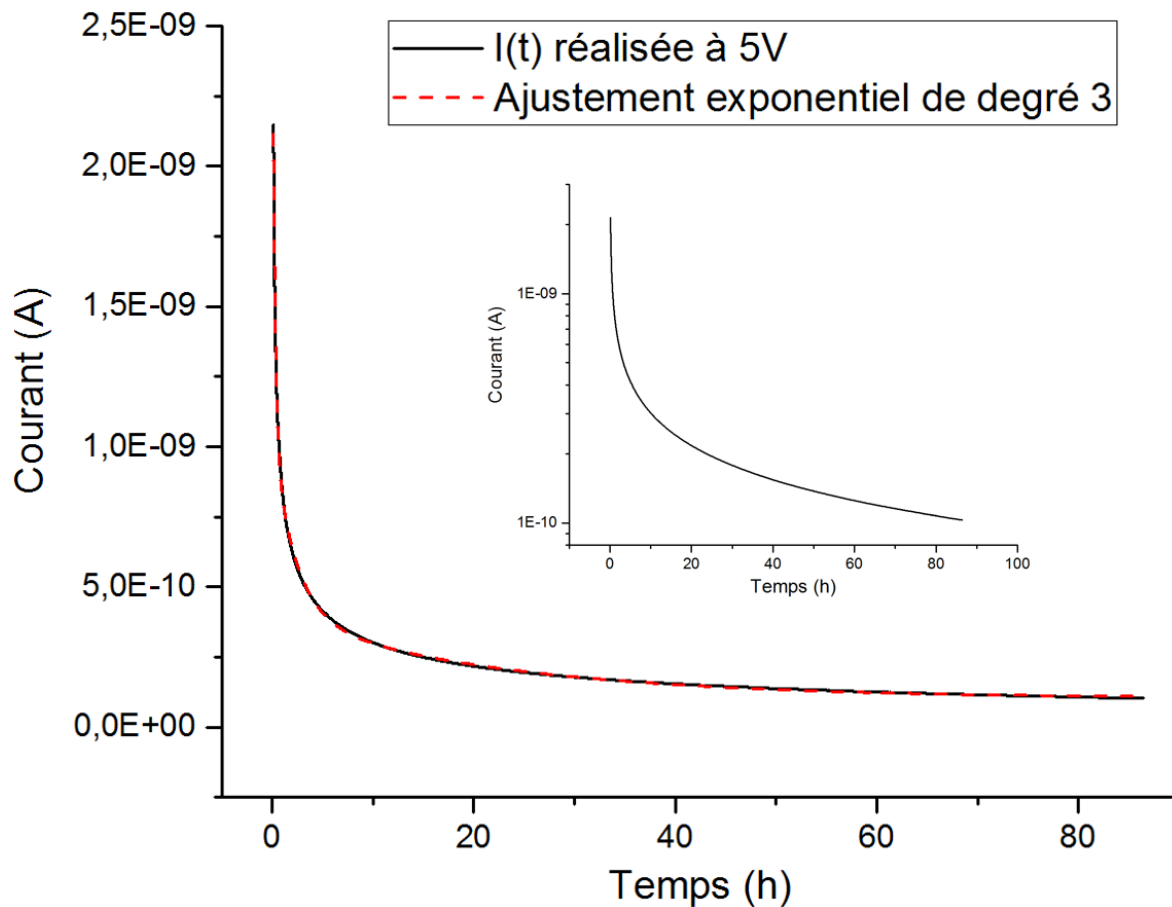


Figure 2.23 : $I(t)$ réalisée à 5V sur une jonction Al/Al₂O₃ 20/Al. La courbe rouge est un ajustement par une exponentielle décroissante de degré 3. L'insert correspond à la même courbe en échelle logarithmique.

Il est clair d'après cette figure, que la dérive du courant ne peut être négligée, même après une longue période de temps. Cette propriété est problématique pour la réalisation de jauges puisqu'il est nécessaire de pouvoir différencier une variation de courant due à l'application de contraintes d'une variation due au vieillissement naturel de la jonction. Même dans l'hypothèse où des mesures seraient réalisées sous la forme d'impulsions rapides, le vieillissement nécessiterait une re-calibration régulière.

Les meilleurs ajustements de cette courbe (montrés en traits pointillés rouges) ont été obtenus en utilisant une fonction exponentielle décroissante de degré 3 (somme de trois exponentielles décroissantes). Les exponentielles décroissantes de degré inférieur donnent lieu à des ajustements clairement inadaptés. Il semblerait que la première exponentielle corresponde au chargement des pièges déjà existants au début de la mesure alors que les deux dernières correspondent à la génération puis au remplissage de nouveaux pièges [169]. La génération de pièges est un phénomène autolimitant dans une $I(t)$; en effet, à tension constante, les nouveaux pièges chargés augmentent le champ parasite qui, à son tour, diminue le courant. Les charges traversant l'oxyde sont donc moins nombreuses, ce qui ralentit la création de nouveaux pièges.

2.5.2. Effet du vieillissement sur les paramètres extraits

L'une des questions importantes au vu du vieillissement est : « la modélisation des charges locales dans l'oxyde comme un champ électrique constant dans la jonction est-elle adaptée ? » D'après cette hypothèse, des $I(V)$ réalisées à différents stades de vieillissement doivent être ajustables avec les mêmes paramètres, en variant uniquement la valeur de E_p . La figure 2.24 montre la vérification expérimentale de ce principe sur 11 $I(V)$. Ces courbes proviennent d'une jonction Al/Al_2O_3 10/ Al et sont séparées 2 à 2 par des $V(t)$ à 5nA de 1000s.

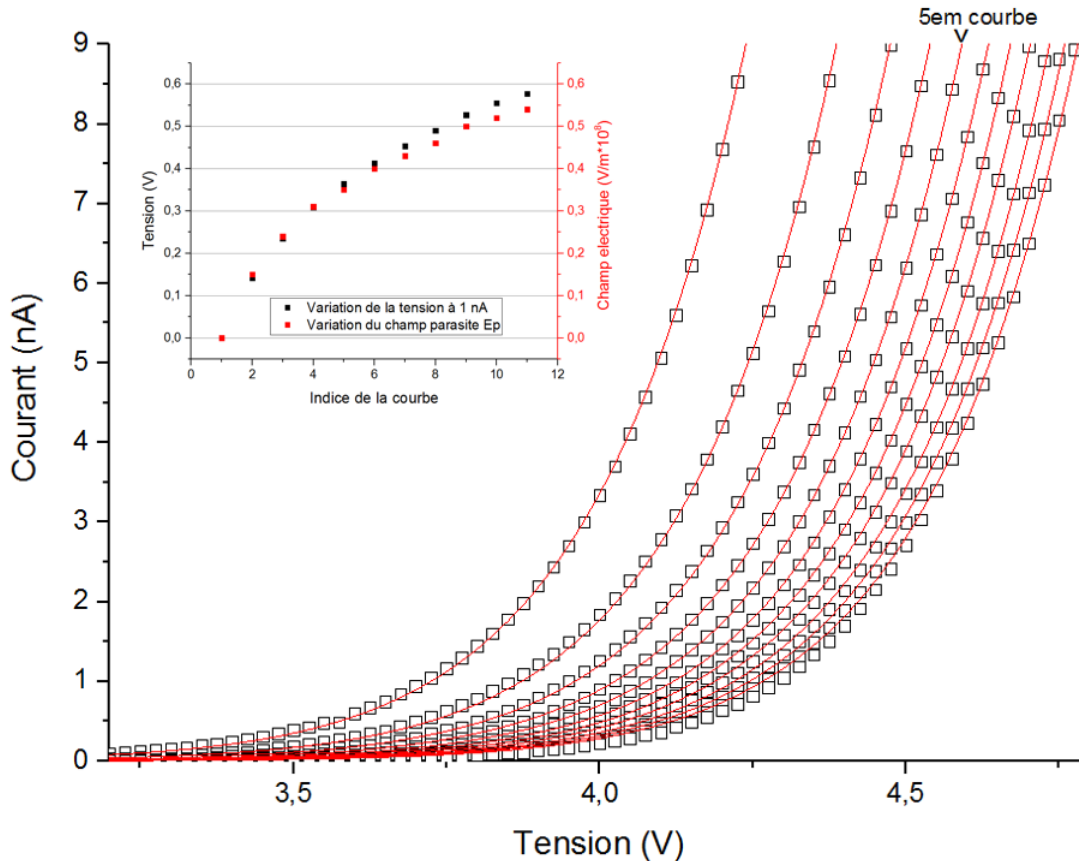


Figure 2.24 : Ajustements sur des $I(V)$ correspondant à différents stades de vieillissement

Tous les ajustements de la figure 2.24 sont réalisés avec les mêmes valeurs de m_i^* et Φ_0 . Ces valeurs ont été obtenues (et choisies au hasard parmi l'ensemble des couples possibles) en réalisant un ajustement sur la 5^e courbe de la série. Seule la valeur du champ parasite est modifiée entre les différentes $I(V)$, et cette variation permet d'obtenir un coefficient de corrélation supérieur à 0,999. L'insert de la figure représente en noir le décalage vers des V positifs des courbes et en rouge la variation du paramètre E_p . Les deux courbes sont fortement corrélées. Le décalage est mesuré à 1nA.

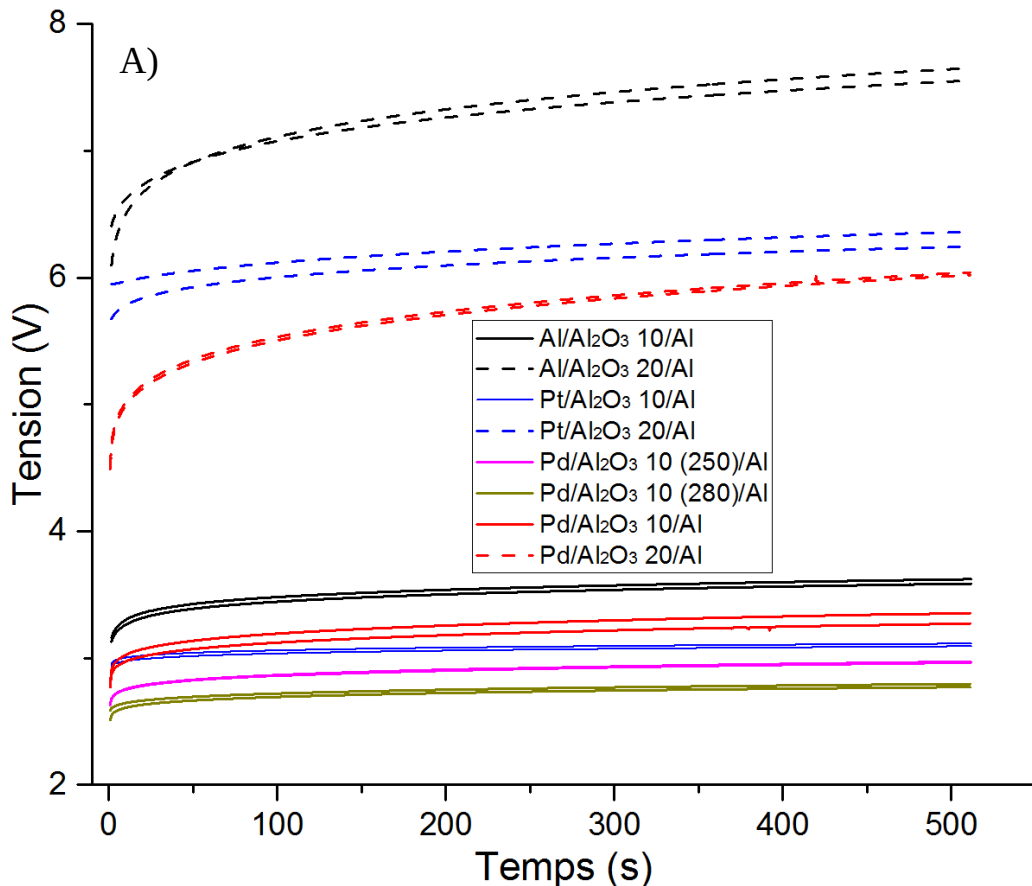
La possibilité d'ajuster toutes les courbes avec les mêmes m_i^* et Φ_0 montre que le vieillissement peut bien être modélisé par une variation du paramètre E_p , tant que ce vieillissement reste relativement faible (i.e. provoque un décalage $< 0.5V$). Cependant, lorsque ces paramètres

sont laissés libres, ils tendent vers d'autres valeurs. D'autre part, la qualité des ajustements tend à décroître lorsqu'on s'éloigne de la 5^e courbe.

Dans le chapitre 3, on utilisera les paramètres extraits pour calculer un facteur de jauge théorique et le comparer aux résultats expérimentaux. Pour prendre en compte l'influence du vieillissement, on a fait subir 20 cycles de la procédure décrite ci-dessus (une $I(t)$ à 5 nA suivi d'une $I(V)$) à tous les types de jonction. On a ensuite utilisé la 20^e $I(V)$ pour réaliser de nouveaux ajustements. La variation maximum des paramètres extraits a été observée pour l'échantillon de type Al/Al₂O₃ 10/Al et est de l'ordre de 0.2 eV à $m_i^*=0.5$ (similaire à l'incertitude liée à m_m^* illustrée en figure 2.19).

2.5.3. Recherche de la structure optimale

Bien qu'aucun moyen n'ait pour l'instant été découvert pour supprimer complètement ce phénomène, plusieurs facteurs influent sur sa dynamique. La figure 2.25 permet de comparer les dynamiques de vieillissement des différents échantillons fabriqués. La comparaison est faite sur des $V(t)$ réalisées à 5nA. Le courant étant fixe, chaque jonction est traversée par le même nombre de charges. Pour chaque type de jonction, deux courbes sont présentées correspondant à deux jonctions vierges différentes. Cela montre que la variabilité entre deux jonctions du même type, bien que non négligeable, est nettement inférieure à la variation due aux différences de nature des jonctions.



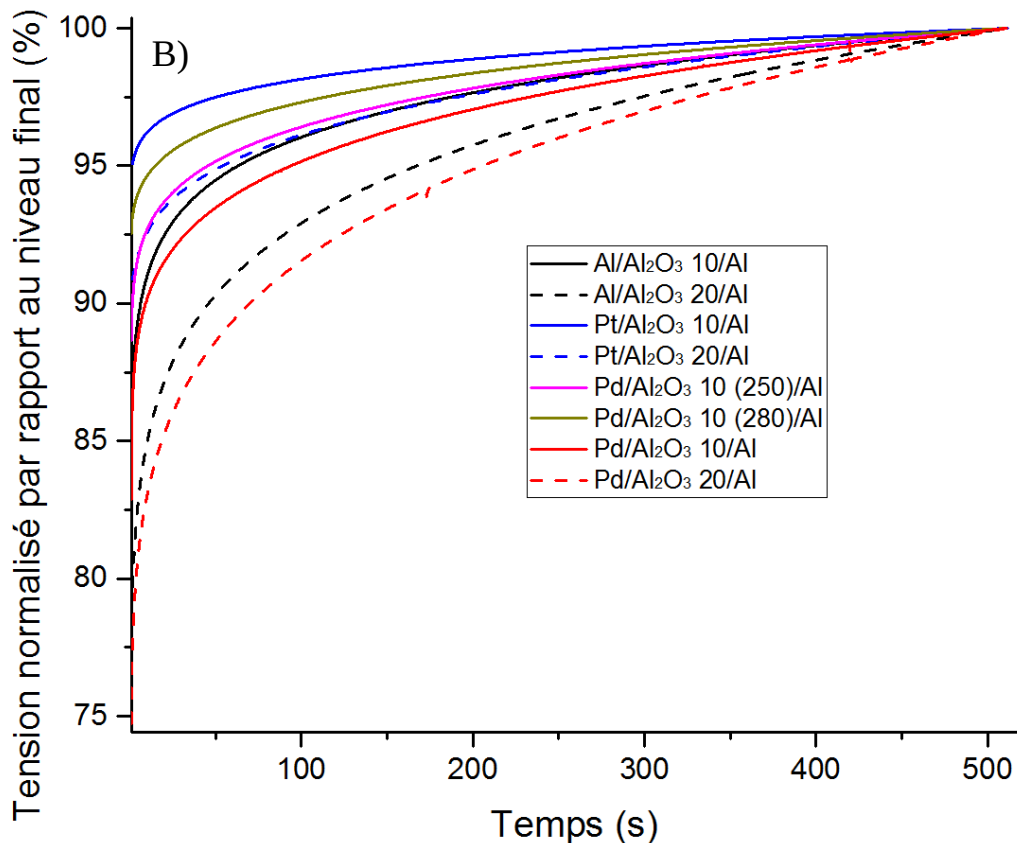


Figure 2.25 : Vieillessement de jonctions vierges en $V(t)$ pour différents types de jonction. A) Courbes brutes B) Courbes normalisées par rapport à la tension finale atteinte.

Sur ces courbes, V est contrôlée par l'instrument de mesure de manière à forcer en permanence un courant de 5nA dans la jonction. La variation de V reflète donc l'évolution au cours du temps du champ électrique parasite qui tend à le compenser. La partie A) de la figure montre l'évolution de la valeur absolue de la tension appliquée au cours du temps, c'est la grandeur importante pour un utilisateur souhaitant intégrer la jonction dans un pont de Wheatstone ou un autre montage équilibré. La partie B montre ces mêmes courbes normalisées par rapport à leur valeur maximum. Pour la bonne lisibilité de ce graphique, seule une courbe est présentée par type de jonction. La pente de ces courbes donne la variation de la tension en pourcentage par unité de temps. C'est une donnée importante quand le signal à mesurer est lui-même proportionnel à la tension (ou courant) au travers de la jonction (on verra que c'est le cas de la variation sous contrainte).

Les tableaux 2.2 A) et B) présentent les vitesses de dérive des différentes courbes calculées à 500s. Ils sont extraits respectivement des portions A) et B) de la figure 2.25. La partie A) exprime la dérive en Volt par minute et la partie B) en pourcent par minute. Dans chaque cas, les jonctions sont classées de la plus performante à la moins performante (les différences sont notées en rouge).

Table 2.2 : Vitesses de dérive des courbes à 500s.

A)

Nature de la jonction	Pt 10	Pd 10 (280)	Pd 10 (250)	Al 10	Pd 10	Pt 20	Al 20	Pd 20
Dérive à 500s ($V\ mn^{-1}$)	0,005	0,006	0,008	0,012	0,013	0,022	0,042	0,043

B)

Nature de la jonction	Pt 10	Pd 10 (280)	Pd 10 (250)	Al 10	Pt 20	Pd 10	Al 20	Pd 20
Dérive à 500s ($\%\ mn^{-1}$)	0,14	0,22	0,29	0,31	0,35	0,40	0,55	0,71

La première observation est l'influence de l'épaisseur de la jonction sur le vieillissement. Les jonctions de 10nm dérivent moins que les 20nm, que ce soit en valeurs absolues ou en valeurs relatives. D'autre part, les matériaux utilisés ont eux-aussi une influence, le Pt présentant les plus faibles dérives.

Différents tests ont été réalisés pour tenter d'améliorer les performances des jonctions en vieillissement. En plus des dépôts ALD thermiques, des dépôts par plasma (où l'eau est remplacée par des ions oxygènes générés par plasma, voir annexe I) ont été utilisés sur des échantillons Pt/Al₂O₃ 20/Al. Deux temps d'exposition au plasma (20 et 40s) ont été testés. Certaines des jonctions ainsi fabriquées ont aussi été recuites dans un four RTA (Rapid Thermal Annealing) pendant 2 mn à 450, 650 et 850°C avant que l'électrode supérieure en aluminium ne soit déposée.

Aucune amélioration des propriétés électriques des jonctions n'a été observée lors de ce test. Au contraire, la plupart des échantillons ont été complètement détruits et à l'exception du témoin (une jonction Pt/Al₂O₃ 20/Al ALD thermique 200°C sans recuit fabriquée en même temps), aucune caractéristique électrique exploitable n'a pu être obtenue.

La seconde série de tests, réalisés pour des questions de praticité sur des échantillons de type Pd/Al₂O₃ 10/Al a consisté à faire varier la température de dépôt de l'Al₂O₃ à 250 et 280°C. Ces échantillons ont déjà été présentés et les résultats sont donnés dans la figure 2.25. D'après ces mesures, le vieillissement est limité par l'usage d'une température plus élevée. Les échantillons réalisés à 280°C sont environ deux fois plus performant que ceux réalisés à 200°C (dérives de 0,006 $V\ mn^{-1}$ et 0,22 $\%\ mn^{-1}$ à 280°C contre 0,013 $V\ mn^{-1}$ et 0,40 $\%\ mn^{-1}$ à 200°C, voir tableau 2.2).

La température maximale est toutefois limitée car la fenêtre ALD du procédé est limitée à 300°C [154] (Au-delà le précurseur d'aluminium se décompose et le dépôt ne se fait plus couche par couche : régime CVD).

Pour finir, des tests ont été réalisés pour remplacer l'Al₂O₃ par de l'oxyde d'hafnium (HfO₂) mais aucune jonction satisfaisante n'a pu être fabriquée. L'HfO₂ obtenu sur notre bâti est généralement connu pour être plus « fuitieux » que l'Al₂O₃.

Les paramètres du dépôt par ALD ont une forte influence sur le phénomène de génération de pièges dans l'oxyde (en mal : plasma, ou en bien : température). Il s'agit donc d'une étude à

poursuivre pour minimiser le vieillissement des jonctions. Malgré les pauvres performances du HfO_2 , d'autres matériaux pourraient aussi démontrer de meilleurs résultats.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons commencé par introduire les différents types de courants susceptibles d'apparaître dans une jonction MIM, ainsi que les divers échantillons étudiés dans cette thèse. On a ensuite montré que malgré la présence de pièges dans l'oxyde, le courant de type Fowler Nordheim est le courant dominant dans la plage de tension observée. Bien que la création de pièges sous stress électrique soit impossible à empêcher complètement, on a vu qu'une température de dépôt de l'alumine élevée a un impact positif sur la dynamique de ce phénomène. Au contraire, il semble que les recuits RTA et le dépôt d'alumine par plasma aient un impact négatif. D'après cette étude il semblerait que le type de jonction optimale en terme de résistance au vieillissement soit une jonction $\text{Pt}/\text{Al}_2\text{O}_3$ 10 (280)/Al.

Dans le prochain chapitre, nous commencerons par mesurer la réaction des jonctions MIM à la contrainte. On étudiera ensuite les origines physiques de la sensibilité à la contrainte sur la base d'un mécanisme de transport de type Fowler Nordheim.

Table des matières

Chapitre 3 : Sensibilité à la contrainte des jonctions tunnel	81
Introduction.....	81
3.1. Mesures sous contrainte	81
3.1.1. Présentation du banc de test	81
3.1.2. Définition du facteur de jauge pour une jonction tunnel	84
3.1.3. Méthode de mesure du facteur de jauge en courant	85
3.1.4. Reproductibilité des mesures de facteur de jauge.....	89
3.1.1. Résultats : Facteurs de jauge mesurés	93
3.2. Origines physiques de la sensibilité à la contrainte	97
3.2.1. L'équation du courant FN sous contrainte	98
3.2.2. Variation sous contrainte des paramètres physiques.....	101
3.2.3. Dépendance du facteur de jauge au courant.....	109
Conclusion	110

Chapitre 3 : Sensibilité à la contrainte des jonctions tunnel

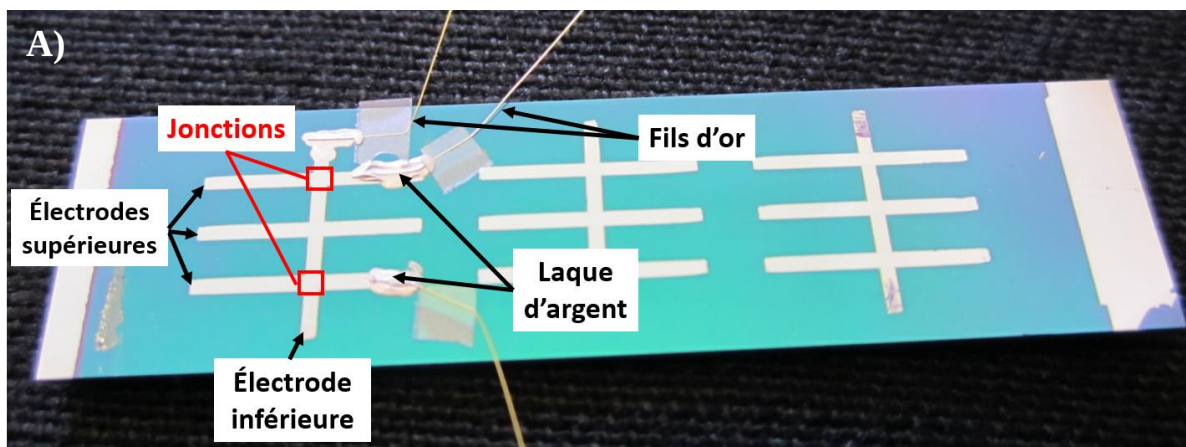
Introduction

La principale caractéristique des jauges de déformation est leur sensibilité à la contrainte. Dans ce chapitre, nous commencerons par présenter le banc de test et les méthodes utilisées pour extraire le facteur de jauge. Nous introduirons ensuite les résultats obtenus pour les différents types d'échantillons et pour les deux polarités. Après cela, nous exploiterons la formule du courant Fowler Nordheim pour tenter de déterminer les processus physiques à l'origine de la variation de courant observée. À partir de cette analyse, nous chercherons à comprendre les variations des facteurs de jauge mesurés.

3.1. Mesures sous contrainte

3.1.1. Présentation du banc de test

Pour appliquer une contrainte connue sur les échantillons, on a utilisé un banc de flexion. Pour cela les échantillons ont été découpés par laser en poutres de 1 par 4 cm (voir figure 3.1.A). L'une des extrémités de la poutre est fixée dans un étau pendant que l'autre subit une flexion variable contrôlée par un vérin électrique. La figure 3.1.B montre un échantillon chargé sur ce banc. À gauche, la poutre est maintenue dans l'étau et la pointe du vérin est à droite. Contrairement aux mesures du chapitre 2, les mesures en flexion ne peuvent être réalisées sous pointe. Le contact est donc pris avec des fils d'or. Les fils sont maintenus à l'aide de scotch et le contact électrique est assuré par une goutte de laque d'argent. Les mesures électriques sont à nouveau réalisées avec un analyseur paramétrique Keithley 4200-SCS®.



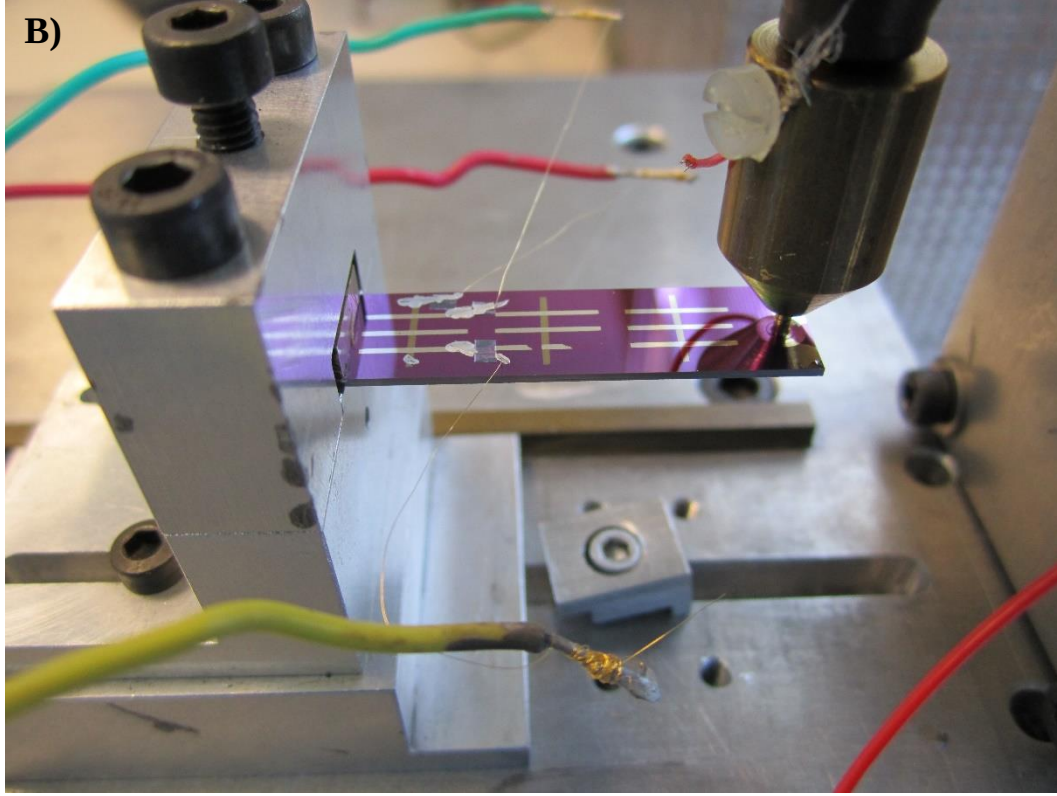


Figure 3.1: A) Photo d'un échantillon en gros plan B) Photo d'un échantillon monté sur le banc de flexion

Le vérin possède une précision d'un micromètre et une large course de plusieurs centimètres. Pour réaliser un test en flexion, le vérin est d'abord amené au contact de l'échantillon. Pour s'assurer que le contact mécanique n'est jamais perdu pendant la mesure, une légère précontrainte correspondant à une flèche d'une dizaine de μm est appliquée (le niveau 0 du vérin est à $-10 \mu\text{m}$). Le vérin est ensuite contrôlé par un programme LabVIEW pour appliquer une flèche de $800 \mu\text{m}$ par palier de $200 \mu\text{m}$. Les tests réalisés ont montré que les échantillons peuvent supporter une flèche maximale comprise entre 1600 et $3000 \mu\text{m}$ avant de casser, mais le mouvement du vérin est lent et $800 \mu\text{m}$ est le résultat d'un compromis entre durée de la mesure et déformation appliquée.

Sous l'effet de la flèche appliquée, une déformation S_{xx} apparaît en surface de la poutre. Dans le cas d'une poutre homogène, et dans l'hypothèse de faibles déformations (théorie des poutres de Euler-Bernoulli qui néglige l'influence du cisaillement), S_{xx} est donné par la formule 3.1 [189] :

$$S_{xx} = \frac{3t_p(L - x)}{2L^3} \delta \quad (3.1)$$

Avec t_p l'épaisseur de la poutre (en pratique celle du substrat silicium largement supérieure à celle du multicouche en surface), L la distance entre l'encastrement et le point d'application de la flèche, x la distance encastrement / jonction tunnel et δ l'amplitude de la flèche. Nous faisons l'hypothèse

que cette déformation est directement transmise à la jonction. La figure 3.2 montre l'ensemble de ces paramètres sur un schéma.

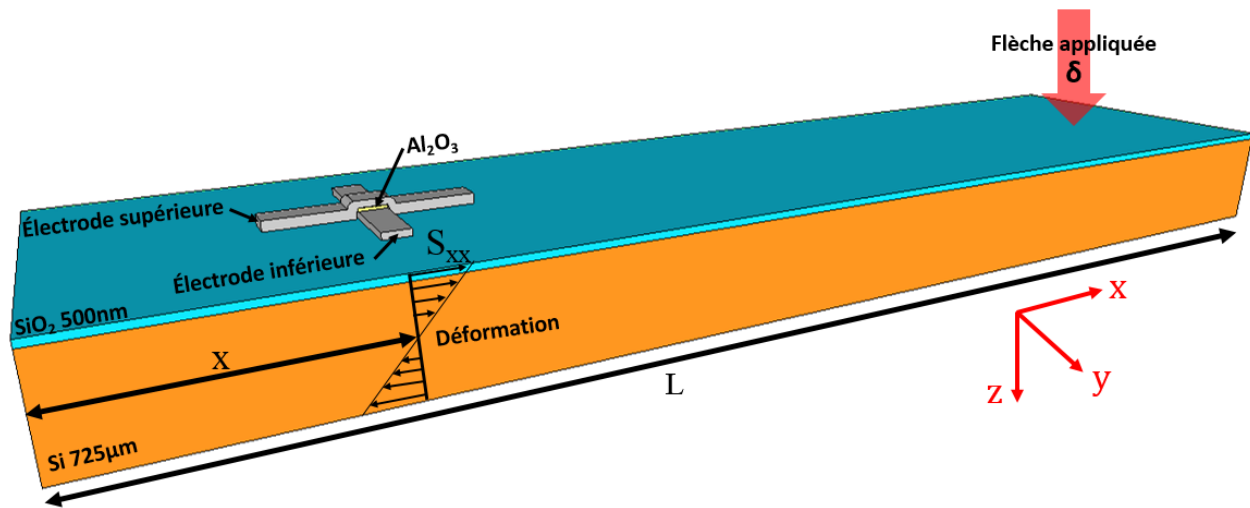


Figure 3.2 : schéma d'un échantillon représentant les principaux paramètres mécaniques

La jonction est placée à proximité de l'encastrement pour maximiser la contrainte, mais une marge de 4 mm est maintenue entre l'étai et le dispositif pour rester dans le domaine de validité de l'équation 3.1 (référence [189] figure 48 page 141).

La flèche maximale de 800 μm correspond environ à une elongation de 0,07% (la valeur précise dépend de la valeur exacte de x qui est mesurée à chaque fois).

Dans ces conditions, la déformation est transversale par rapport à la direction des lignes de courant à travers la jonction. La figure 3.3 représente un plan en coupe de la jonction. L'orientation des axes correspond à la figure 3.2. Les lignes de courant (colinéaires à l'axe de la jonction) sont perpendiculaires à l'elongation représentée par les flèches rouges. Du point de vue mécanique, cette déformation a pour effet d'augmenter la surface de la jonction et de diminuer l'épaisseur d' Al_2O_3 . Les équations décrivant ce phénomène seront présentées dans la seconde partie de ce chapitre.

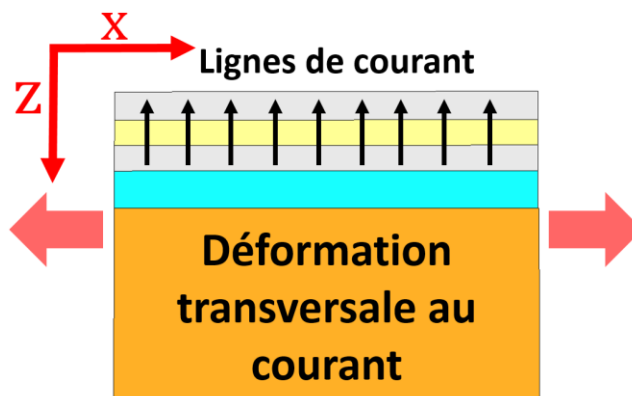


Figure 3.3: Orientation de la déformation

La faible épaisseur de la jonction elle-même ($< 1 \mu\text{m}$) permet de négliger son influence sur les propriétés mécaniques de la poutre. Pour comparaison, l'incertitude sur l'épaisseur de la poutre (de $725 \mu\text{m}$) est de $25 \mu\text{m}$.

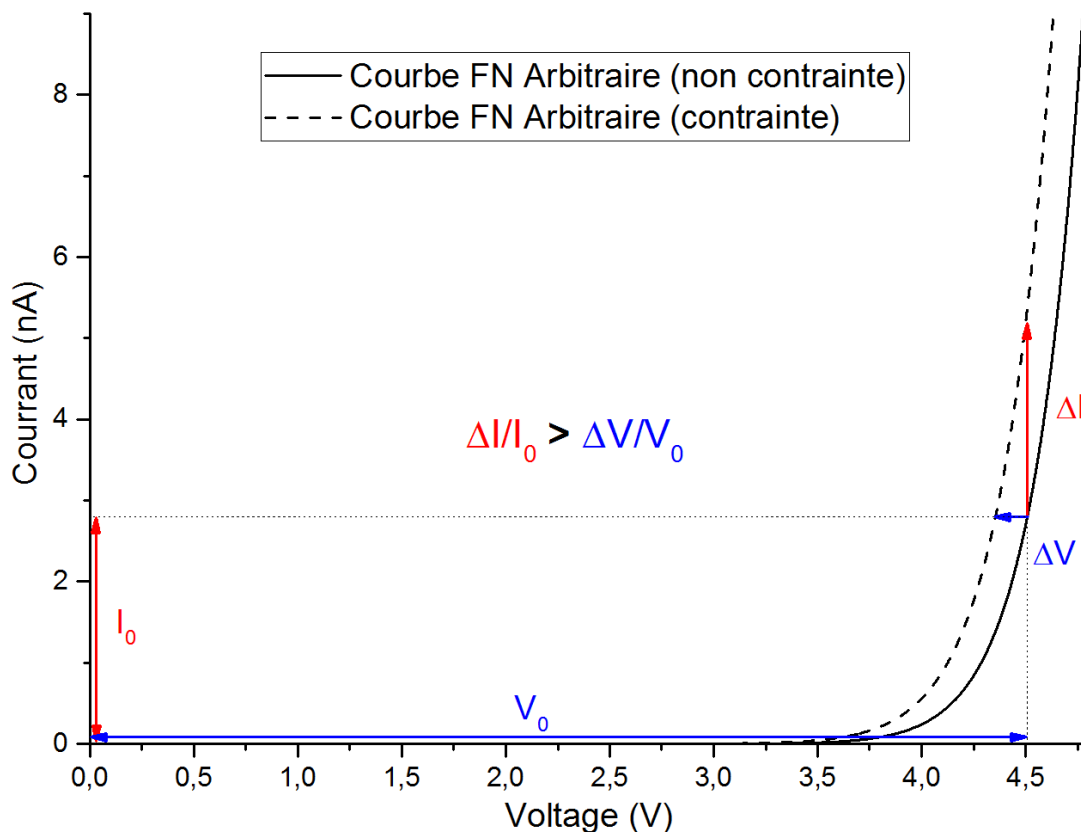
3.1.2. Définition du facteur de jauge pour une jonction tunnel

Comme on l'a vu dans le chapitre 1, le facteur de jauge est défini comme la variation de résistance divisée par la déformation :

$$G = \frac{\Delta R/R_0}{S} \quad (3.2)$$

La méthode habituelle de mesure consiste à fixer la tension (ou le courant) aux bornes de la jonction, à appliquer une déformation, et à mesurer la variation de courant (ou de tension). Pour un composant purement résistif, ces deux méthodes sont équivalentes mais pas pour une jonction tunnel dont la caractéristique $I(V)$ est non linéaire.

Ce phénomène est illustré par la figure 3.4. Les deux courbes sur cette figure sont des caractéristiques $I(V)$ théoriques obtenues à partir de la formule du courant FN. La courbe en trait plein figure une jonction non-contrainte alors que la courbe en pointillé correspond à une jonction sous contrainte. Ces caractéristiques sont obtenues en supposant une elongation de 2,5% et des propriétés similaires dans cette gamme d'elongation à celles exposées plus loin dans ce chapitre.



À partir de ce constat, on peut définir deux facteurs de jauge ; le facteur de jauge en courant, G_I et le facteur de jauge en tension G_V , définis par les équations 3.3 et 3.4 :

$$G_I = \frac{-\Delta I/I_0}{\Delta L/L_0} = \frac{-\Delta I/I_0}{S} \quad (3.3)$$

$$G_V = \frac{\Delta V/V_0}{\Delta L/L_0} = \frac{\Delta V/V_0}{S} \quad (3.4)$$

Où I , V , ΔI et ΔV correspondent aux illustrations de la figure 3.4 ($\Delta I/I_0$ et $\Delta V/V_0$ sont les variations relatives de courant et de tension). Dans tous les cas étudiés dans le cadre de cette thèse, le facteur de jauge en I est supérieur au facteur de jauge en V .

Dans la définition classique du facteur de jauge (Equ. 1.1), une augmentation de la résistance correspond à un G positif. Cela signifie qu'une variation positive du courant sous contrainte correspond à un G négatif, d'où le signe de l'équation 3.3. Dans toute cette thèse, les facteurs de jauge seront présentés en valeur absolue.

Une autre des conséquences de la non-linéarité des caractéristiques $I(V)$ des jonctions tunnel est que le facteur de jauge dépend potentiellement du point de fonctionnement de la jauge, c'est-à-dire du courant ou de la tension imposée pendant la mesure. Il est impossible de savoir a priori si le facteur de jauge dépend de ce paramètre puisque l'effet exact de la contrainte sur le courant est inconnu. C'est pourquoi nous effectuerons des mesures pour différents points de fonctionnement.

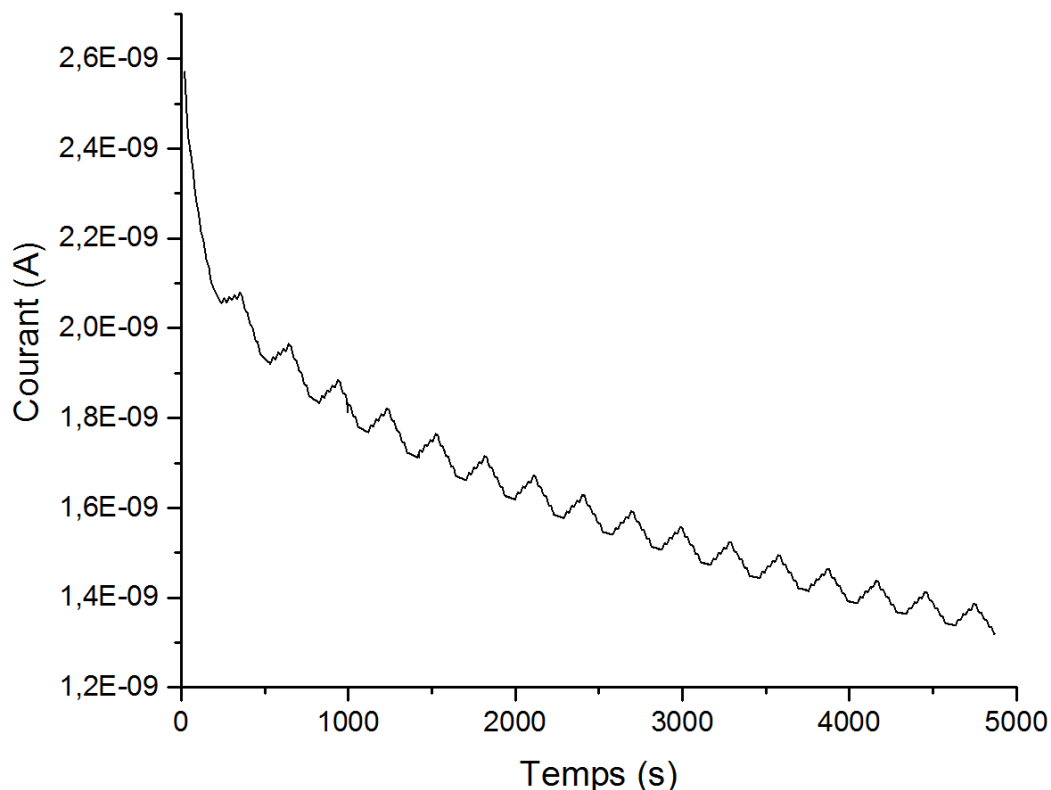
Dans toute cette thèse, en l'absence de précision, le facteur de jauge présenté sera le facteur de jauge en courant (G_I).

3.1.3. Méthode de mesure du facteur de jauge en courant

Pour mesurer le facteur de jauge, la méthode choisie consiste à réaliser une $I(t)$ longue sur un échantillon pendant qu'une déformation connue est imposée de manière cyclique.

La figure 3.5 montre le résultat typique d'une $I(t)$ sous contrainte réalisée sur une jonction Pd/Al₂O₃ 10/Al à 3,4V. La base décroissante de la courbe correspond au phénomène de dérive décrit dans le chapitre précédent alors que chaque pic correspond à un cycle de contrainte.

Expérimentalement, l'élongation de la jonction induit une augmentation du courant, ce qui correspond à un facteur de jauge négatif.



En prolongeant la mesure, il est possible d'obtenir des courbes « stables ». La figure 3.6 A) représente le résultat d'une $I(t)$ réalisée après vieillissement, pendant un unique cycle de contrainte. À chaque palier de contrainte (200, 400, 600 et 800 μm), le vérin électrique est maintenu immobile pendant 20s. Ces étapes correspondent aux plateaux de la courbe. Les portions penchées correspondent à des points mesurés pendant le déplacement du vérin. La courbe rouge est une moyenne flottante calculée sur 4 points. La figure 3.6 B) montre la variation relative de courant en fonction de la contrainte exercée sur la jonction. Toutes les valeurs sont extraites de la courbe A). La courbe rouge est un ajustement linéaire sur les points expérimentaux. La pente de l'ajustement correspond au facteur de jauge en I qui est ici mesuré à 33,4.

La valeur élevée du coefficient de corrélation montre que les points mesurés sont bien alignés, et donc que le facteur de jauge est constant quelle que soit la contrainte (pour le domaine de contrainte observé).

L'incertitude présentée sur la courbe 3.6 B) est causée principalement par l'imprécision de la mesure de la position exacte de la jonction par rapport au banc de test expérimental (x dans la formule 3,1), et à l'incertitude sur l'épaisseur de la poutre de silicium. Il s'agit donc d'erreurs systématiques pour tous les points d'une même courbe. Ces imprécisions se traduisent par une incertitude relative de 12% sur la valeur de G .

Le facteur de jauge en I identifié pour une jonction Al/Al₂O₃ 10/Al pour la mesure présentée en figure 3.6 A) à 1,2 nA est donc 33,4±4,0. 1,2 nA est le niveau de courant en l'absence de contrainte.

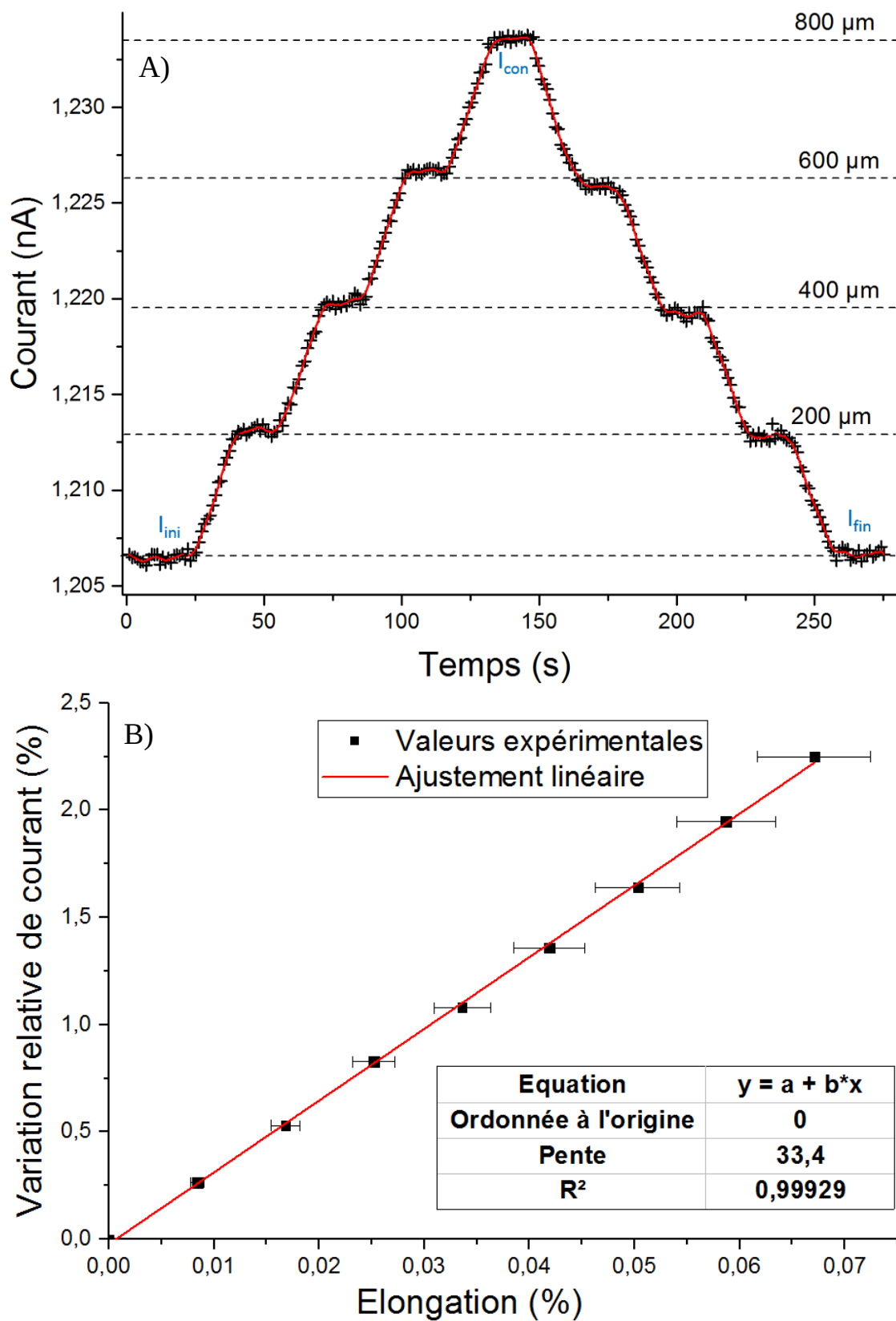


Figure 3.6: A) $I(t)$ sous contrainte d'une jonction $\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3\ 10/\text{Al}$ réalisée à 4.4V B) Variation relative du courant en fonction de la contrainte (extrait de A))

Il est difficile d'obtenir des $I(t)$ stables, c'est-à-dire pour lesquelles le courant sans contrainte ne varie pas pendant la durée d'un cycle de contrainte (~ 300 s). De plus, le niveau de courant auquel les jonctions se stabilisent n'est pas contrôlable. C'est pourquoi la plupart des mesures de facteurs de jauge présentées dans la suite de cette thèse ont été réalisées sur des courbes marquées par la dérive. Typiquement, le dernier « pic » de la figure 3.5 a été exploité. Le critère utilisé pour considérer une mesure comme « bonne pour extraction » est que la dérive due au vieillissement sur la durée d'un demi-cycle de contrainte n'excède pas le signal dû à la contrainte (la figure 3.7 correspond au cas limite).

Sur une même jonction, des séries d' $I(t)$ (typiquement une vingtaine) sont donc réalisées de façon automatique à des potentiels variables. Sur chaque $I(t)$ le pic le moins marqué par le vieillissement est exploité pour obtenir le facteur de jauge à une valeur du courant donnée. Ces valeurs sont ensuite regroupées pour former des graphes similaires à la figure 3.8, qui montrent la sensibilité à la contrainte des jonctions tunnel en fonction du niveau de courant au repos.

Pour corriger la dérive due au vieillissement dans le calcul de G , trois valeurs sont extraites de chaque « pyramide » (pic correspondant à un cycle de contrainte) exploitée. Le courant au repos avant mesure ; I_{ini} , le courant sous contrainte ; I_{con} , et le courant au repos après mesure ; I_{fin} . Ces trois grandeurs sont représentées sur la figure 3.6 A). Le courant au repos I_0 est alors considéré égal à la moyenne de I_{ini} et I_{fin} . La grandeur ΔI est alors la différence de I_{con} moins I_0 (voir les notations de l'équation 3.3).

Cette correction serait exacte si la dérive était linéaire avec le temps, et non pas exponentielle de degré 3 comme on l'a montré au chapitre 2. Cependant plus la mesure $I(t)$ est longue et plus la dynamique du vieillissement ralentit, ce qui rend l'approximation plus précise. L'erreur réalisée sur le facteur de jauge est donc différente pour chaque mesure. La figure 3.7 est une illustration de l'imprécision de l'extraction réalisée. Une $I(t)$ très déformée a été volontairement choisie pour le calcul de l'erreur. La courbe rouge est un ajustement exponentiel réalisé uniquement sur les portions de la courbe non-soumises à la contrainte. Elle correspond donc à une bonne approximation de ce que le courant aurait été sans l'action du vérin. La courbe noire est une droite qui montre graphiquement le courant extrait numériquement par la méthode décrite plus haut. La courbe bleue est une moyenne flottante sur 4 points.

Pour cet exemple, extrême en termes de dérive, l'erreur réalisée est de 2,3%. On peut donc estimer l'erreur globale associée à cette méthode d'extraction de G à 2,5%. On peut aussi remarquer qu'étant donnée la nature convexe des $I(t)$, l'erreur va toujours dans le sens d'une diminution du facteur de jauge mesuré.

La dernière source d'erreur identifiée dans la mesure de G est l'imprécision sur la mesure du courant. Cette erreur est variable d'une mesure à l'autre en fonction du calibre de mesure, du niveau de courant mesuré et de la stabilité électrique de la jonction. À nouveau, on évalue cette incertitude autour de 2,5%.

En prenant en compte toutes les sources d'erreurs (épaisseur du Si, position x , méthode d'extraction et imprécision sur la mesure du courant), l'incertitude de mesure sur G est évaluée à

17%. C'est cette imprécision qui sera prise en compte pour la comparaison des facteurs de jauge des différents types de jonction réalisés.

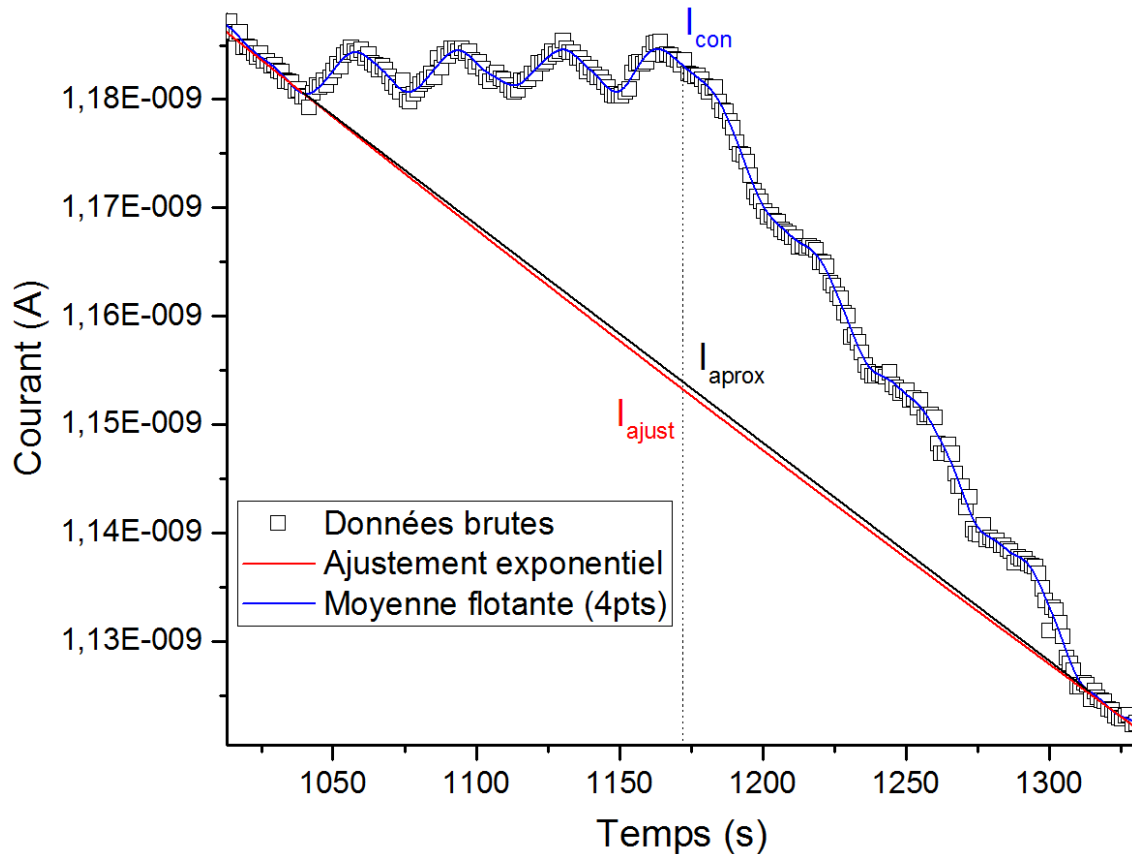


Figure 3.7 : Illustration de l'erreur réalisée dans l'extraction de $G \cdot I(t)$ sous contrainte obtenue à 3,35V sur une jonction Pd/Al₂O₃ 10/Al

3.1.4. Reproductibilité des mesures de facteur de jauge

Variabilité pour une même série d'échantillons

En dehors de l'incertitude de mesure, la principale problématique avant de pouvoir comparer les facteurs de jauge extraits entre eux est la reproductibilité des échantillons. La figure 3.8 montre plusieurs séries de mesures de G , réalisées sur des jonctions de type Al/Al₂O₃ 10/Al. Toutes ces jonctions ont été fabriquées en même temps, mais ne proviennent pas du même substrat. L'incertitude inclut donc l'incertitude sur la déformation due au positionnement sur le ban de flexion. La répartition des G mesurés est donc une illustration de la dispersion des mesures obtenues pour un même échantillon.

D'après cette figure, la première observation est la dépendance du facteur de jauge au courant. Le facteur de jauge diminue faiblement quand le courant augmente. Cette dépendance est peu marquée sur l'intervalle de courant exploré, mais se retrouve dans toutes les mesures présentées ultérieurement. Son origine sera discutée plus loin.

La seconde observation importante est que pour des jonctions différentes réalisées en même temps, la dispersion des mesures est assez faible (les incertitudes se recoupent).

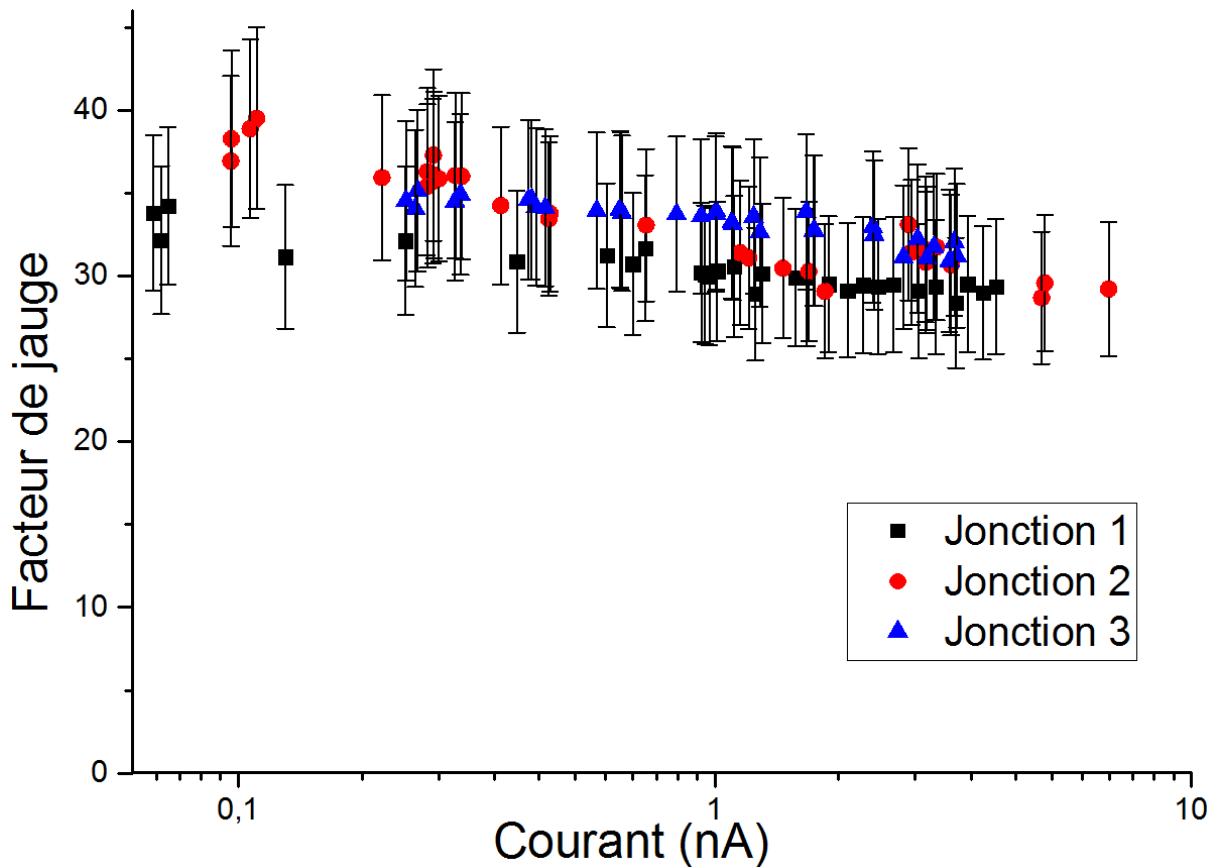


Figure 3.8 : Compilation de facteurs de jauge mesurés sur des jonctions Al/Al₂O₃ 10/Al (injection depuis l'électrode inférieure)

Variabilité pour des échantillons fabriqués séparément

La figure 3.9 présente (en plus des résultats de la figure 3.8) des mesures de facteurs de jauge réalisées sur des jonctions élaborées séparément.

On peut observer que pour des échantillons préparés à des dates différentes, les intervalles d'incertitude ne se recoupent pas toujours (série 1 jonction 1 et série 2 jonction 2). Trop peu d'échantillons de même type ont été réalisés pour obtenir des données statistiques sur ce phénomène, mais on considèrera dans ce travail que la dispersion due à la mauvaise reproductibilité des étapes de fabrication est de l'ordre de 15%.

Cette faible reproductibilité des échantillons peut s'expliquer par la différence de procédés utilisés. L'échantillon présenté en figure 3.8 est daté du 14-09-2016 et a été fabriqué en utilisant un masque autocollant (voir Chap. 2), alors que les données supplémentaires présentées en figure 3.9 ont été obtenues sur un échantillon daté du 29-03-2018, fabriqué avec un masque en polysilicium. Malgré cela, des échantillons réalisés avec des masques de types différents seront comparés entre eux dans la suite de ce travail.

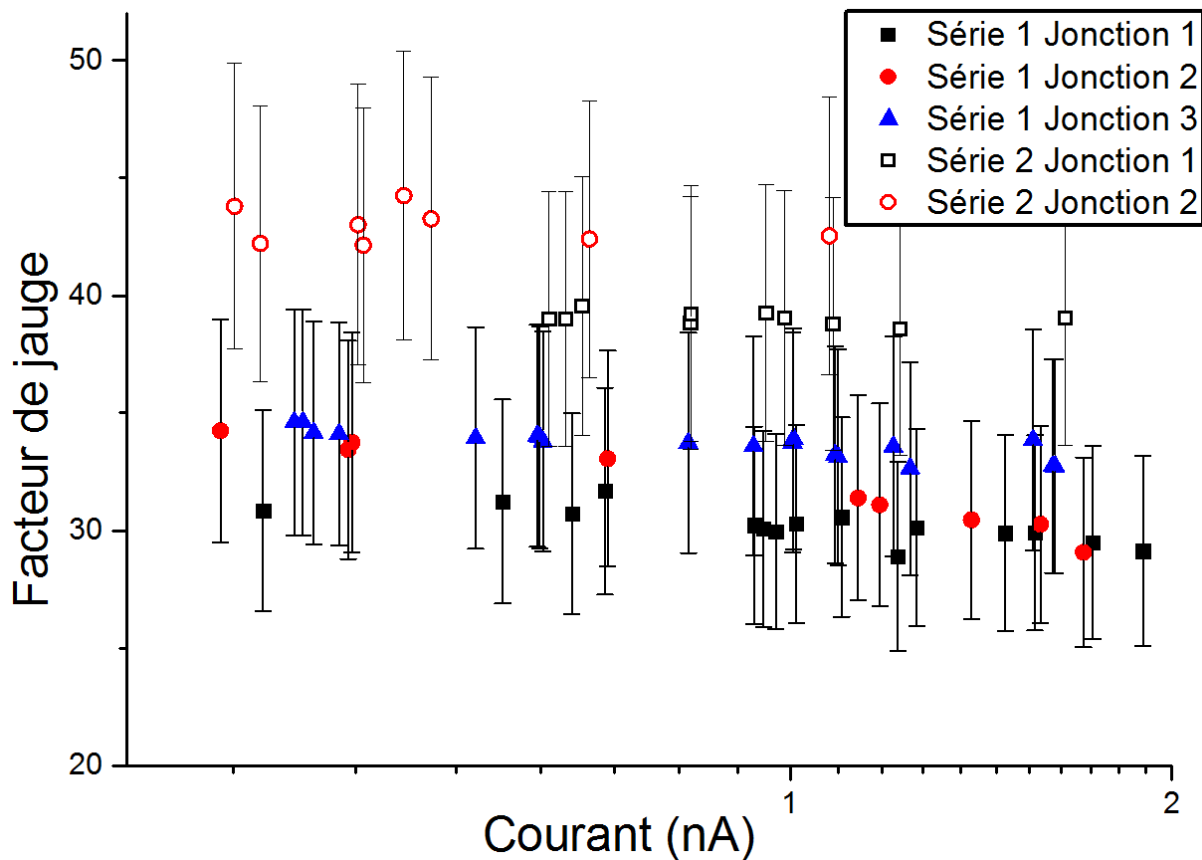


Figure 3.9 : Compilation de facteurs de jauge sur des jonctions $\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3$ 10/Al fabriquées séparément (injection depuis l'électrode inférieure)

Influence du champ parasite sur le facteur de jauge

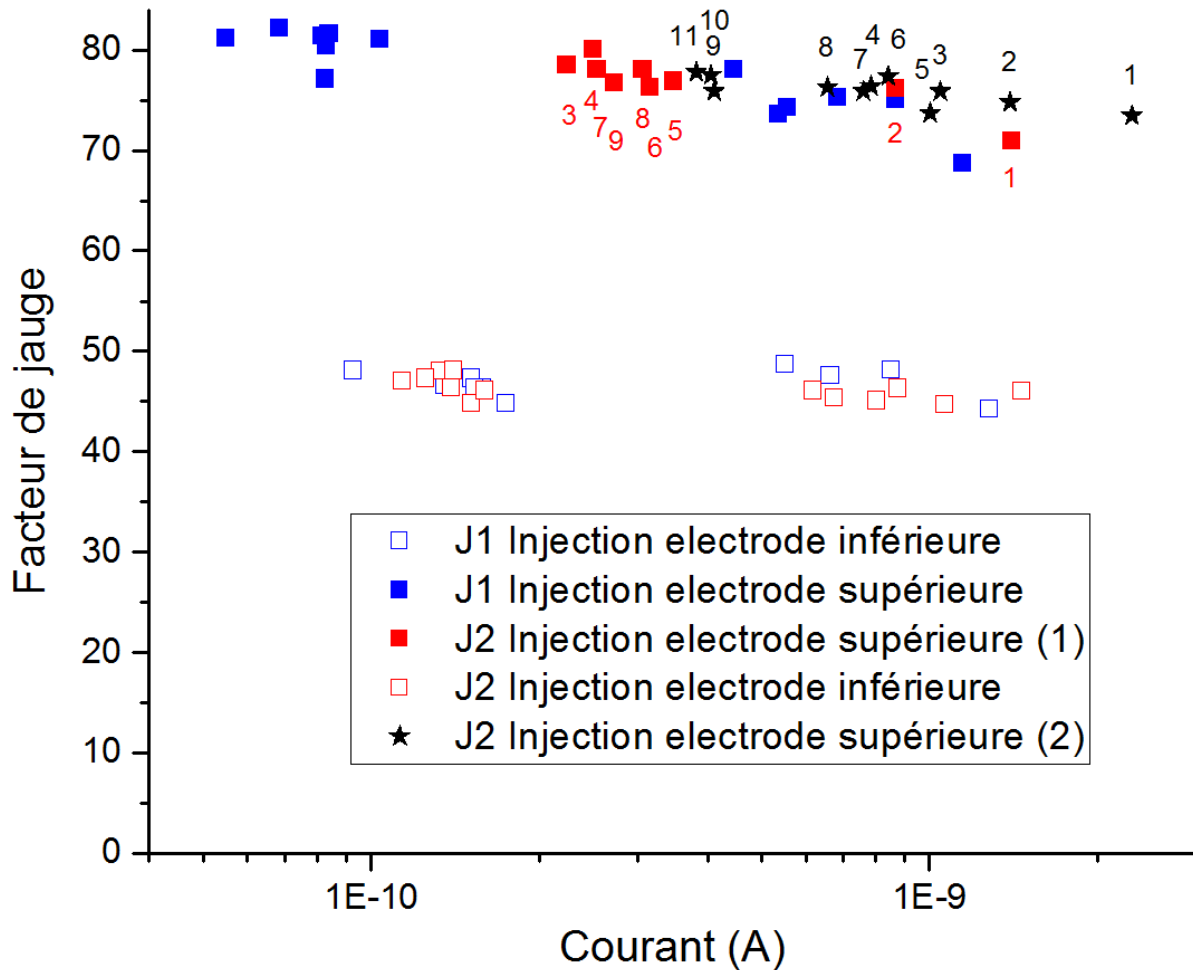
L'une des caractéristiques associées à la procédure de mesure du facteur de jauge est que le champ parasite présent dans la jonction varie d'une mesure à l'autre (il évolue pendant les $I(t)$ utilisées).

D'autre part, toutes les mesures de G présentées jusqu'à ce point ont été réalisées en utilisant l'électrode inférieure comme électrode négative (les électrons sont injectés depuis cette électrode), mais nous allons présenter dans la suite des mesures réalisées avec la polarisation opposée. La dynamique du vieillissement est différente en fonction de la polarisation du stress électrique et de l'historique de la jonction.

Dans toute la suite de ce travail, on parlera de polarisation directe lorsque l'électrode inférieure sera polarisée négativement (électrode d'injection), et de polarisation inverse dans la situation opposée. La problématique est donc : un stress électrique (quelle que soit sa polarité) préalable à une mesure de G influe-t-il sur la valeur du facteur de jauge extrait? La figure 3.10 a été réalisée pour répondre à cette question.

Deux jonctions de type $\text{Pd}/\text{Al}_2\text{O}_3$ 20/Al ont servi à l'expérience. La première (J1) a d'abord été soumise à une série d' $I(t)$ sous contrainte en polarisation directe, puis à une seconde série en

polarisation inverse. La première série correspond aux facteurs de jauge en carrés bleus creux, et la seconde aux carrés bleus pleins. La seconde jonction (J2) a subi le traitement opposé, une première série en polarisation inverse suivie d'une seconde en polarisation directe. Ces séries correspondent respectivement aux carrés rouges pleins et vides. Pour finir, une dernière série de mesures a été réalisée sur J2 en polarisation inverse. Cette série est représentée par les étoiles noires. En résumé, l'ordre des mesures correspond à l'ordre de la légende.



La première observation d'après cette figure est la nette différence entre les facteurs de jauge obtenus en polarisation directe et en polarisation inverse. Ce point sera abordé en détail dans le paragraphe suivant.

Avant cela, on peut remarquer que toutes les mesures effectuées dans la même polarité se recourent. Le vieillissement dans un sens n'a donc pas d'impact décelable sur la mesure de facteurs de jauge dans l'autre sens.

D'autre part, les deux séries de mesures réalisées en polarisation inverse sur la jonction 2 se recourent. Les nombres associés aux symboles correspondent à l'ordre dans lequel chaque

mesure a été effectuée. Aucune tendance particulière n'est observée pour le facteur de jauge en fonction de cet ordre (qui correspond aussi à l'ordre des E_p).

On peut donc en déduire que le champ parasite E_p n'a pas d'influence sur le facteur de jauge.

3.1.5. Résultats : Facteurs de jauge mesurés

Le facteur de jauge étant indépendant du champ parasite, il est possible de comparer les mesures effectuées sur diverses jonctions entre elles (en gardant en tête la variabilité due à l'étape de fabrication). La figure 3.11 est une compilation de facteurs de jauge mesurés dans les deux polarités sur tous les types de jonctions fonctionnelles réalisées. Pour limiter la complexité du graphe, une seule série de mesures est présentée pour chaque type de résultat. Lorsque plusieurs séries étaient disponibles, la plus récente est présentée. Les barres d'erreurs ne sont pas représentées pour la même raison. On rappelle que l'incertitude de mesure est évaluée à 17% et la variabilité d'un échantillon à l'autre à 15%. L'annexe II donne pour chaque figure, les échantillons utilisés.

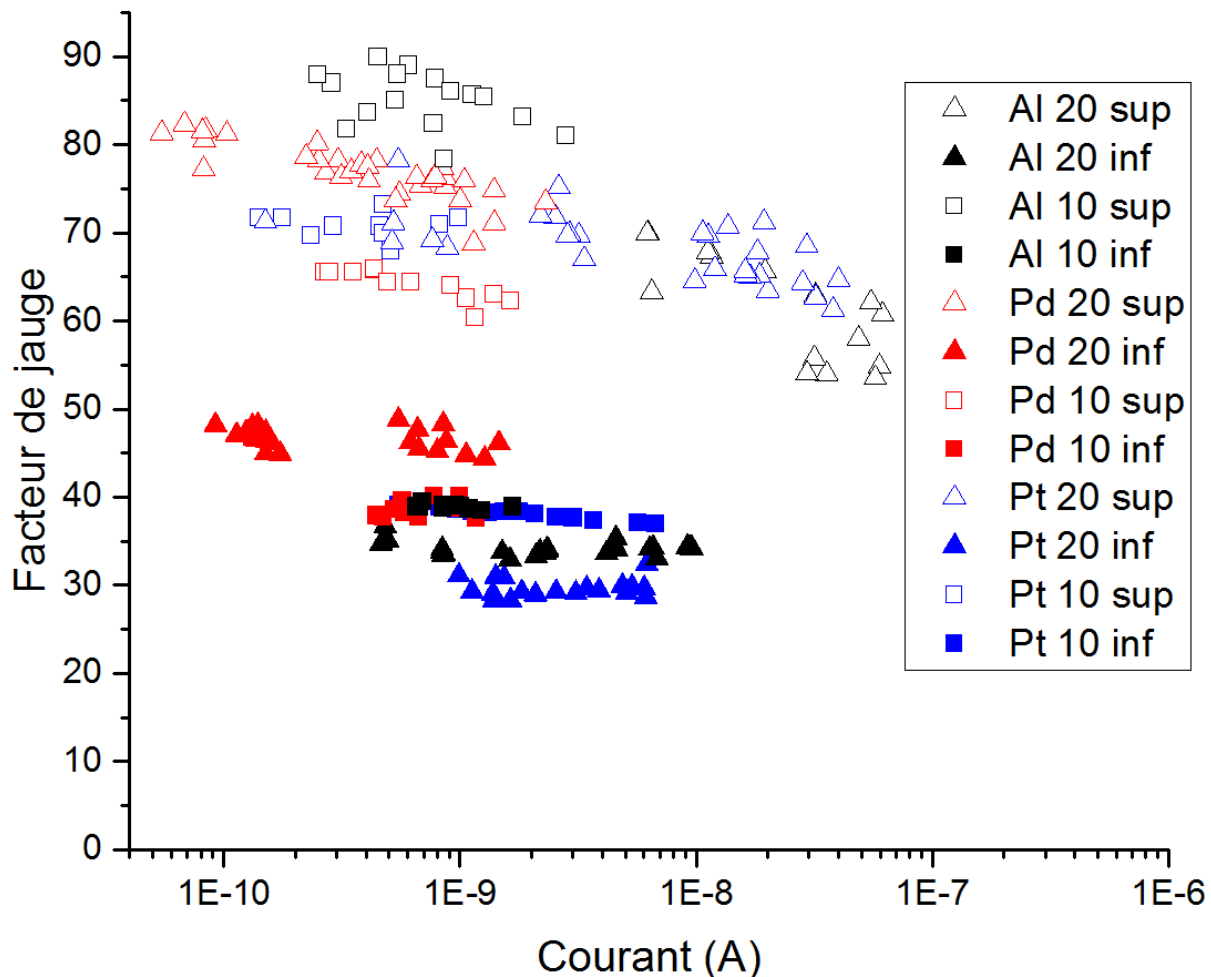


Figure 3.11 : Compilation de facteurs de jauge pour différents types de jonction et différentes polarités.

Pour favoriser la lisibilité du graphe, la légende utilise une notation abrégée. Le premier terme correspond à la nature de l'électrode inférieure, le second à l'épaisseur d'alumine, et le troisième à l'électrode d'injection. Inf signifie que les électrons sont injectés depuis l'électrode inférieure, ce qui correspond à la polarisation directe (électrode inférieure négative). Sup désigne la situation opposée.

Aucune différence significative n'est observée sur les facteurs de jauge des jonctions en fonction de leur nature ou de leur épaisseur. En revanche, la polarité de la mesure a un impact net sur G. En moyenne, à 1 nA, le facteur de jauge mesuré en polarisation directe est autour de 40, alors qu'il approche 75 pour la polarisation inverse.

Plusieurs hypothèses existent pour expliquer la dépendance à la polarité : soit les paramètres physiques de la jonction sont différents d'un côté à l'autre, ce qui modifie la réponse à la contrainte de la jonction, soit des phénomènes mécaniques font que la déformation mesurée est différente. Le courant étant de nature Fowler Nordheim, une contrainte localisée proche d'une interface pourrait en effet avoir un impact différent sur le transit des électrons en fonction de la polarité.

On discutera en détail de la variation sous contrainte des paramètres physiques de la jonction à la fin de ce chapitre, mais examinons d'abord l'hypothèse d'une concentration locale de contraintes dans l'alumine.

Impact de l'épaisseur des électrodes sur G

Pour une poutre en flexion, la déformation locale varie en fonction de la distance à la ligne neutre, mais à la fois le modèle analytique et des simulations par éléments finis réalisées sur ANSYS 16.2 (Voir Annexe III) montrent que la variation d'élongation entre les deux interfaces est inférieure à 0,01% (de la valeur de l'élongation). Cette variation est trop faible pour expliquer les différences de facteurs de jauge observées.

Une dissymétrie pourrait aussi provenir de contraintes résiduelles différentes pour les électrodes supérieures et inférieures à l'issue de l'étape de dépôt. On peut aussi penser que la différence de module d'Young entre le métal et l'alumine peut avoir un effet.

Ces phénomènes mécaniques sont sensibles à l'épaisseur des électrodes. La figure 3.12 présente donc plusieurs séries de facteurs de jauge mesurés sur des jonctions de type Al/Al₂O₃ 20/Al pour lesquels on a fait varier les épaisseurs des électrodes. La première série (S1 en noir) est extraite d'un échantillon dont l'électrode inférieure est épaisse de 100 nm alors que l'électrode supérieure fait 200 nm. Les électrodes inférieures et supérieures pour la deuxième série (S2 en rouge) font respectivement 50 nm et 500 nm alors que ceux de la troisième série (S3 en bleu) font 500 nm et 50 nm.

Aucune dépendance du facteur de jauge à l'épaisseur des électrodes n'apparaît. On peut donc réfuter avec certitude l'influence d'une précontrainte des couches. L'hypothèse d'une concentration de contrainte locale paraît, elle-aussi, peu probable.

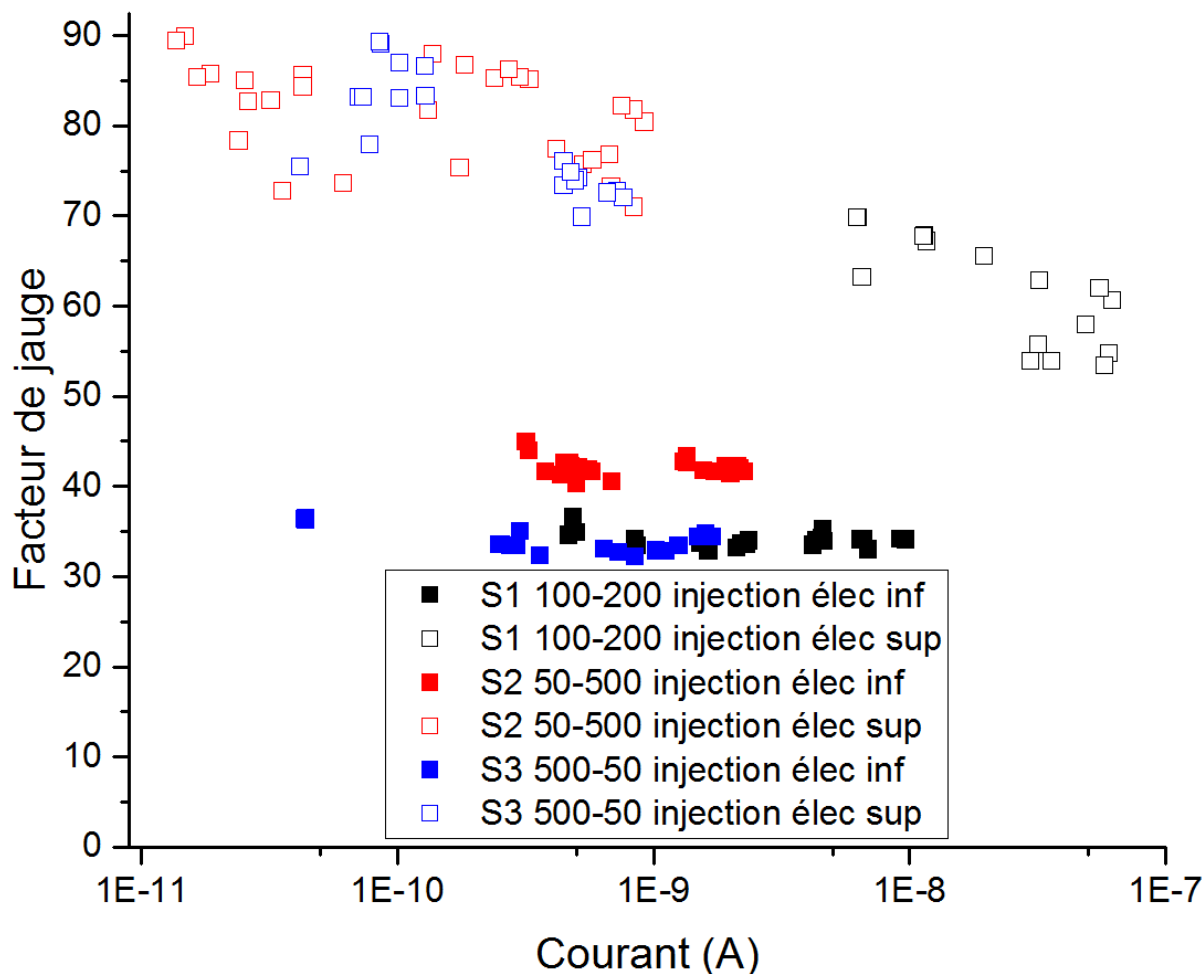


Figure 3.12: Compilation de facteurs de jauge pour différents types de jonction Al/Al₂O₃ 20/Al

Mesure de G en compression

Toutes les mesures présentées précédemment ont été réalisées avec les jonctions en extension. En retournant l'échantillon dans l'étau (voir fig. 3.1), il est aussi possible de réaliser des mesures en compression. La figure 3.13 présente les résultats de mesures sur une jonction Al/Al₂O₃ 20/Al dans les deux configurations.

À l'incertitude près, les résultats des mesures sont identiques en compression et en extension.

Les valeurs de facteurs de jauge sont données en valeur absolue, mais l'extension accroît le courant alors que la compression le diminue. Le facteur de jauge est donc du même signe (négatif) dans les deux cas.

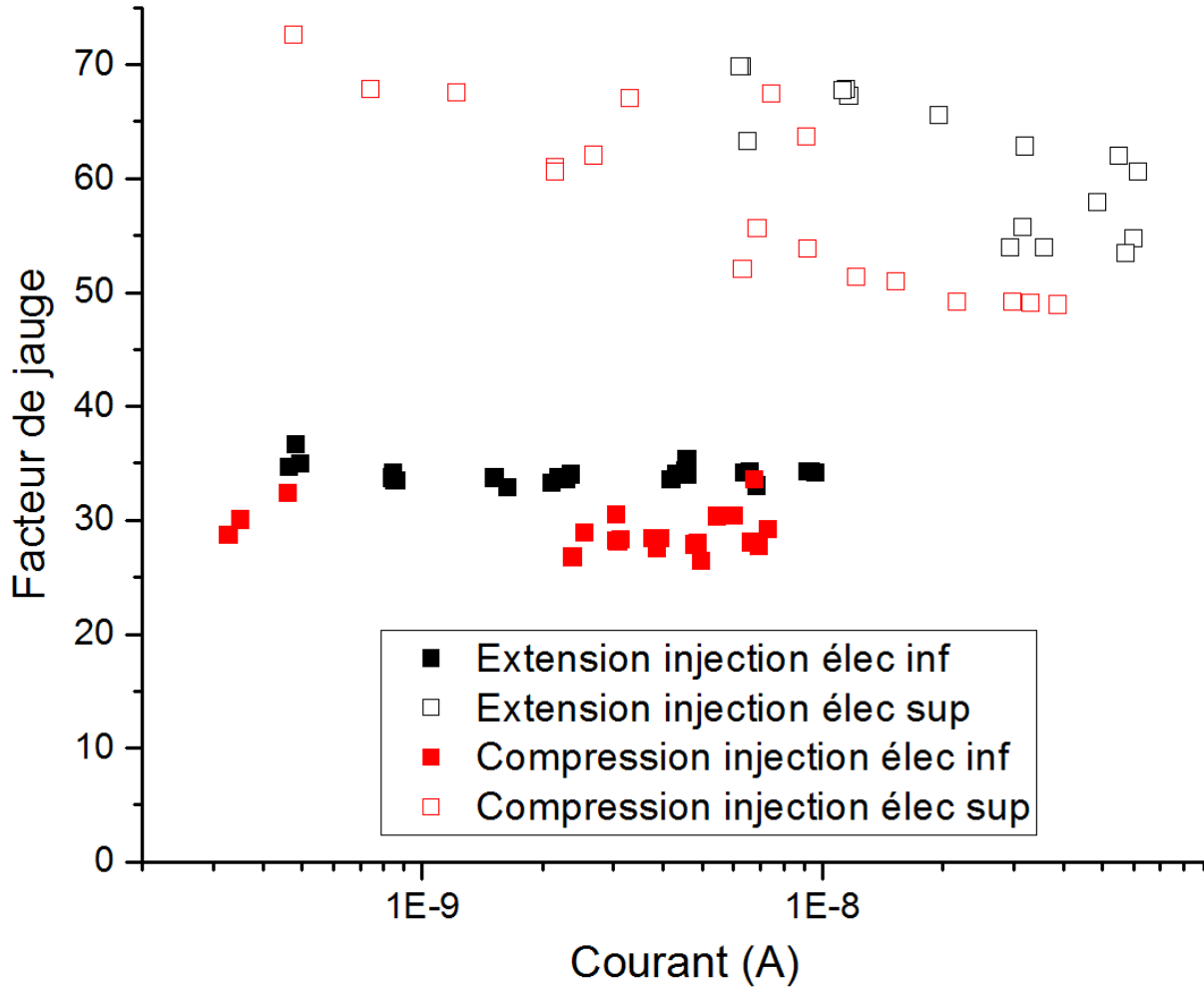


Figure 3.13: compilation de facteurs de jauge en extension et en compression pour une jonction Al/Al₂O₃ 20/Al

Impact des paramètres de dépôt de l'alumine sur G

À la fin du chapitre 2, on a identifié la température de dépôt de l'alumine comme un paramètre important pour le vieillissement des jonctions. En particulier, les échantillons Pd/Al₂O₃ 10 (280)/Al montraient une résistance au vieillissement nettement améliorée comparée aux échantillons Pd/Al₂O₃ 10/Al fabriqués à 200°C.

La figure 3.14 montre des séries de facteurs de jauge mesurés sur ces deux types d'échantillons. Aucune différence n'est visible, la température de dépôt de l'Al₂O₃ n'a donc pas d'impact sur le facteur de jauge.

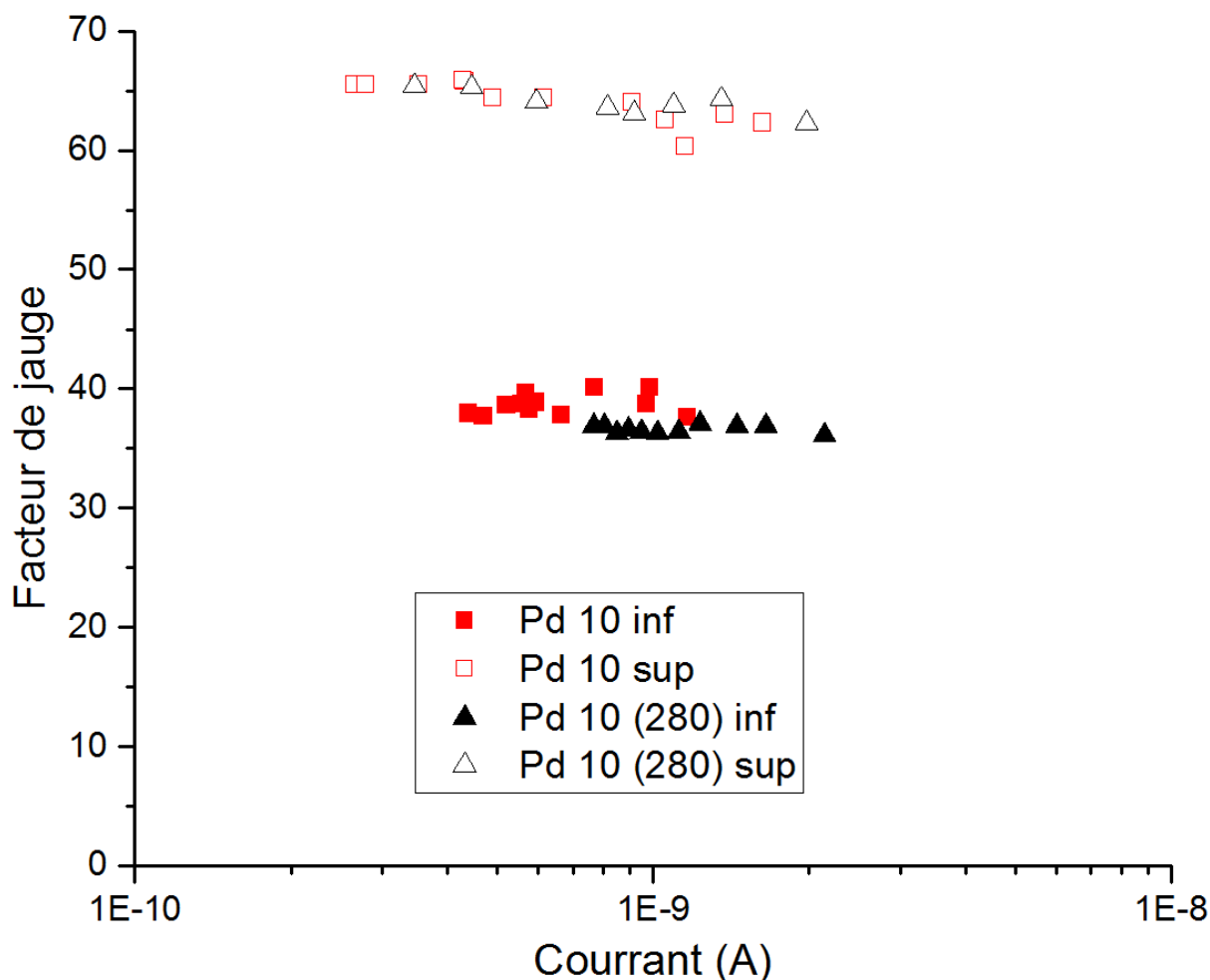


Figure 3.14: Compilation de facteurs de jauge mesurés sur des échantillons palladium avec l'alumine déposée à 200 et 280°C

En résumé, on a montré que le facteur de jauge n'est sensible ni à l'épaisseur des jonctions, ni à la nature de l'électrode inférieure, mais est fortement dépendant de la polarité de la mesure. Cette dépendance ne s'explique apparemment pas par un effet de concentration locale de contrainte. Les facteurs de jauge mesurés (autour de 40 et de 75 en extension et en compression) sont comparables aux jauges silicium. D'autre part, le champ parasite et la température de dépôt de l'alumine n'ont pas d'impact sur le facteur de jauge. Dans tous les cas, une faible dépendance du facteur de jauge au courant de base est observée.

3.2. Origines physiques de la sensibilité à la contrainte

Sous l'hypothèse que le courant au travers des jonctions est majoritairement de type Fowler Nordheim, la première étape pour comprendre l'origine de la variation du courant est d'étudier l'impact de la contrainte sur les paramètres de l'équation FN.

3.2.1. L'équation du courant FN sous contrainte

L'équation complète du courant FN est rappelée ci-dessous (d'après l'équation 2.10)

$$I_{FN} = C \frac{e^2 m_m^*}{8\pi m_i^* h \Phi_0} \left(\frac{V}{t} + E_p \right)^2 \exp \left(- \frac{8\pi \sqrt{2m_i^*} e}{3h} \frac{t}{V + E_p * t} \Phi_0^{3/2} \right) \quad (3.5)$$

Dans cette équation, les paramètres physiques susceptibles de varier sous contrainte sont mis en couleur rouge. Leurs propriétés sont mal connues et ce phénomène sera décrit en détail dans le paragraphe suivant.

Les paramètres en bleu sont géométriques. Sous contrainte, ils dépendent des propriétés mécaniques des matériaux de la jonction.

On a vu précédemment que d'après les observations expérimentales, la valeur de E_p n'a pas d'influence sur le facteur de jauge. Ces observations sont fiables puisque l'influence de différentes valeurs de E_p peut être observée pour la même jonction. Dans la suite de ce travail, on considèrera donc que E_p n'est pas impacté par la contrainte, et n'a pas d'influence sur le facteur de jauge.

Définition et calcul du facteur de jauge géométrique

Le facteur de jauge géométrique (GGF pour *Geometrical Gauge Factor*) caractérise la sensibilité de la jauge associée uniquement aux changements de géométrie sous contrainte. Le GGF est donc lié aux termes géométriques (en bleu) et peut être calculé en utilisant les relations de la mécanique du solide. Dans ce paragraphe, nous prendrons donc comme hypothèse de travail que seuls les termes géométriques sont sensibles à la contrainte.

La jonction est soumise à une élongation dans la direction $\vec{x}$ (d'après les axes définis dans la figure 3.2). Elle subit donc, du fait des coefficients de Poisson des différents matériaux, une contraction dans les directions $\vec{y}$ et $\vec{z}$. Dans la direction $\vec{z}$, la variation de l'épaisseur d'alumine (Δt) est gouvernée par le coefficient de Poisson de l'alumine ($\nu_{Al_2O_3}$). Ce coefficient est mal connu pour une couche mince amorphe, et on utilisera le coefficient de Poisson de l'alumine massive polycristalline $\nu_{Al_2O_3} = 0,22$ [190]. t_0 désigne l'épaisseur en l'absence de contrainte.

$$\Delta t = -t_0 * S_{xx} * \nu_{Al_2O_3} \quad (3.6)$$

Dans la direction $\vec{y}$, la contraction est déterminée par les propriétés de la couche de Silicium. Étant donnée l'orientation cristalline des wafers utilisés, le coefficient à prendre en compte est le coefficient de Poisson dans la direction $\langle 110 \rangle$, $\nu_{si} = 0,0625$ [191]. La formule 3.7 décrit la variation de la surface de la jonction ΔC :

$$\Delta C = C_0 * (1 - \nu_{si}) * S_{xx} \quad (3.7)$$

Sous élongation, l'épaisseur de la jonction diminue alors que la surface augmente. Cela conduit à une augmentation du courant. Une routine Matlab (voir annexe IV) a été utilisée pour calculer le facteur de jauge géométrique à 1 nA. Tous les trios de paramètres extraits au chapitre 2

au moyen d'ajustements (Fig 2.17 et ajustements après vieillissement du § 2.5.2) ont été utilisés pour ces calculs, ils produisent tous des GGF compris entre 5 et 12.

Étant donnée l'incertitude sur les paramètres extraits par simulation, une seconde routine de calcul a été utilisée pour extraire le facteur de jauge en laissant les paramètres Φ_0 , m_i^* et E_p totalement libres dans l'intervalle identifié au moyen de la littérature ($1 < \Phi_0 < 4,5 \text{ eV}$ et $0,01 < m_i^* < 0,9$). Au vu des paramètres extraits, on a borné E_p entre $-1 \cdot 10^8$ et $3 \cdot 10^8$.

Le seul critère utilisé pour filtrer les résultats est un critère de ressemblance entre les $I(V)$ extraites expérimentalement, et les caractéristiques théoriques associées aux différents trios de paramètres. Seuls les trios associés à un courant de 1 nA entre 3 et 4,5 V pour les jonctions de 10 nm et entre 6 et 9 V pour les jonctions de 20 nm sont considérés. Ce critère très peu restrictif est tiré de la figure 2.16. Il permet de s'assurer que tous les trios de paramètres plausibles sont pris en compte. La figure 3.15 représente graphiquement ce critère. Tout trio de paramètres dont la caractéristique $I(V)$ intersecte le segment rouge est utilisé pour le calcul du GGF. Le segment à prendre en compte est le segment de gauche pour les jonctions de 10 nm et le segment de droite pour les autres. Les zones bleues sont des illustrations calculées à partir de l'équation du courant FN.

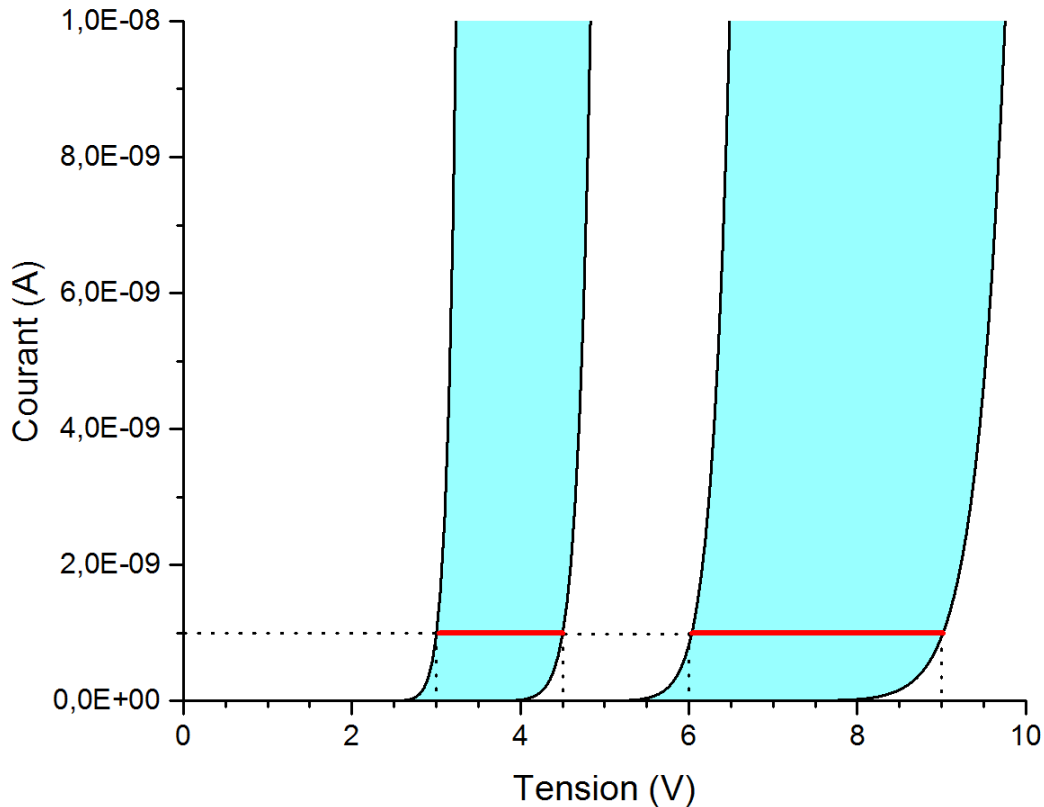


Figure 3.15 : représentation graphique du critère utilisé pour sélectionner les trios de paramètres (Φ_0 , m_i^* , E_p) considérés comme « ressemblants ».

La figure 3.16 représente l'ensemble des trios pour lesquels le GGF est calculé (i.e. qui correspondent au critère). La valeur du GGF est représentée par l'échelle de couleur. L'échelle est

la même pour toutes les parties de la figure. La partie A) montre les paramètres projetés dans le plan (Φ_0, m_i^*) . Les carrés correspondent aux paramètres extraits par ajustements avant vieillissement et déjà présentés dans la figure 2.17. Les parties B) et C) de la figure servent à montrer la répartition du GGF en fonction de E_p . Plus E_p est faible, plus le GGF augmente.

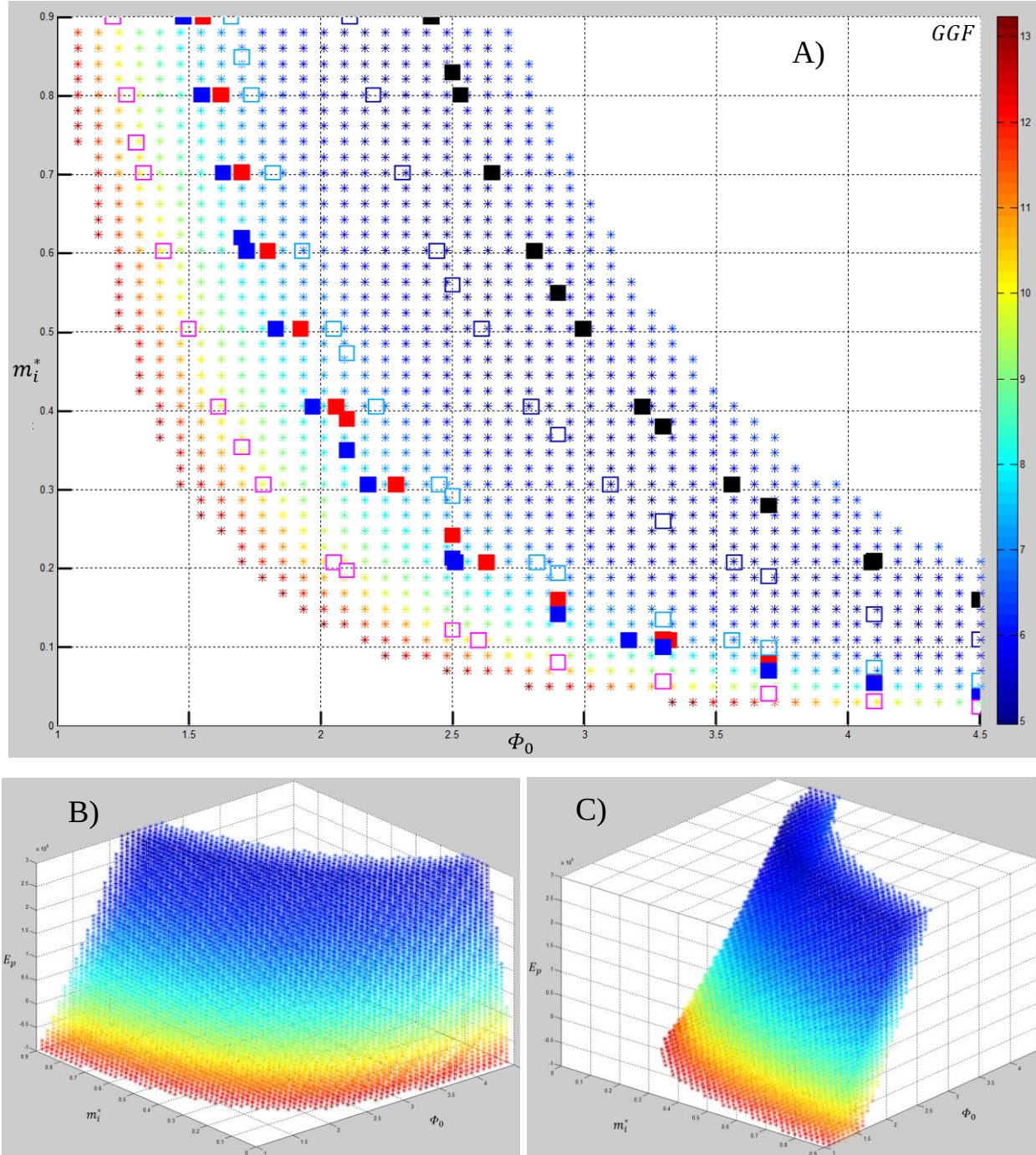


Figure 3.16 : Représentation de l'ensemble des points utilisés pour calculer le GGF. A) Valeurs projetées dans le plan Φ_0, m_i^* . Une partie des paramètres extraits par ajustements (Fig. 2.17) sont superposés. B) et C) : Vues 3D sous différents angles.

Même dans ces conditions, le GGF extrait reste compris entre 5 et 13. Ces valeurs correspondent aux deux sens d'injection puisque le mécanisme reste de type FN, et les I(V) mesurées correspondent au même critère de ressemblance en polarisation inverse.

Ces valeurs sont loin de correspondre aux facteurs de jauge mesurés (40 et 75 en fonction de la polarité). La figure 3.17 compare le facteur de jauge mesuré pour l'injection depuis l'électrode inférieure, et le GGF sur une courbe « Variation relative de courant en fonction de l'élongation ». Les valeurs expérimentales sont reprises de la figure 3.6. La zone rouge correspond à tout l'intervalle des G mesurés à 1 nA (avec l'incertitude), et la zone bleu correspond au GGF.

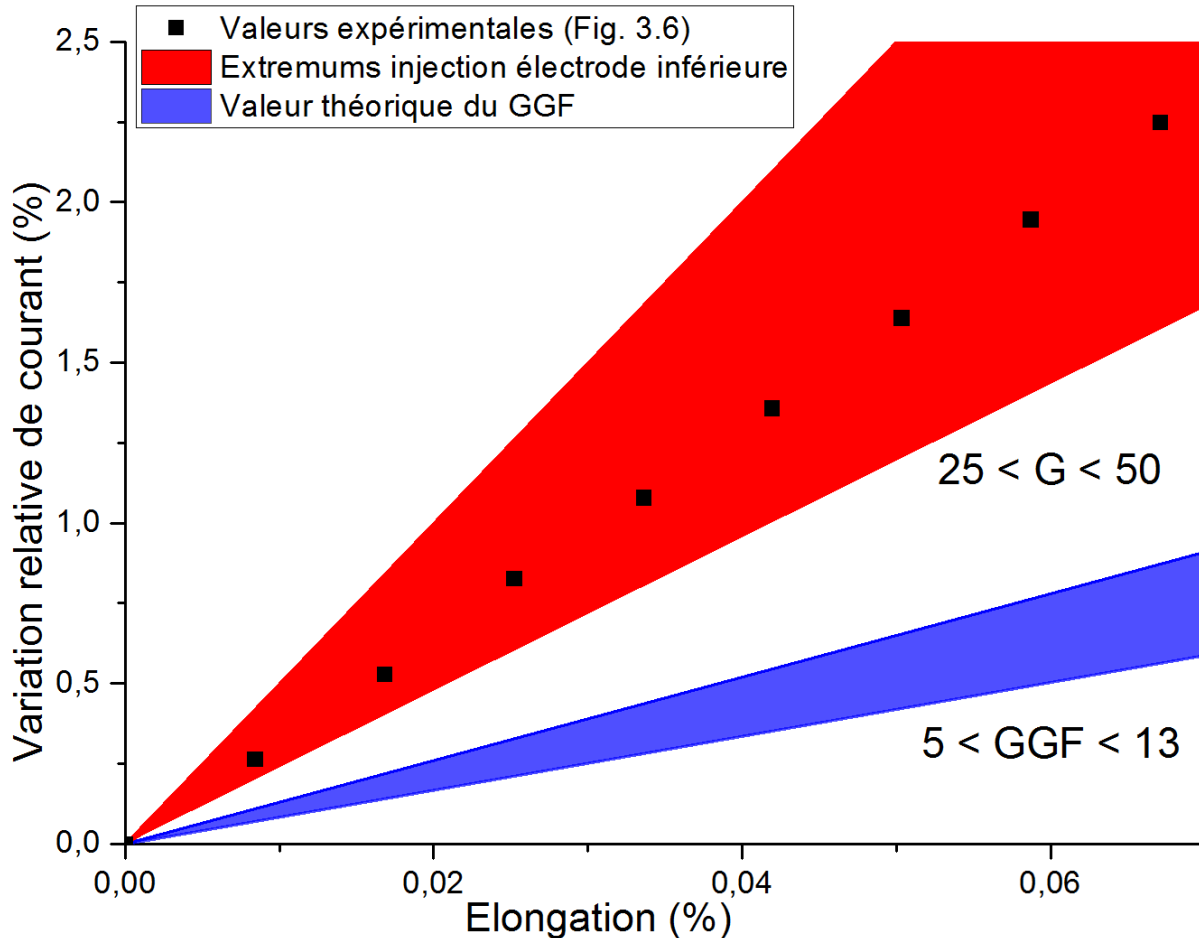


Figure 3.17 : comparaison entre les facteurs de jauges mesurés en injection depuis l'électrode inférieure, et le facteur de jauge géométrique.

La sensibilité des jauges à la contrainte ne provient donc pas uniquement de la variation de la géométrie de la jonction, mais aussi de la variation sous contrainte des autres paramètres.

3.2.2. Variation sous contrainte des paramètres physiques

Il reste 3 paramètres susceptibles d'expliquer l'amplitude des facteurs de jauge observés : la hauteur de barrière et les masses effectives des électrons dans l'électrode et dans l'alumine. m_m^*

ne dépend que du métal de l'électrode et on a vu que ce métal n'a pas d'influence sur le facteur de jauge extrait, on peut donc négliger ce paramètre (voir Fig. 3.11).

La masse effective dans l' Al_2O_3 dépend de l'effet de la contrainte sur la courbure de bande (aucun phénomène de repopulation de vallée n'existe puisqu'on s'intéresse aux propriétés des électrons dans la bande interdite, voir § 2.1.3).

La hauteur de barrière correspond approximativement à la différence de l'EFW des métaux utilisés pour l'électrode moins l'affinité électronique de l'alumine. Ces deux paramètres dépendent à nouveau de la structure de bande des matériaux et de leur variation sous contrainte.

Des méthodes de calcul *ab initio* [192] existent pour calculer les structures de bande. Ces méthodes peuvent prendre en compte les déformations mécaniques, mais elles ne sont applicables qu'aux matériaux cristallins (donc pas à notre alumine amorphe). D'autre part, les résultats obtenus de cette façon n'indiquent en général qu'un ordre de grandeur [193].

Des données existent dans la littérature sur la variation sous contrainte de l'EFW de certains métaux. Cette grandeur peut être mesurée localement par *Kelvin Probe Microscopy*. La référence [193] rapporte l'usage de cette technique sur Al et Cu, mais ces données sont parcellaires (l'auteur n'a pas connaissance d'étude similaire sur Pt ou Pd). D'autre part, ces données ne peuvent être réellement exploitées si la variation de l'affinité électronique de l'alumine n'est pas connue.

Dans ce travail, on considérera donc la variation sous contrainte de ces paramètres comme inconnue.

En faisant l'hypothèse simplificatrice qu'une seule de ces grandeurs varie sous contrainte, il est possible d'extraire les variations théoriques qui expliqueraient les facteurs de jauge observés. La méthode la plus simple pour cela consiste à utiliser des $I(V)$ sous contrainte. En ajustant la courbe obtenue sans contrainte, on obtient un jeu de paramètres. On peut ensuite utiliser les mêmes paramètres pour ajuster la courbe contrainte en ne laissant qu'un paramètre libre. La nouvelle valeur de ce paramètre après ajustement correspond à sa valeur sous contrainte.

Extraction par ajustement d' $I(V)$ sous contrainte

Pour les échantillons les plus stables, il est possible de réaliser des $I(V)$ sous contrainte. La figure 3.18 représente trois $I(V)$ réalisées en polarisation directe (électrode inférieure négative) sur des échantillons de type Pt/ Al_2O_3 10/Al. Les première et troisième courbes sont obtenues en l'absence de contrainte alors que la seconde est obtenue pendant l'application d'une flèche de 800 μm (une déformation d'environ 0,07 %).

Le décalage entre la 1^{re} et la 3^e $I(V)$ correspond donc au vieillissement alors que le décalage entre la seconde et les autres est significatif de la réaction à la contrainte. Les $I(V)$ sont faites « aller-retour », c'est-à-dire balayage dans le sens des V croissants puis dans le sens des V décroissants. La légère hystérésis peut être expliquée par du chargement de piège, des états lents ou des effets capacitifs (bien que le balayage en tension soit très lent).

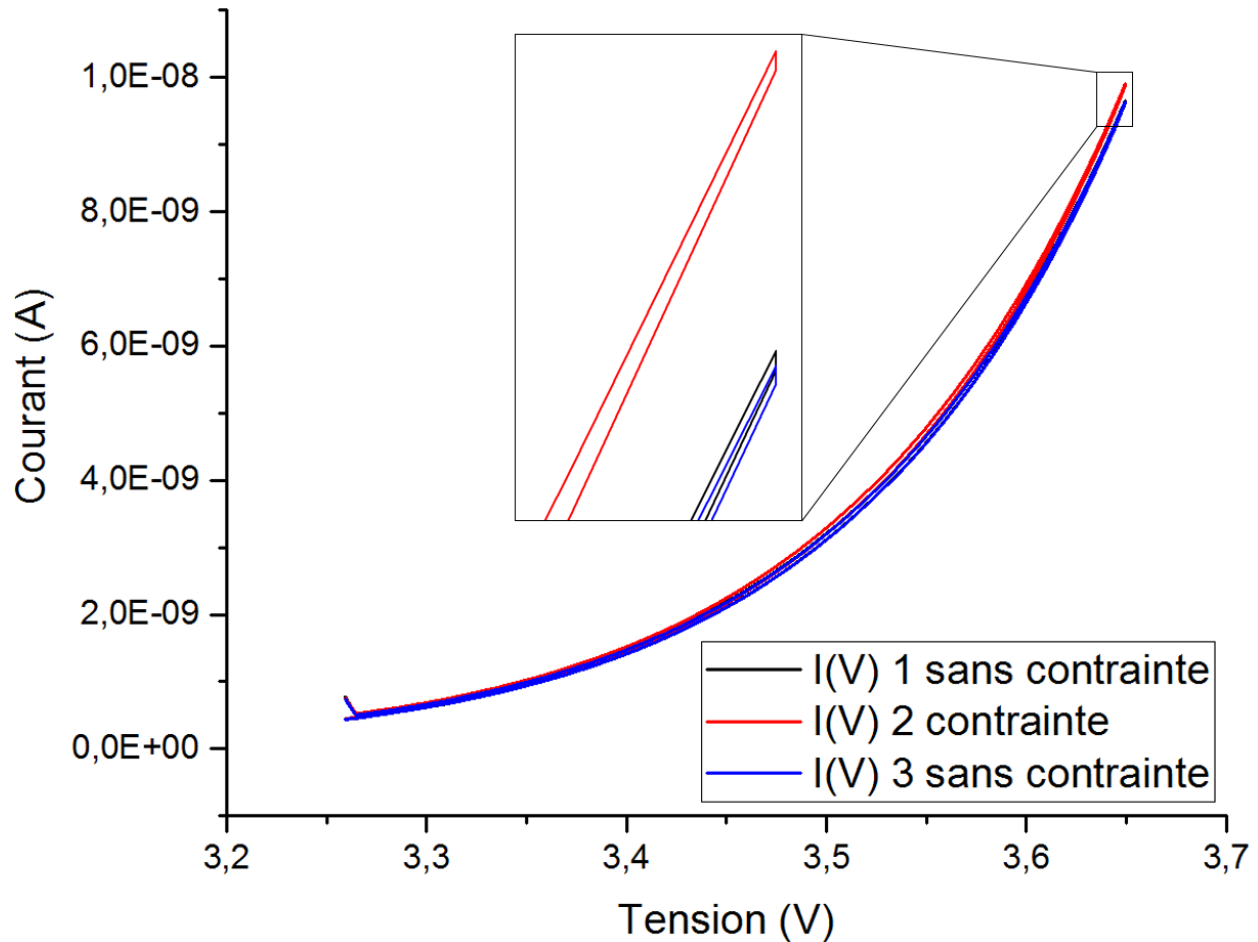


Figure 3.18 : $I(V)$ réalisées avec et sans contrainte sur une jonction Pt/Al₂O₃ 10/Al

Avant d'exploiter ces $I(V)$ pour des ajustements, il est possible d'en extraire des facteurs de jauge. On réalise l'extraction séparément pour l'aller et le retour de l' $I(V)$. Le courant sans contrainte est donné par la moyenne des courants de la 1^{re} et de la 3^e $I(V)$.

La figure 3.19 représente les facteurs de jauge et pour comparaison, deux séries de facteurs de jauge obtenus par des mesures en pyramide (par $I(t)$) sur d'autres jonctions fabriquées en même temps.

Les facteurs de jauge obtenus pour la partie « aller » de la courbe sont nettement supérieurs à la partie « retour » jusqu'à 4 nA. La comparaison avec les mesures en $I(t)$ (mesures stationnaires) laisse penser que la portion « aller » est impactée par des phénomènes transitoires, alors que la partie « retour » l'est beaucoup moins. Pour les ajustements, on exploitera donc la partie « retour ».

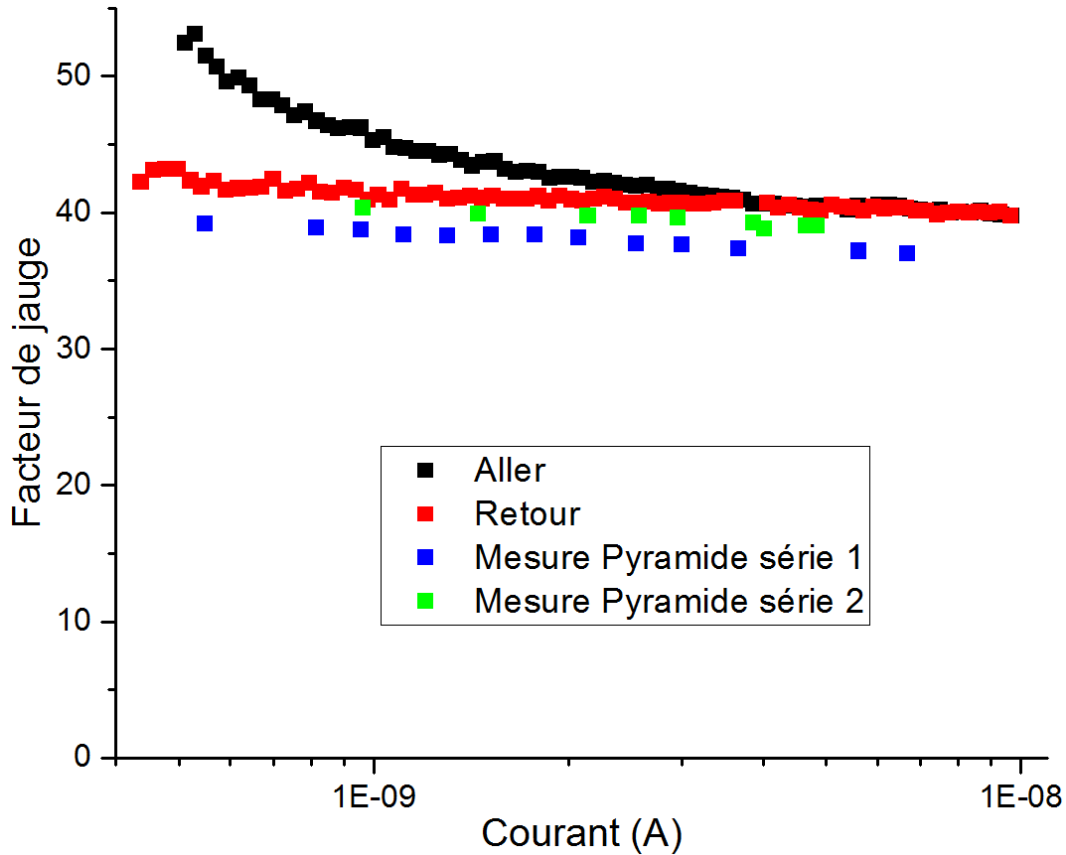


Figure 3.19: Facteurs de jauge extraits à partir d'I(V) sous contrainte sur Pt/Al₂O₃ 10/Al (Fig. 3.18)

Le tableau 3.1 présente le résultat de ces ajustements. Sous chaque tableau, la variation du paramètre libre est exprimée en pourcentage de variation par 0,1 % d'élongation. Pour tous ces ajustements, les coefficients de détermination restent supérieurs à 0,9999.

Table 3.3 : Extraction avec et sans contrainte à partir des courbes de la figure 3.18

	Φ_0			m_i^*	
	Libre	Contraint		Libre	Contraint
Φ_0 (eV)	1.9605	1.9593	Φ_0 (eV)	2	//
m_i^*	0.5	//	m_i^*	0.4732	0.4724
m_m^*	1	//	m_m^*	1	//
Ep (Vm ⁻¹)	8.106*10 ⁷	//	Ep (Vm ⁻¹)	8.157*10 ⁷	//
$\Delta\Phi_0 = -0,086\%$ par 0.1%			$\Delta m_i^* = -0,25\%$ par 0.1%		

Le problème de cette méthode de calcul des variations est qu'elle nécessite des I(V) sous contrainte qui ne sont pas disponibles pour tous les types d'échantillons. Une nouvelle routine Matlab a donc été écrite pour calculer les variations correspondant aux facteurs de jauge observés en fonction des paramètres extraits par ajustement.

Calcul de la variation des paramètres physiques avec Matlab

Cette nouvelle routine utilise comme donnée d'entrée les paramètres extraits par ajustements et une valeur de facteur de jauge. Pour chaque trio de paramètres, elle calcule la variation sous contrainte de Φ_0 ou de m_i^* correspondant à ce facteur de jauge.

La figure 3.20 montre le résultat obtenu en utilisant tous les paramètres extraits et pour un facteur de jauge de 40. Le groupe supérieur correspond à la variation de la masse effective et le groupe inférieur à la variation de la hauteur de barrière. Ces données sont affichées en fonction de m_i^* . La légende utilise une notation abrégée, le premier terme est la nature de l'électrode inférieure et le second l'épaisseur d'alumine. La notation R20 (*run 20*) indique que les jonctions ont subis un stress (20 cycles I(V) I(t) comme décrit précédemment) avant l'extraction de paramètres. Dans cette figure, les électrons sont toujours injectés depuis l'électrode inférieure.

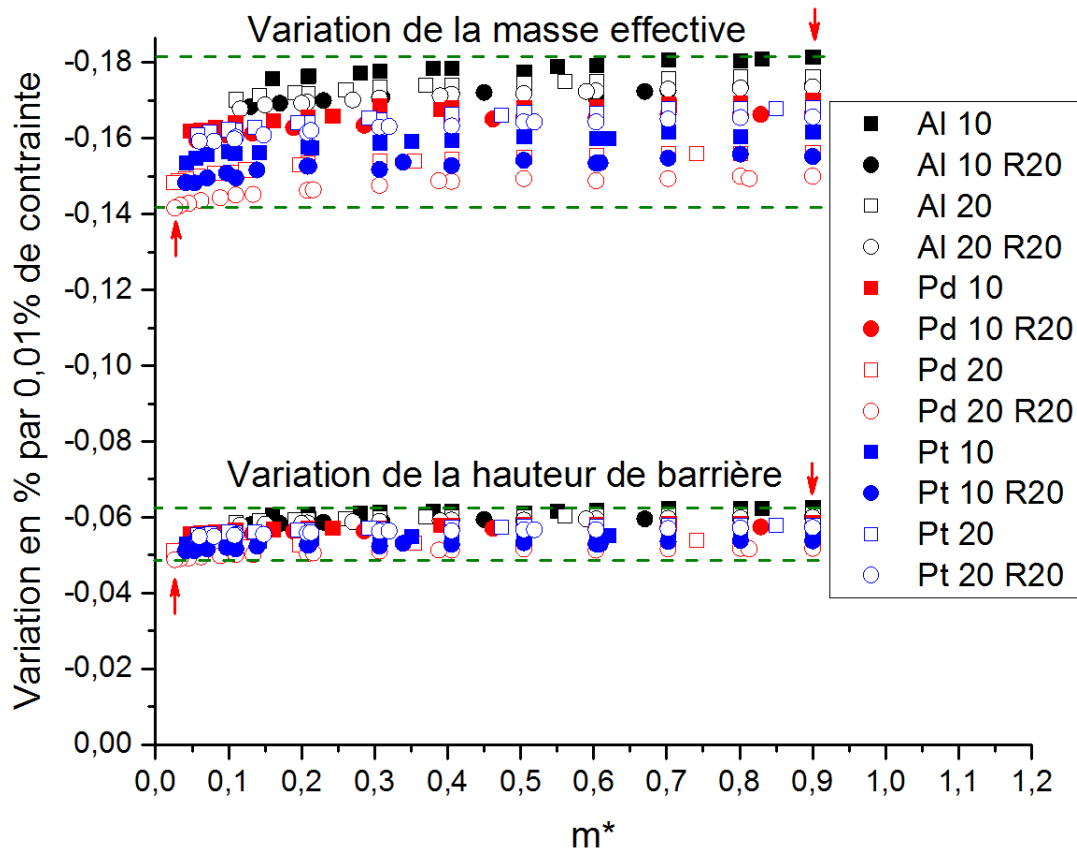


Figure 3.20 : Variation des paramètres calculée pour un facteur de jauge de 40

D'après les données de cette figure, la variation sous contrainte de hauteur de barrière est toujours comprise entre -0,048 et -0,063 % par 0,1 % de contrainte, et la variation de masse effective entre -0,141 et -0,181 % par 0,1 %. La dépendance de la variation en fonction de la valeur initiale de m_i^* (ou de Φ_0) est très faible (inférieure à la variation due à l'épaisseur d'alumine ou au vieillissement). D'autre part, aucune différence significative n'est observée en fonction du métal de l'électrode.

Ce résultat n'est pas totalement en accord avec les ajustements du tableau 3.1, mais les sensibilités relatives sont conservées. L'une des explications est que les valeurs extraites sont largement dépendantes du facteur de jauge pour lequel elles sont calculées et que les I(V) sous contrainte ne correspondent pas tout à fait à un facteur de jauge de 40.

Pour estimer l'importance de la dispersion des variations mesurées, on a calculé les facteurs de jauge associés aux paramètres indiqués par les flèches rouges, couplés aux valeurs extrêmes de variation calculée (traits pointillés verts). Ces facteurs de jauge sont compris entre 32 et 48. La dispersion observée est donc similaire à la dispersion des facteurs de jauge mesurés expérimentalement (voir Fig. 3.11).

La figure 3.21 représente les variations calculées pour une jonction Al/Al₂O₃ 20/Al en polarisation inverse pour un facteur de jauge de 75.

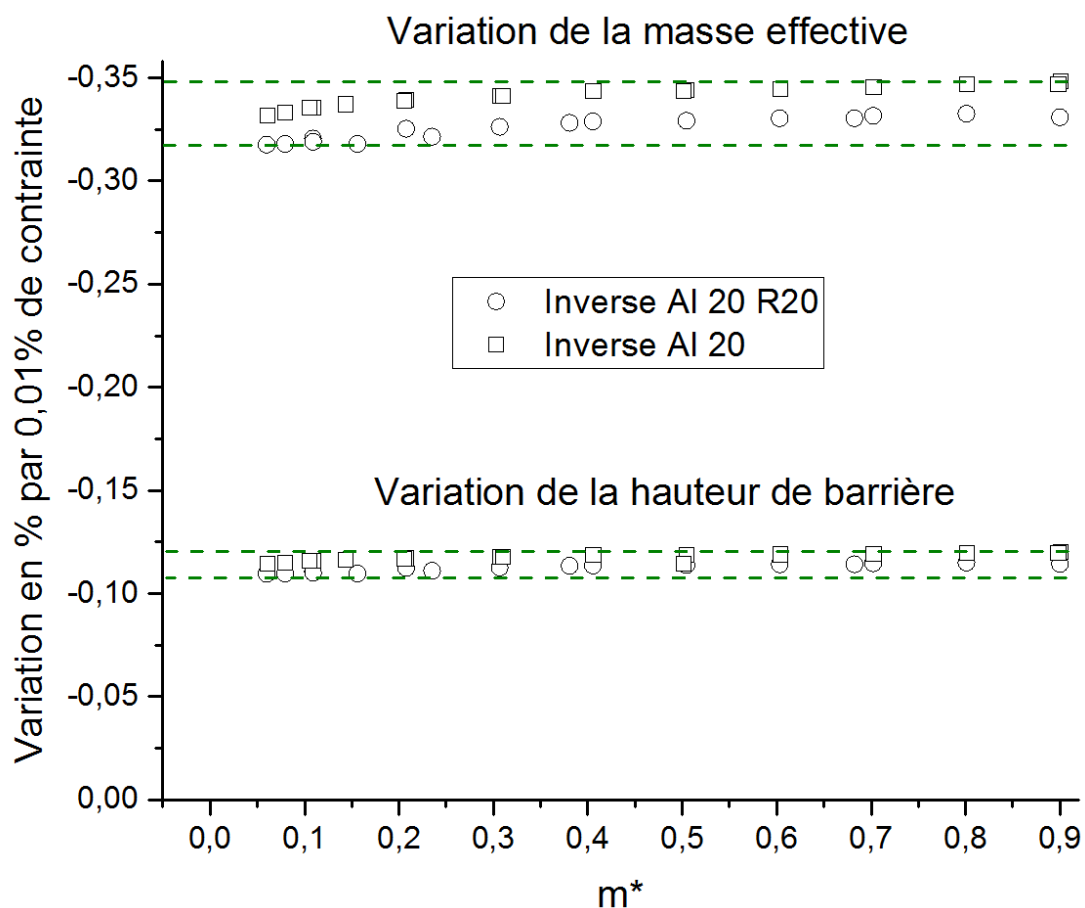


Figure 3.21 : Variation des paramètres calculée pour un facteur de jauge de 75 en polarisation inverse

Dans ce cas, la variation de hauteur de barrière est comprise entre -0,10 et -0,12 % par 0,1 % et la variation de masse effective entre -0,31 et -0,35 % par 0,1 %. Ces variations sont près de deux fois supérieures aux résultats obtenus en polarisation directe.

Interprétation des résultats

Comme on l'a expliqué au début de ce paragraphe, très peu de données sont disponibles pour comparer à nos résultats. Les calculs *ab initio* [194,195] et les mesures sur silicium [196] indiquent qu'une telle variation de masse effective est « possible ». Aucune conclusion plus poussée ne peut être faite puisque dans le contexte du courant FN, les électrons sont situés dans la bande interdite et non pas dans la bande de conduction de l'alumine.

À la connaissance de l'auteur, il n'existe pas de données dans la littérature sur la variation sous contrainte de la hauteur de barrière d'une jonction. Les seules données comparables sont donc des mesures de travail de sortie des métaux par *Kelvin Probe Microscopy*. La figure 3.22 montre des valeurs de travail de sortie de l'aluminium et du cuivre extraite de la référence [193]. En première approximation, la variation de hauteur de barrière est égale à la variation du travail de sortie moins la variation d'affinité électronique de l'alumine. La variation observée (linéaire dans une faible gamme de déformation) est du même ordre de grandeur que les variations de hauteur de barrières calculées. Ces variations sont donc à nouveau « plausibles ».

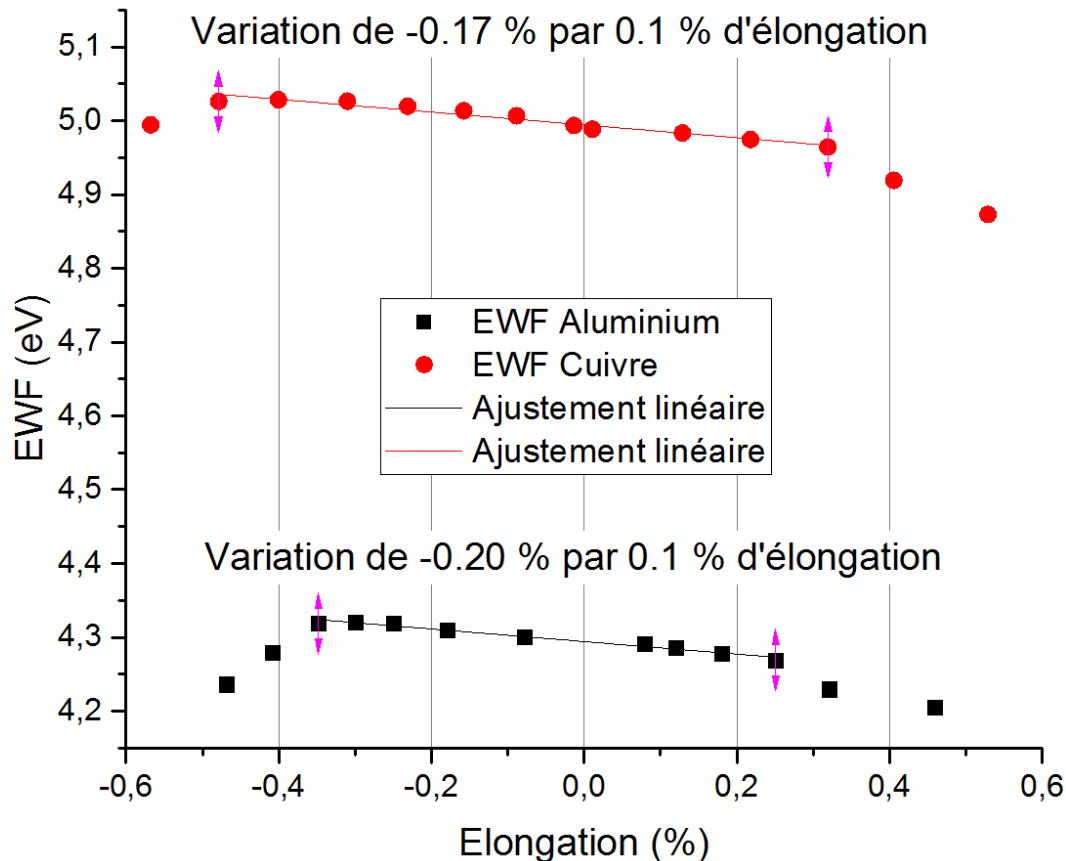


Figure 3.22: Variations sous contrainte des EWF de l'Aluminium et du cuivre. Extrait de [193].

Une autre observation est possible : Au vu de la figure 3.20 dans l'hypothèse où la sensibilité à la contrainte est due à la variation de hauteur de barrière, pour que le facteur de jauge soit indépendant de l'électrode, la variation de travail de sortie doit l'être aussi. Or la figure 3.22

montre une différence non négligeable entre les propriétés de l'aluminium et du cuivre. Il n'y a a priori pas de raison pour que les variations d'EFW de l'aluminium, du platine et du palladium soit les mêmes. La sensibilité pourrait donc provenir majoritairement de la variation de masse effective. Cette hypothèse implique que la sensibilité des jonctions à la contrainte provient essentiellement des propriétés de l'alumine, ce qui est cohérent avec les observations expérimentales (voir Fig. 3.11)

Un problème important demeure : quelle est l'origine du presque doublement du facteur de jauge en fonction de la polarité des mesures ? D'après ce qui a été dit précédemment, cela correspondrait à un quasi-doublement de la variation de masse effective ou de l'affinité électronique de l'oxyde entre les deux polarités.

En régime FN, la barrière rencontrée par les électrons a une largeur inférieure à la largeur réelle de la jonction (t) puisqu'ils transitent vers la bande de conduction de l'oxyde. Les masses effectives vues par les électrons ne correspondent donc pas à la même zone de l'alumine en fonction de la polarité. En particulier, l'interface proche de l'électrode réceptrice en est exclue.

La figure 3.23 illustre ce phénomène à l'aide d'un schéma de bandes. Le transit d'un électron par courant FN se fait sur une épaisseur (t_{effectif}) inférieure à l'épaisseur réelle de la jonction. Seules les propriétés de l'oxyde dans la zone traversée par l'électron (représentée en rouge) ont un impact sur le courant FN. Les propriétés de l'oxyde dans la zone verte ne peuvent influencer que sur la conduction ohmique jusqu'à l'électrode, qui n'est pas un processus limitant.

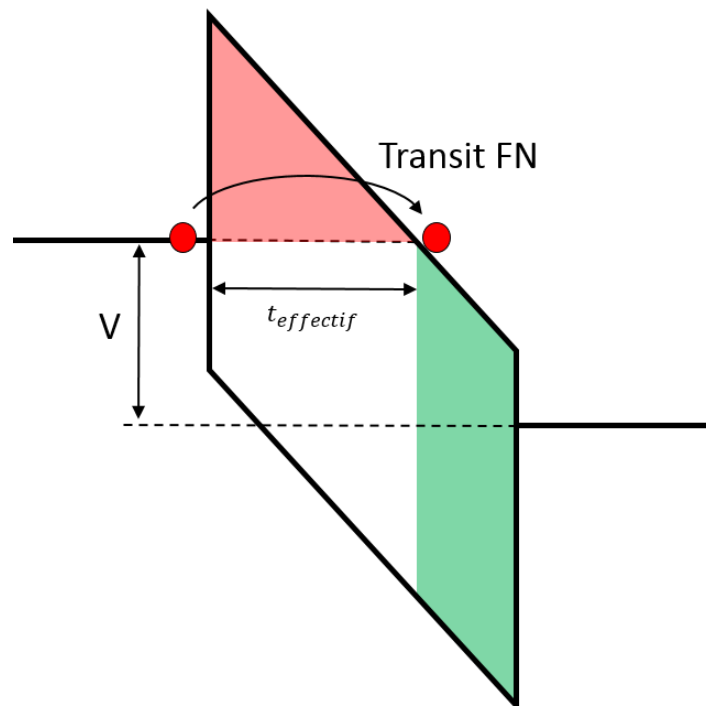


Figure 3.23 : Schéma du passage d'un électron par effet FN

Le comportement sous contrainte de l'alumine aux interfaces dépend de la composition chimique de l' Al_2O_3 . Cette composition est susceptible d'être impactée par des phénomènes

d'inter-diffusion et par les procédés de dépôt des électrodes (voir § 2.3.5). Ces différences pourraient expliquer les différents facteurs de jauge observés.

Ces conclusions ne sont pas totalement satisfaisantes, à cause, principalement de la rareté des données et des nombreuses hypothèses sur lesquelles elles reposent. On présentera au chapitre prochain une piste de recherche possible pour vérifier ou infirmer ces conclusions : la photoémission interne. Avant cela, la fin de ce chapitre exposera la dépendance théorique du facteur de jauge au courant.

3.2.3. Dépendance du facteur de jauge au courant

L'une des questions laissées en suspens précédemment est la variation du facteur de jauge en fonction du courant de mesure. Les facteurs de jauge théoriques associés aux variations de paramètres sont eux-aussi dépendants du courant. Cette dépendance provient de la non-linéarité de l'expression du courant FN aux paramètres qui apparaissent dans le terme exponentiel.

La figure 3.24 reprend tous les facteurs de jauge présentés en figure 3.11. On a ajouté dessus les facteurs de jauge théoriques associés aux variations de m_i^* (en noir) et de Φ_0 (en rouge). Pour rappel, ces facteurs de jauge incluent le GGF.

Pour l'électrode inférieure, G est calculé à partir d'un trio de paramètres extraits sur Pt/Al₂O₃ 10/Al (carrés bleus). Le trio utilisé a été choisi au hasard, mais tous les trios extraits d'une même courbe donnent le même facteur de jauge à ± 1 près. La variation utilisée est de -0.05% par 0.1% pour Φ_0 et de -0.17% par 0.1% pour m_i^* . Pour l'électrode supérieure, le trio de paramètres utilisé provient d'une jonction Al/Al₂O₃ 20/Al (triangles creux). Les variations sont de -0.09 et -0.28% par 0.1% pour Φ_0 et m_i^* respectivement.

La variation des facteurs de jauge théoriques correspond fortement à la dépendance observée expérimentalement.

La dépendance de G à I provient donc de la non-linéarité du courant Fowler Nordheim aux paramètres t , Φ_0 et m_i^* . Cette dépendance est exponentielle mais de dynamique lente et peut être approximée par une dépendance linéaire sur 1 à 2 ordres de grandeur.

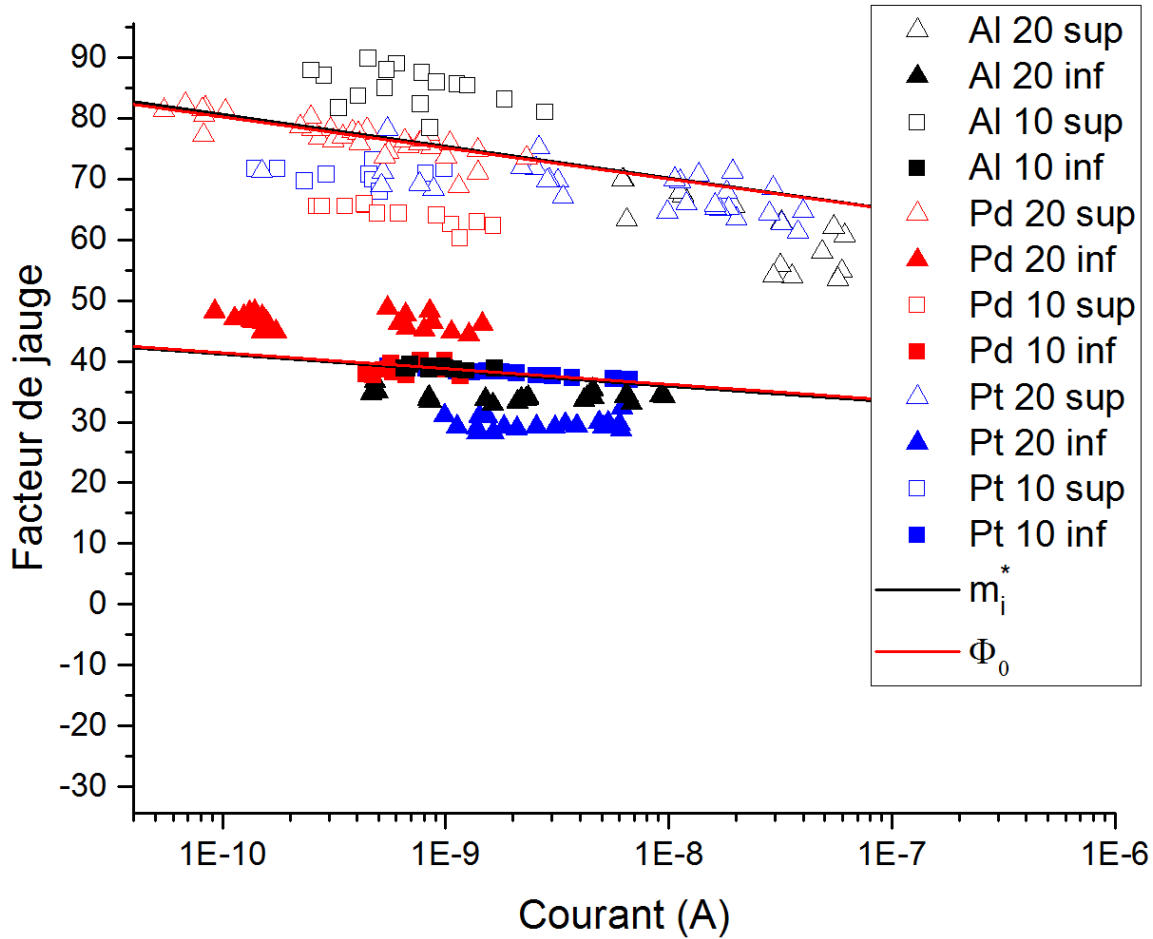


Figure 3.24: Facteurs de jauge extraits sur tous les types de jonction comparés avec les facteurs de jauge théoriques associés à la variation de Φ_0 et m_i^* .

Conclusion

Contrairement aux composants résistifs, la sensibilité à la contrainte des jonctions tunnel est différente selon qu'elle est mesurée à courant ou à tension fixe. La plus grande sensibilité est observée en mesurant le courant et c'est cette méthode qui est utilisée dans ce travail. Des facteurs de jauge relativement élevés (40 et 75) sont extraits. Ces valeurs sont comparables avec les performances des jauges en silicium dopé qui restent les plus présentes sur le marché des MEMS. Plusieurs types de jonction sont comparés, et malgré une forte incertitude, le facteur de jauge semble indépendant du métal de l'électrode d'injection et de l'épaisseur des jonctions. La sensibilité provient donc essentiellement des propriétés de l'alumine. En revanche, la polarité de la mesure a une forte influence sur le résultat. Les variations sous contrainte de la hauteur de barrière et de la masse effective des électrons dans l'alumine sont identifiées comme les sources principales de sensibilité des jonctions MIM. La dépendance théorique du facteur de jauge associée à cette hypothèse est compatible avec les mesures expérimentales.

Dans le prochain chapitre, on présentera une méthode de mesure de Φ_0 ; la photoémission interne. Cette méthode pourrait permettre de confirmer les résultats présentés ici.

Table des matières

Chapitre 4 : Mesure de la hauteur de barrière par photoémission interne	112
Introduction.....	112
4.1. Principe de la photoémission interne	112
4.1.1. Photoémission dans une jonction MIM : introduction	112
4.1.2. Processus de photoémission	114
4.2. Mesure de hauteur de barrière.....	118
4.2.1. Protocole expérimental et résultats bruts:	118
4.2.1. Considérations optiques et calcul de l'IQE:.....	122
4.3. Résultats	125
Conclusion	128

Chapitre 4 : Mesure de la hauteur de barrière par photoémission interne

Introduction

La difficulté principale rencontrée dans les chapitres 2 et 3 pour exploiter les ajustements réalisés sur les caractéristiques $I(V)$ des jonctions tunnel est la multiplicité des paramètres possibles. La mesure d'un de ces paramètres par une méthode indépendante permettrait de résoudre ce problème. D'autre part, au chapitre 3, on a identifié la variation sous contrainte de la hauteur de barrière des jonctions comme l'une des origines possibles de la sensibilité à la contrainte du courant Fowler Nordheim. Mesurer directement la hauteur de barrière, et en particulier sa valeur sous contrainte permettrait donc de vérifier les conclusions des chapitres précédents.

Ce chapitre présente une méthode pour réaliser cet objectif : la photoémission interne. On commencera par introduire le principe de cette mesure avant de présenter les résultats obtenus.

Pour ce chapitre, sauf indication contraire, toutes les équations sont tirées du livre de Valery V. Afanas'ev : Internal Photoemission Spectroscopy, Principles and Applications [147] et l'origine des énergies est choisie au niveau de Fermi E_f de l'électrode émettrice. D'autre part, on néglige l'énergie thermique. Cette hypothèse reste valide à température ambiante car les énergies mises en jeu (de l'ordre de l'eV) sont nettement supérieures à l'énergie thermique (environ 25×10^{-3} eV).

4.1. Principe de la photoémission interne

4.1.1. Photoémission dans une jonction MIM : introduction

La photoémission désigne le processus par lequel un électron acquiert de l'énergie en absorbant un photon (il devient un électron chaud) et se libère du matériau où il était confiné. Ce phénomène est similaire à l'émission thermoïonique mais l'énergie permettant de surmonter la barrière provient des photons absorbés plutôt que de l'énergie thermique. La photoémission d'électrons dans le vide est couramment utilisée pour déterminer la structure de bande des matériaux [197] mais la photoémission interne désigne l'émission d'électrons dans un isolant solide ou liquide. Dans ce cas, les électrons photo-émis sont caractéristiques de l'interface émetteur/isolant.

Pour réaliser une mesure, il est nécessaire de collecter les électrons émis. Dans le cas d'une structure MIM, les électrons sont émis par une électrode (émetteur), et collectés par une autre (collecteur).

Le processus de photoémission est généralement décrit comme composé de 4 étapes indépendantes : 1) l'absorption de photons par les électrons d'un métal, 2) le transport des électrons

chauds depuis le lieu de l'absorption jusqu'à l'interface avec l'isolant, 3) le passage de la barrière de potentiel, et 4) le transport dans l'isolant jusqu'à l'électrode conductrice.

Dans le cas idéal, seules les étapes 1) et 3) (l'absorption et le franchissement de la barrière) influencent le courant de photoémission. L'électron acquiert lors de l'absorption une énergie égale à l'énergie du photon incident ($h\nu$ avec ν la fréquence du photon). Arrivé à la barrière, s'il dispose de suffisamment d'énergie, il passe dans la bande de conduction de l'oxyde. De là, il est transporté dans le collecteur par conduction ohmique.

La condition pour qu'un électron passe dans la bande de conduction de l'oxyde est qu'il possède une énergie supérieure à la hauteur de barrière à l'interface. Pour mesurer cette barrière, on illumine une jonction MIM avec un faisceau monochromatique (tous les photons ont la même énergie). L'énergie des électrons chauds est donc égale à l'énergie du niveau de Fermi, plus l'énergie des photons incidents (l'énergie thermique est négligée). En réalisant un balayage sur l'énergie des photons incidents, on observe un palier au-dessus duquel les électrons commencent à passer. Ce palier correspond directement à la hauteur de barrière.

En réalité, chaque interface traversée par le faisceau de photons incidents et l'étape d'émission des électrons influe sur le courant observé, et on n'observe pas un palier net, mais une augmentation progressive du courant. Il est donc nécessaire de modéliser et de linéariser les données des mesures de photoémission pour identifier la valeur exacte de la hauteur de barrière.

Le traitement de données n'est pas réalisé sur le courant qui dépend du flux de photons incidents, mais sur le rendement quantique (QE pour *Quantum Efficiency*) qui correspond au nombre d'électrons collectés pour un flux de photons donné. Usuellement, deux types de rendements sont définis : le rendement quantique externe (EQE pour *External Quantum Efficiency*) et le rendement quantique interne (IQE pour *Internal Quantum Efficiency*). L'EQE correspond au nombre d'électrons collectés par photon émis (i.e. par photon présent dans le faisceau incident). L'IQE correspond au nombre d'électrons collectés par photon absorbé dans l'émetteur.

L'EQE est plus facile à obtenir, mais il est nécessaire d'utiliser l'IQE lorsque des couches fortement absorbantes ou réfléchissantes sont présentes entre la source lumineuse et l'électrode émettrice.

Dans notre cas, l'objectif est de mesurer les hauteurs de barrière des deux côtés de nos jonctions MIM. Pour cela, on utilise des jonctions identiques à celles présentées au chapitre 2 avec un oxyde de 20 nm, mais avec une électrode supérieure de 10 nm (d'aluminium). À cette épaisseur, l'aluminium est semi-transparent et pourra donc servir, au choix, d'émetteur ou de récepteur. Cependant, dans les deux cas, il sera nécessaire d'utiliser le rendement quantique interne puisqu'une partie (et une partie seulement) des photons incidents sera absorbés dans l'électrode supérieure, alors que le reste sera absorbé dans l'électrode inférieure ou sera réfléchi. On verra dans les paragraphes suivants comment l'application d'un champ électrique permet de sélectionner l'émetteur et le récepteur.

4.1.2. Processus de photoémission

La figure 4.1 offre une vision schématique de la photoémission interne. Chacune des flèches correspond à l'une des étapes identifiées dans le paragraphe précédent. Ces étapes seront détaillées individuellement dans la suite de ce texte.

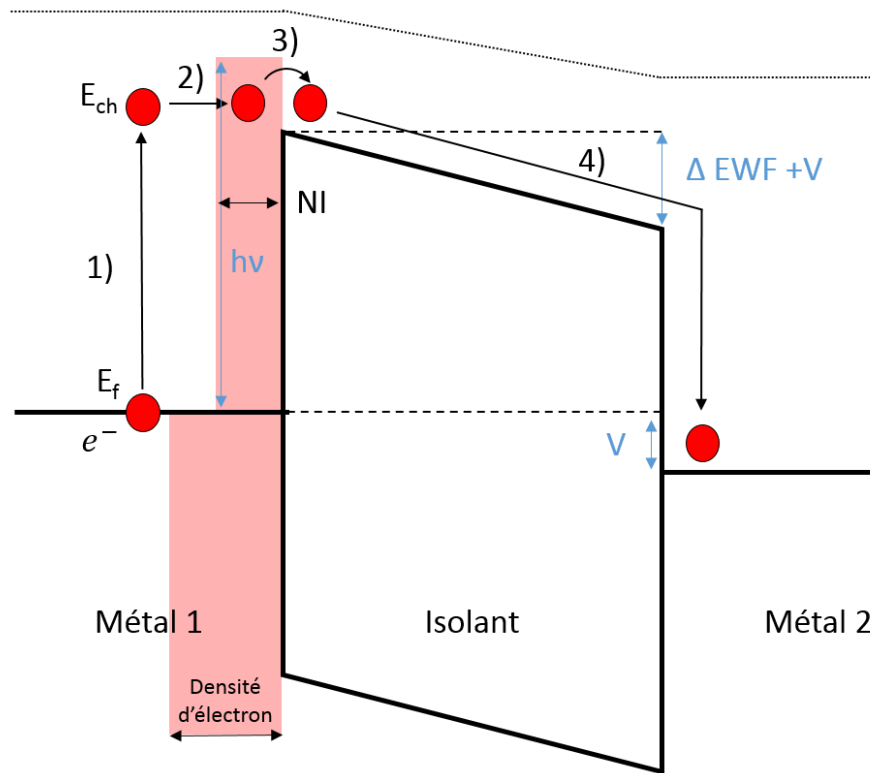


Figure 4.1: Schéma de principe de la photoémission interne

Étape 1 : absorption d'un photon

Lorsqu'un électron d'énergie E absorbe un photon de fréquence ν , il gagne une énergie $h\nu$. Cette énergie cinétique est associée à une vitesse dans une direction de l'espace aléatoire. La nouvelle énergie de l'électron est donc $E_{ch} = E + h\nu$ (on utilisera la notation E_{ch} pour désigner l'énergie d'un électron chaud i.e. qui a absorbé un photon).

Comme on l'a vu au chapitre 2, pour un métal, la densité d'états peut être considérée constante (indépendante de l'énergie) proche du niveau de Fermi. En l'absence de photons incidents, comme on néglige l'énergie thermique, la répartition en énergie des électrons dans le métal est nulle au-dessus de E_f , et constante en dessous.

L'absorption de photons est indépendante du niveau d'énergie E des électrons, et E est négatif ou nul car tous les électrons non-excités sont sous le niveau de Fermi. En présence d'un flux de photons incidents, un ensemble d'électrons excités se retrouve donc avec une énergie

comprise entre 0 et $h\nu$. La répartition en énergie des électrons est donc telle que schématisée sur la figure 4.1 : constante et égale à la densité d'état du métal sous E_f , constante et égale à NI entre 0 et $h\nu$, et nulle au-dessus de $h\nu$. I est le flux de photon incident et N est la proportion de ces photons qui génère un électron chaud « susceptible de passer la barrière » (voir § suivant). N est fonction de la fréquence des photons la transparence des couches au-dessus de l'électrode injectrice et l'absorption dans l'électrode injectrice dépendent de ce paramètre.

Étape 2 : transport de l'électron

Après l'absorption d'un photon, l'électron doit se déplacer vers l'interface. Pour avoir une chance de passer la barrière de potentiel, il doit conserver son énergie. Deux types d'évènements principaux peuvent survenir pendant ce déplacement : des collisions avec d'autres électrons ou avec des phonons. En général [147], on considère que la collision avec un autre électron cause une répartition de l'énergie entre les deux électrons (thermalisation) alors que la collision avec un phonon conserve l'énergie de l'électron. À chacun de ces évènements est associé un libre parcours moyen (MFP pour *Mean Free Path*). Dans la suite, on utilisera la notation l_e pour le MFP associé aux collisions électron/électron, et l_p pour le MFP électron/phonon.

l_e dépend de l'énergie des électrons. Aux basses énergies (<0.5 eV au-dessus de E_f), l_e est proportionnel à $1/E_{ch}$ et varie donc rapidement [198]. Pour des énergies plus importantes (>2 eV) l_e peut être considéré constant. Sa valeur dépend du métal étudié mais est typiquement inférieure à 5 nm [199]. l_p est moins dépendant de l'énergie et est typiquement plus élevé (plusieurs dizaines de nm) [200].

Dans cette thèse, les hauteurs de barrière à mesurer sont comprises entre 1 et 4.5 eV (voir chapitre 2) en pratique, les mesures effectuées montreront que les hauteurs de barrière sont supérieures à 2 eV. On pourra donc considérer l_e comme constant et négliger l_p .

Dans certains matériaux et à certaines énergies, l_e devient supérieur à l_p . les collisions avec les phonons ont alors pour effet de rediriger les électrons chauds et le rendement de photoémission augmente (jusqu'à un facteur 40 [201]).

Malgré l'absence de données précises, on considèrera toujours l_e comme égal à 5 nm ce qui signifie que seuls les photons absorbés à moins de 5 nm de l'interface participent au courant. N est donc fonction de la quantité de photons absorbés dans les 5 premiers nm de l'électrode injectrice (il s'agit d'une approximation car la quantité d'électrons capables de transiter vers l'interface varie en exponentiel décroissante avec l'épaisseur [202]).

Étape 3 : Franchissement de la barrière

Dans les deux paragraphes précédents, on a montré qu'en présence d'un flux monochromatique de fréquence ν , une population d'électrons apparaît à l'interface avec une énergie comprise entre E_f et $h\nu$. Cette population se répartit uniformément en fonction de l'énergie et la densité d'électrons dépend de la quantité d'électrons absorbés à moins de 5 nm de la surface.

L'énergie des électrons est une énergie cinétique associée à une quantité de mouvement dans une direction aléatoire dans l'espace. Pour que les électrons passent la barrière de potentiel sans être réfléchis, ils doivent posséder une quantité de mouvement suffisante dans la direction perpendiculaire à l'interface (selon $\vec{x}$ d'après les conventions du chapitre 2 fig. 2.4). Pour calculer la quantité de mouvement, il est nécessaire d'utiliser le bas de la bande de conduction comme origine des énergies. Dans ce repère, on définit l'énergie totale E_T de l'électron par $E_T = E_{ch} + E_f$. Ici, E_f est la différence entre le bas de la bande de conduction et le niveau de Fermi. Cette définition ne sera utilisée dans cette thèse que pour ce paragraphe. La quantité de mouvement est donnée par la formule 4.1 :

$$p = [2m^*(E_T)]^{1/2} \quad (4.1)$$

La quantité de mouvement minimale pour traverser la barrière (p_{min}) est la quantité de mouvement associée à la hauteur de barrière (c'est-à-dire $E_f + \Phi$). Cette condition est appelée la condition d'échappement de Fowler (*Fowler's escape condition*) [203]. La figure 4.2 représente ce phénomène. $\vec{p}_1$ et $\vec{p}_2$ sont deux distributions possibles de la quantité de mouvement. $\vec{p}_1$ permet à l'électron de franchir la barrière alors qu'un électron associé à $\vec{p}_2$ est réfléchi (le transit par effet tunnel est négligé).

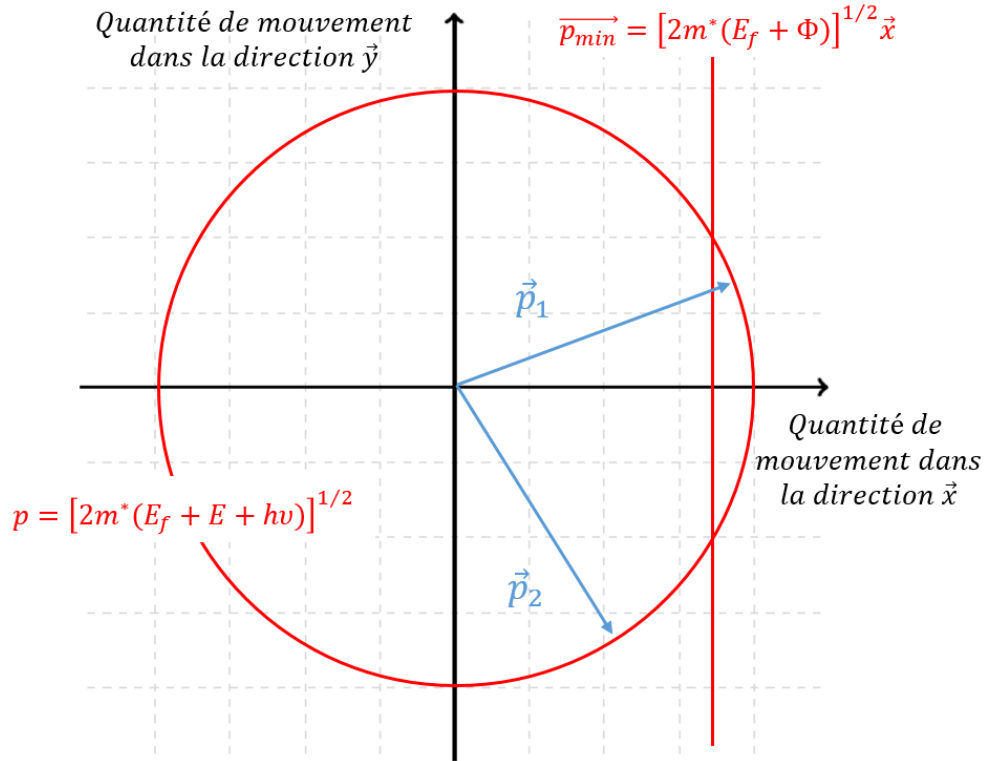


Figure 4.2: schéma de la répartition de l'énergie cinétique des électrons en fonction de la direction de l'espace cartésien.

La condition de Fowler définit un cône d'échappement pour lequel les électrons sont capables de franchir la barrière. La probabilité P pour qu'un électron de quantité de mouvement $\vec{p}$ se trouve dans ce cône est donné par la formule 4.2 (sous condition d'une distribution isotrope de la quantité de mouvement):

$$P(p) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{p_{min}}{p}\right) \quad (4.2)$$

En remplaçant par l'expression de p et en développant, on trouve :

$$P(E, \Phi, v) = 0 \quad si \quad E_{ch} < \Phi$$

$$P(E_{ch}, \Phi) = \frac{1}{2} \frac{E_{ch} - \Phi}{E_{ch} + E_f + \left(\frac{E_{ch} + E_f}{\Phi + E_f}\right)^{1/2}} \quad si \quad E_{ch} > \Phi \quad (4.3)$$

L'énergie de Fermi des métaux étant généralement autour de 10 eV (11.7 eV pour l'aluminium [204]), le dénominateur peut être considéré comme constant lorsque $E_{ch} \approx \Phi$. Cette approximation conduit à la relation 4.4 (ou C est une constante):

$$P(E_{ch}, \Phi) = C(E_{ch} - \Phi) \quad (4.4)$$

Le franchissement de la barrière est un procédé rapide, l'effet Schottky d'abaissement de la barrière entre donc en jeu et la barrière réelle surmontée par l'électron est celle décrite par l'équation 4.5 (reprise du chapitre 2 équation 2.5) :

$$\Phi(F) = \Phi_0 - \sqrt{\frac{eF}{4\pi\epsilon_i}} \quad (4.5)$$

Cela signifie que la hauteur de barrière mesurée est fonction du champ électrique dans la jonction.

Étape 4 : transport jusqu'à l'électrode collectrice

Une fois la barrière de potentiel franchie, les électrons se trouvent dans la bande de conduction de l'oxyde. Étant donnée l'épaisseur de l'oxyde (20 nm), ils tendent à se thermaliser (leur énergie est dissipée et ils descendent au niveau du bas de la bande de conduction de l'oxyde). Une fois thermalisés, les électrons sont conduits par conduction ohmique vers l'électrode de plus fort potentiel électrique. La photoémission se produit donc préférentiellement de l'électrode négative à l'électrode positive. On peut exploiter ce phénomène pour extraire la hauteur de barrière aux deux interfaces d'une même jonction MIM.

Rendement quantique

D'après ce qu'on a vu précédemment, l'IQE (noté Y_{int}) correspond au nombre d'électrons qui franchissent la barrière par photons absorbés dans les 5 nm supérieurs de l'électrode injectrice. Mathématiquement, cela correspond à l'intégrale du produit de la probabilité N qu'un photon incident génère un électron chaud proche de l'interface par la probabilité de franchissement de la barrière entre Φ et $h\nu$:

$$Y_{int}(\Phi, v) = \int_{\Phi}^{h\nu} N C(E_{ch} - \Phi) dE_{ch} = \int_0^{h\nu - \Phi} N C(h\nu - E - \Phi) dE \quad (4.6)$$

Et donc en réalisant l'intégration:

$$Y_{int}(\Phi, \nu) = C' N (h\nu - \Phi)^2 \quad (4.6)$$

Avec C' une constante. Le rendement quantique est donc linéairement dépendant du carré de l'énergie des photons moins la hauteur de barrière $(h\nu - \Phi)^2$. Pour connaître la relation entre le QE et Φ , il suffit donc de déterminer la proportion de photons absorbés proche de l'interface N (à une constante multiplicative près). Ces relations seront utilisées pour linéariser les courbes extraites et identifier ainsi la hauteur de barrière.

4.2. Mesure de hauteur de barrière

4.2.1. Protocole expérimental et résultats bruts:

Finalement, le protocole pour extraire la hauteur de barrière d'une interface consiste à :

- Mesurer le courant de photoémission au travers d'une jonction en fonction de la longueur d'onde du flux lumineux incident pour une différence de potentiel appliqué donnée.
- Diviser ce courant par le flux de photons fournis par la source (la source n'étant pas parfaitement « blanche », l'intensité varie avec la longueur d'onde) pour obtenir l'EQE (à une constante multiplicative près).
- Corriger les données en fonction de l'absorption dans les 5 nm supérieurs de l'électrode injectrice (l'absorption est elle-aussi fonction de la longueur d'onde) pour obtenir l'IQE (à une constante multiplicative près).
- Afficher la racine du QE en fonction de l'énergie des photons (le résultat doit être linéaire). L'intersection avec l'axe des abscisses correspond à la hauteur de barrière pour la différence de potentiel appliquée (voir équ. 4.6).
- Afficher la hauteur de barrière extraite en fonction de la racine du champ électrique. L'intersection de la droite obtenue avec l'axe des ordonnées correspond à la hauteur de barrière Φ_0 utilisée dans l'expression du courant FN (il est possible de prendre en compte le champ natif, voir équ. 4.5)

Pour réaliser la mesure, le principal échantillon utilisé est un échantillon Pd/Al₂O₃ 20/Al avec une électrode inférieure de 145 nm (totalement mate) et une électrode supérieure de 10 nm d'Al (semi-transparente). Cet échantillon a été fabriqué sur un substrat en Kapton (polyimide) de 75 μ m d'épaisseur. Le kapton est un polymère résistant à la température.

L'intérêt d'un substrat en kapton est la possibilité d'appliquer une contrainte à l'échantillon en le fixant sur un support cylindrique. Cette méthode est illustrée par la figure 4.3 qui représente le même échantillon sur un support plat A) et cylindrique B).

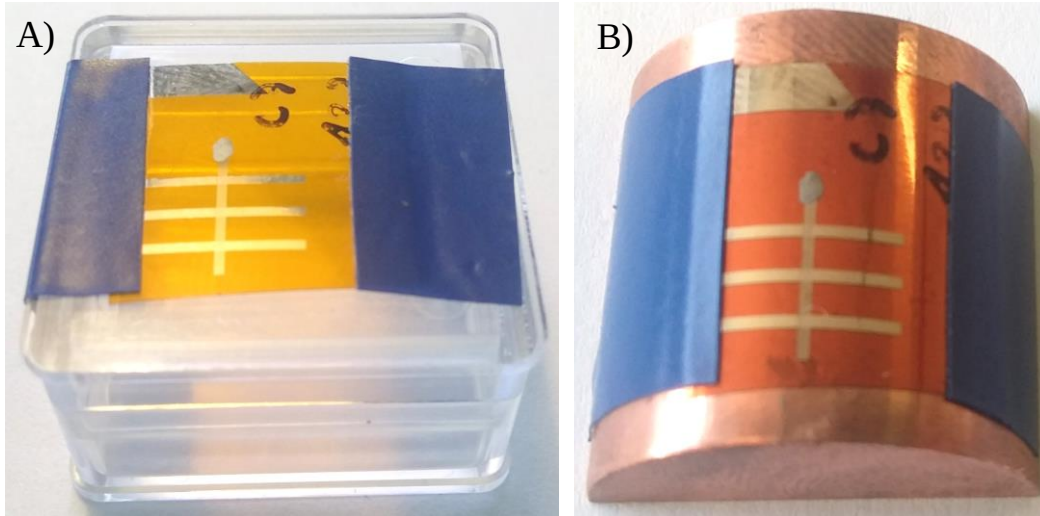


Figure 4.3: Échantillon utilisé pour la photoémission sur des supports plats A) et courbés B)

La déformation au niveau de la jauge est donnée par l'expression 4.7 [94] avec t_s l'épaisseur du substrat, et r_c le rayon de courbure du support :

$$S_{xx} = \frac{t_s}{t_s + 2r_c} \quad (4.7)$$

Le support utilisé possède un rayon de courbure de 1 cm et correspond donc à une elongation de 0,37%. Avant la mesure de photoémission, des courbes $I(V)$ ont été réalisées dans les positions plates et déformées. Ces courbes sont similaires dans les deux cas (à la dérive près), ce qui signifie que la manipulation et l'application de ce niveau de contrainte ne détériore pas les jonctions.

Une fois préparés, les échantillons sont illuminés à l'aide d'un monochromateur Cornerstone 260TM couplé à une lampe Xénon. Un balayage en longueur d'onde est effectué de 260 à 550 nm par pas de 10 nm, c'est-à-dire de 4,8 à 2,25 eV. Pendant ce temps, le courant au travers de la jonction est mesuré avec un analyseur paramétrique Keithley 4200-SCS[®]. En dessous de 260 nm (i.e. au-delà de 4,8 eV) le flux fourni par la source est trop faible, alors qu'au-delà de 550 nm le courant mesuré devient négligeable.

La figure 4.4 montre le spectre de la lampe utilisée (en nombre de photons par unité de temps pour chaque longueur d'onde). La source est peu adaptée à cette application et le flux de photons dans les hautes énergies (basses longueurs d'ondes) est faible.

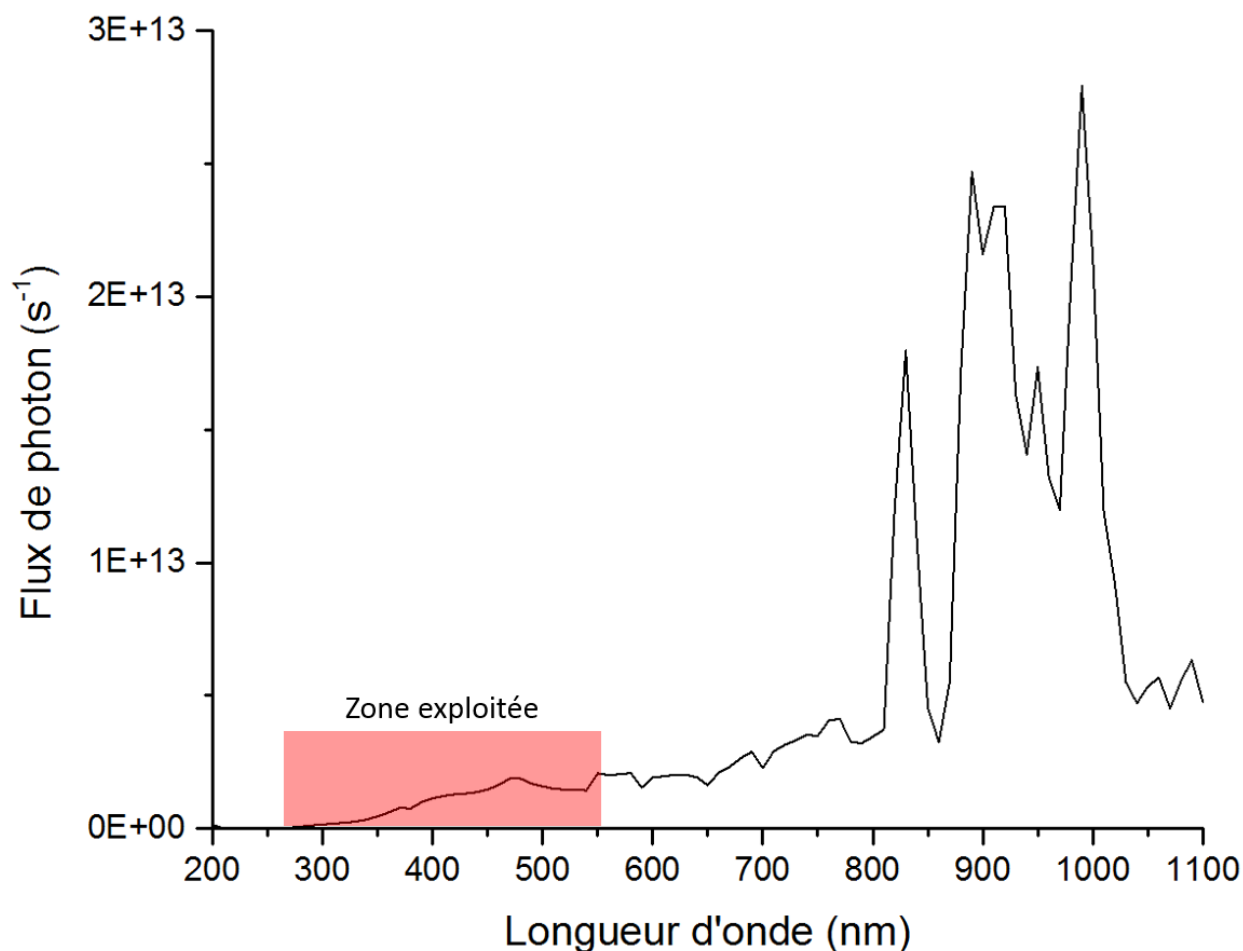


Figure 4.4 : Spectre de la source lumineuse

Du fait de la faible intensité de la source lumineuse disponible, le photocourant est faible (de l'ordre du pico ampère) et bruyé. Pour obtenir une mesure fiable, le courant est mesuré pendant 50 s pour chaque longueur d'onde et une moyenne est réalisée. La figure 4.5 montre le résultat de cette mesure en polarisation directe (injection depuis l'électrode inférieure) à 5V.

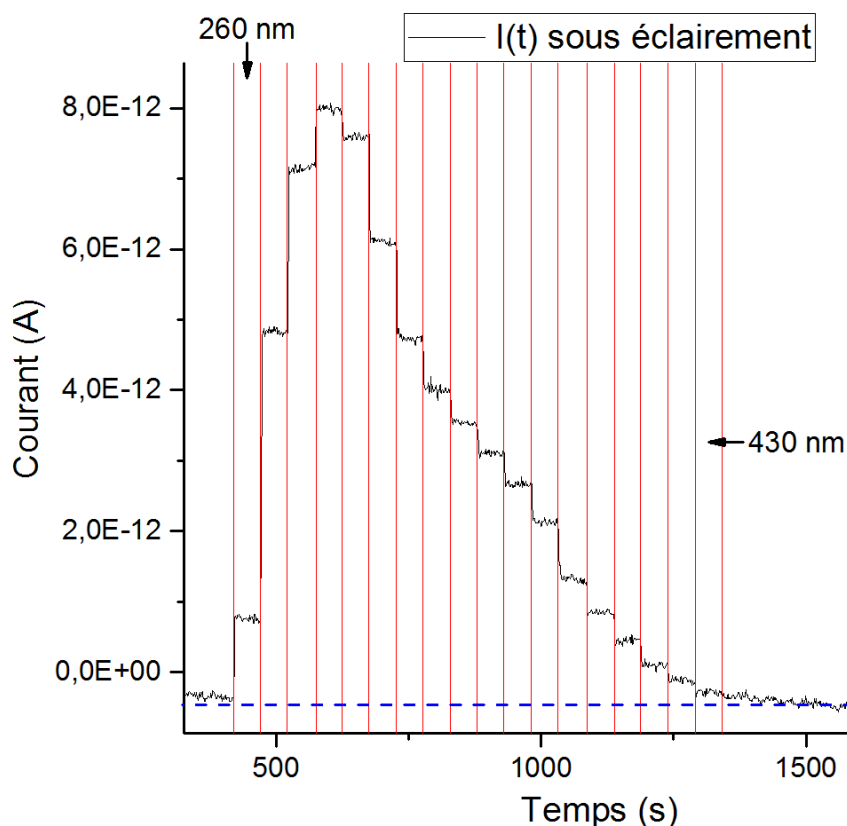


Figure 4.5 : Mesure du photocourant pendant le balayage en longueur d'onde (par pas de 10 nm) pour une jonction Pd/Al₂O₃ 20/Al sans contrainte, polarisé en directe à 5V. Pour les électrodes inférieures, le balayage est stoppé à 430 nm car aucun signal mesurable (courant au repos en bleu) n'est observé au-delà.

Pour cette mesure, le flux lumineux a été éteint à la fin du balayage et le courant mesuré pendant 1000s. Cette expérience met en évidence la présence d'un léger courant négatif au repos matérialisé sur la figure par la ligne discontinue bleue. Ce décalage est présent dans toutes les mesures, et l'auteur l'interprète comme un défaut d'étalonnage de l'instrument de mesure. Cet *offset* a donc été soustrait à la totalité des courants mesurés.

La qualité de la mesure est variable avec la tension appliquée (une tension plus grande est généralement liée à un meilleur signal). Les mesures ont donc été réalisées de 2 à 6 V par palier de 1 V. Pour les jonctions utilisées, le courant tunnel à 6 V est négligeable (de l'ordre de 10⁻¹³ A d'après les I(V) réalisées).

La figure 4.6 représente la racine carrée du courant extrait normalisé par le flux photonique de la source, c'est-à-dire la racine de l'EQE (à une constante multiplicative près) pour une jonction Pd/Al₂O₃ 20/Al sans contrainte. Les termes « inf » et « sup » dans la légende désignent l'électrode injectrice. Le second terme correspond à la tension appliquée pendant la mesure.

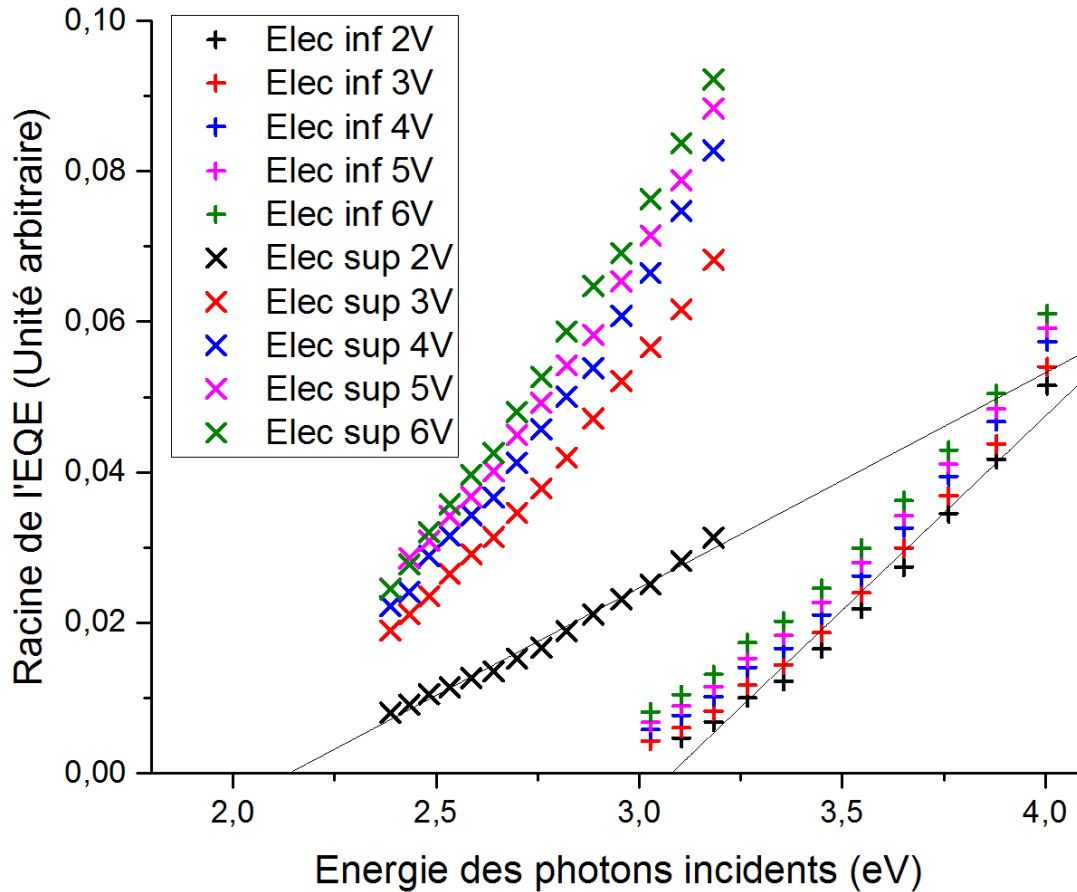


Figure 4.6 : Racine du rendement quantique externe pour une jonction Pd/Al₂O₃ 20/Al sans contrainte

Les données présentées sont limitées à environ 1 eV au-dessus de la hauteur de barrière car la plupart des hypothèses utilisées (densité d'état constante dans le métal, MFP indépendant de l'énergie...) ne sont valides que dans une gamme d'énergie restreinte [147]. Le résultat n'est pas linéaire car la transmissivité de l'aluminium et l'absorption dans le palladium varient avec la longueur d'onde. Un ajustement linéaire est présenté pour comparaison sur les deux mesures effectuées à 2V.

4.2.2. Considérations optiques et calcul de l'IQE:

Pour calculer l'absorbance (i.e. quantité de photons absorbés normalisée par le flux incident) dans les électrodes le logiciel IMD a été utilisé. IMD est un logiciel libre développé par David L. Windt des laboratoires Bell pour la modélisation des propriétés optiques des films multicouches [205]. Les propriétés des matériaux utilisés proviennent du livre de E. Palik [206].

La jonction est définie dans IMD comme :

- Un substrat en palladium : la couche de Pd est complètement opaque et peut être considérée comme semi-infinie du point de vue optique
- Une couche de 20 nm d'alumine
- Une couche de 10 nm d'aluminium

Le logiciel fournit la réflectance, l'absorbance, et la transmittance du multicouche en fonction de la longueur d'onde. L'absorbance est la portion des photons absorbés dans l'aluminium et l'alumine. L'absorbance de l'alumine étant négligeable, cette grandeur peut être considérée comme égale à l'absorbance de l'aluminium. La transmittance est la portion des photons transmis (i.e. absorbés) dans le palladium.

Bien que seule l'absorbance dans les 5 nm les plus proches de l'interface nous intéresse, le logiciel ne permet pas d'obtenir cette grandeur pour l'électrode supérieure, et on utilisera l'absorbance dans la totalité de l'aluminium pour calculer l'IQE. Cette approximation est assez grossière à cause des photons réfléchis à l'interface $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Pd}$.

En revanche, pour l'électrode inférieure, il est possible d'obtenir l'absorbance dans les 5 nm proches de l'interface en modélisant une seconde structure. Cette nouvelle structure est composée de : 1) substrat en palladium 2) couche de 5 nm de palladium 3) couche de 20 nm d'alumine 4) couche de 10 nm d'aluminium. La différence entre les transmittances calculées pour la première et la seconde structure est l'absorbance dans les 5 nm supérieurs de palladium.

La figure 4.7 montre l'absorbance calculée pour l'aluminium et le palladium en fonction de la longueur d'onde.

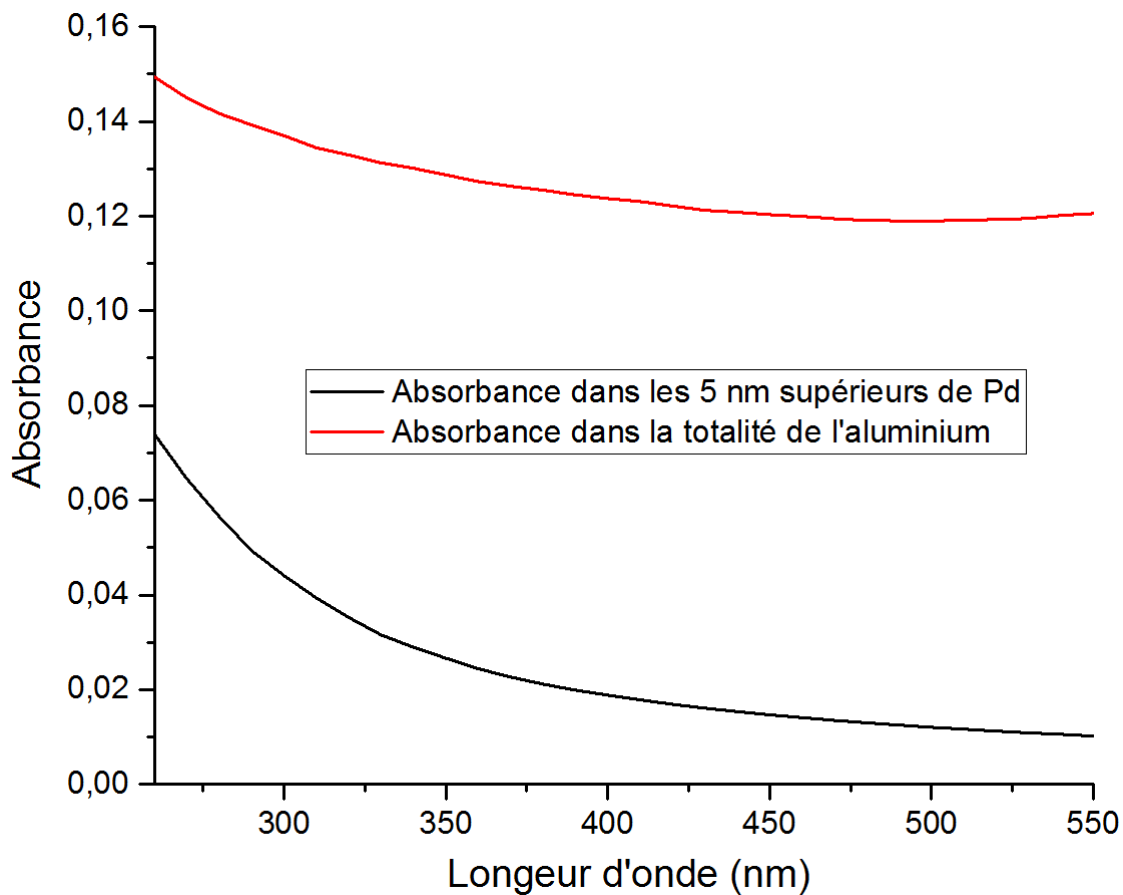
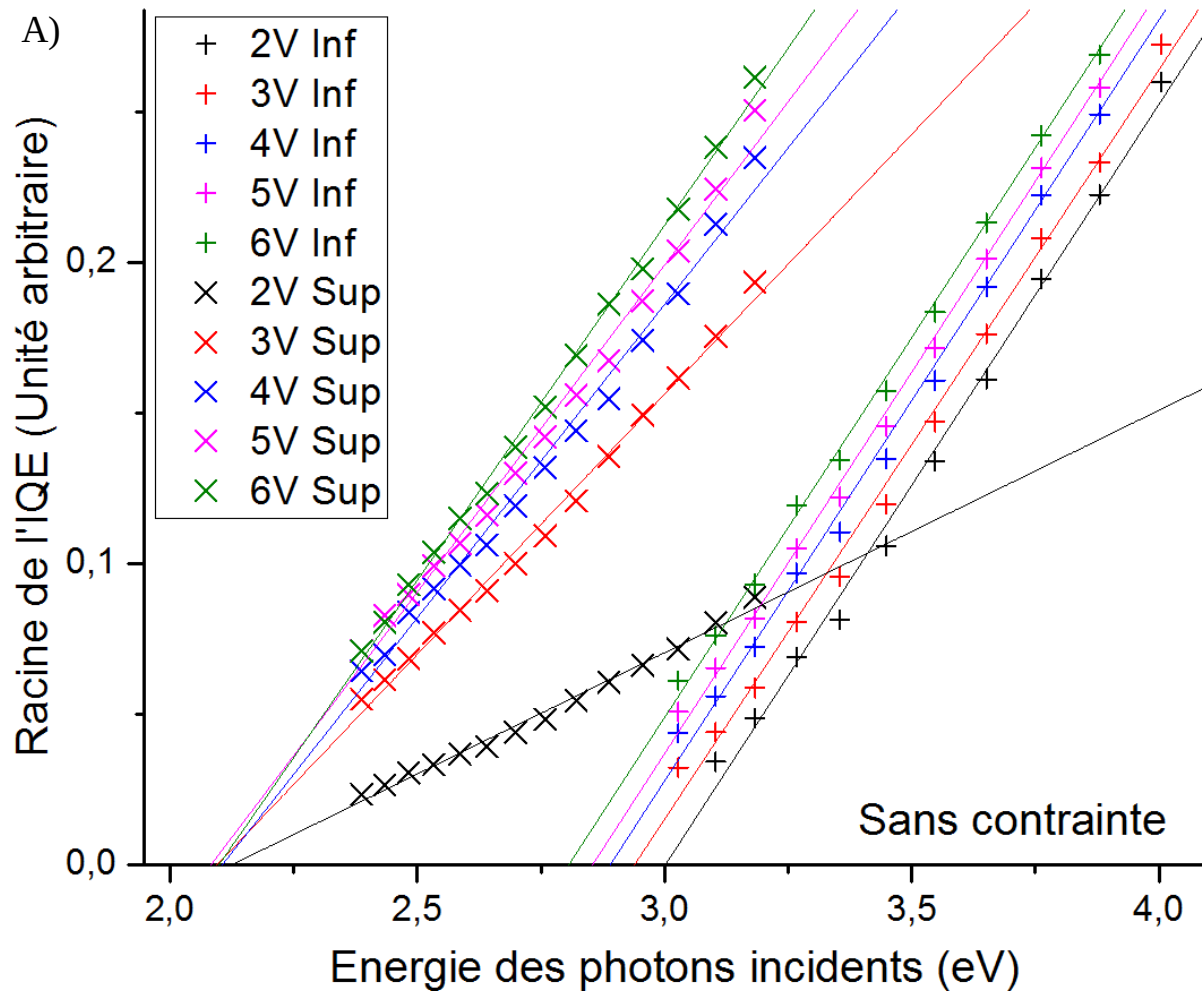


Figure 4.7 : Absorbance dans l'aluminium et le palladium calculée avec IMD

La figure 4.8 montre la racine carrée du courant corrigé par le spectre de la lampe et par l'absorption calculée avec IMD, c'est-à-dire la racine du rendement quantique interne (IQE). Des ajustements linéaires de chaque courbe sont affichés en traits continus. La mesure a été réalisée avec et sans contrainte (i.e. sur un support courbe et plat).

Les courbes correspondant à l'injection depuis l'électrode inférieure sont plus linéaires que depuis l'électrode supérieure ($R^2 > 0.99$ contre $R^2 > 0.98$). Cette différence peut s'expliquer par la qualité de la correction calculée avec IMD (meilleure pour l'électrode inférieure).

Un léger pic se retrouve dans toutes les séries de données (surtout visible sur la série élec sup sous contrainte) autour de 3,25 eV (environ 380 nm). Pour l'auteur, ce pic s'explique par une erreur dans l'intensité du spectre lumineux incident utilisé pour le calcul du QE.



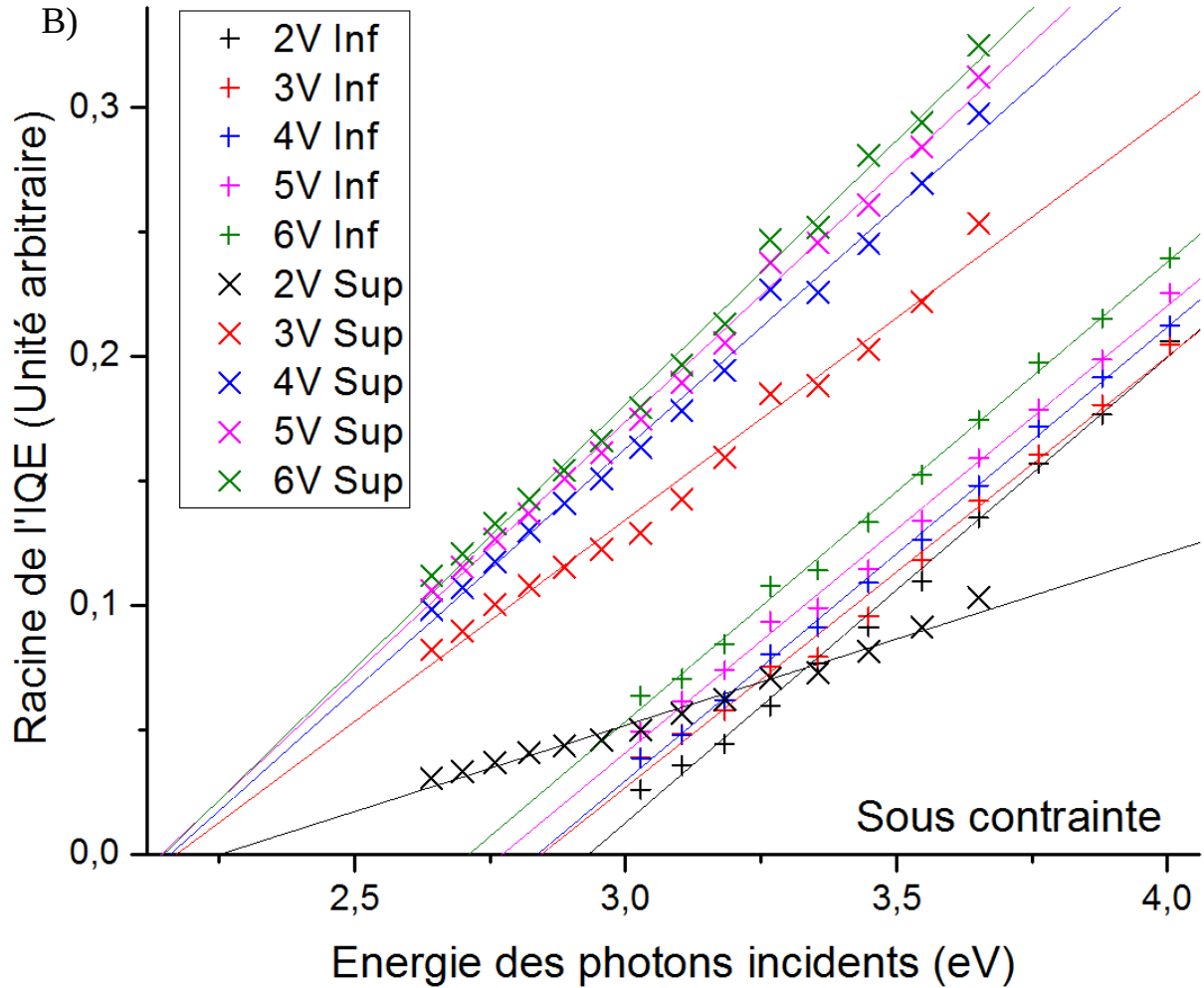


Figure 4.8 : Racine du rendement quantique interne (IQE) en fonction de l'énergie des photons incidents. A) en l'absence de contrainte et B) avec contrainte.

4.3. Résultats

L'intersection des ajustements linéaires de chaque courbe de la figure 4.8 avec l'axe des abscisses indique la hauteur de barrière effective Φ à l'interface d'injection en fonction du champ dans la jonction.

Cette hauteur de barrière varie linéairement avec la racine du champ électrique dans l'oxyde (voir Equ. 4.5). La figure 4.9 représente donc les valeurs expérimentales de Φ en fonction de la racine du champ électrique imposé. Des ajustements linéaires de chaque série de mesures sont représentés en traits pleins.

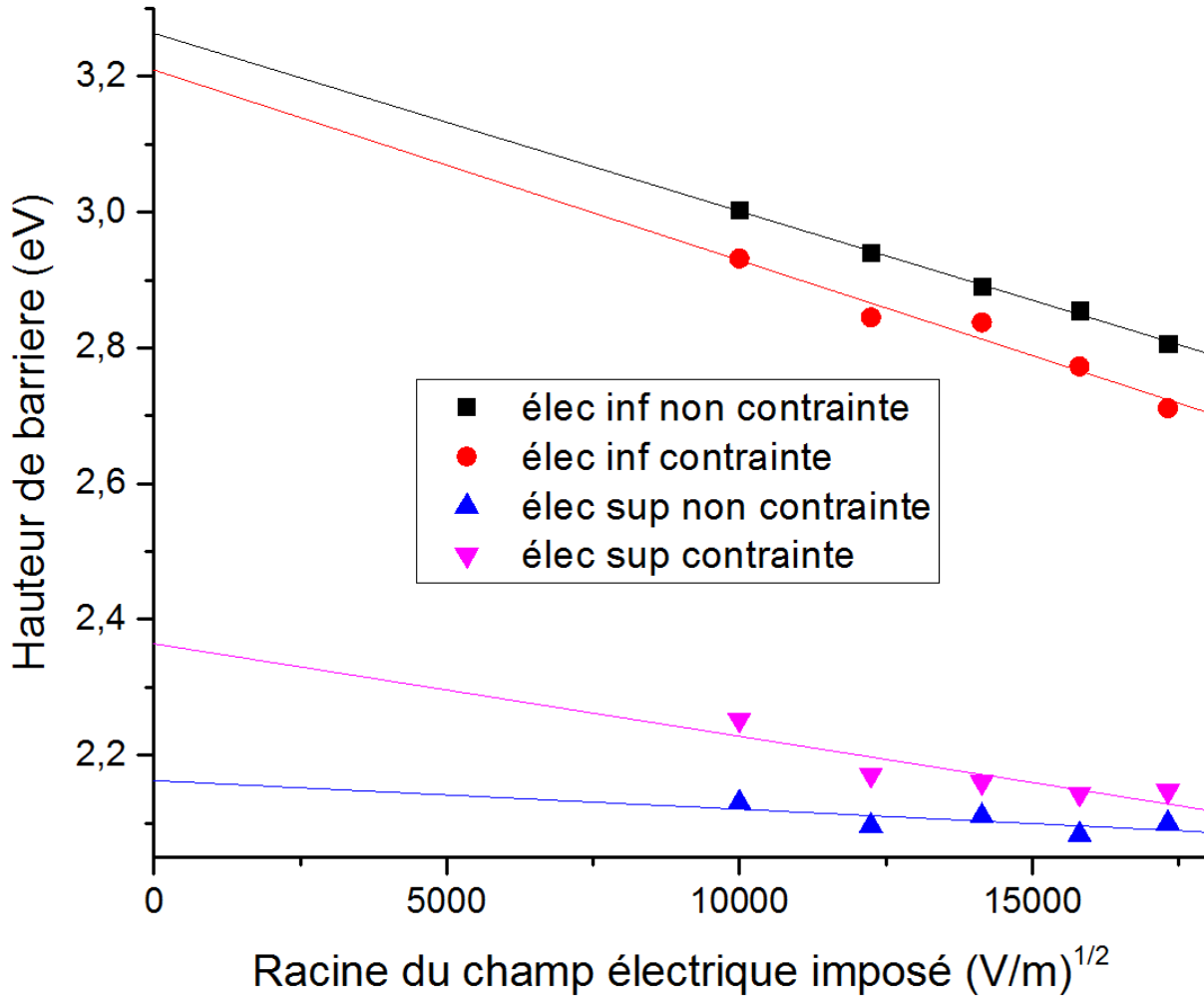


Figure 4.9 : Valeurs expérimentales de la hauteur de barrière en fonction de la racine du champ électrique imposé.

On remarque d'après la figure 4.9 que la différence de hauteur de barrière entre les électrodes supérieure et inférieure est d'environ 1 eV. Cette différence correspond à un champ natif équivalent à celui d'une différence de potentiel de 1 V, qui influe sur la réduction de hauteur de barrière par effet Schottky (Equ. 4.5). Il est donc nécessaire de prendre ce champ en compte dans la dépendance de Φ .

La figure 4.10 reprend les données de la figure 4.9 en intégrant la présence du champ natif.

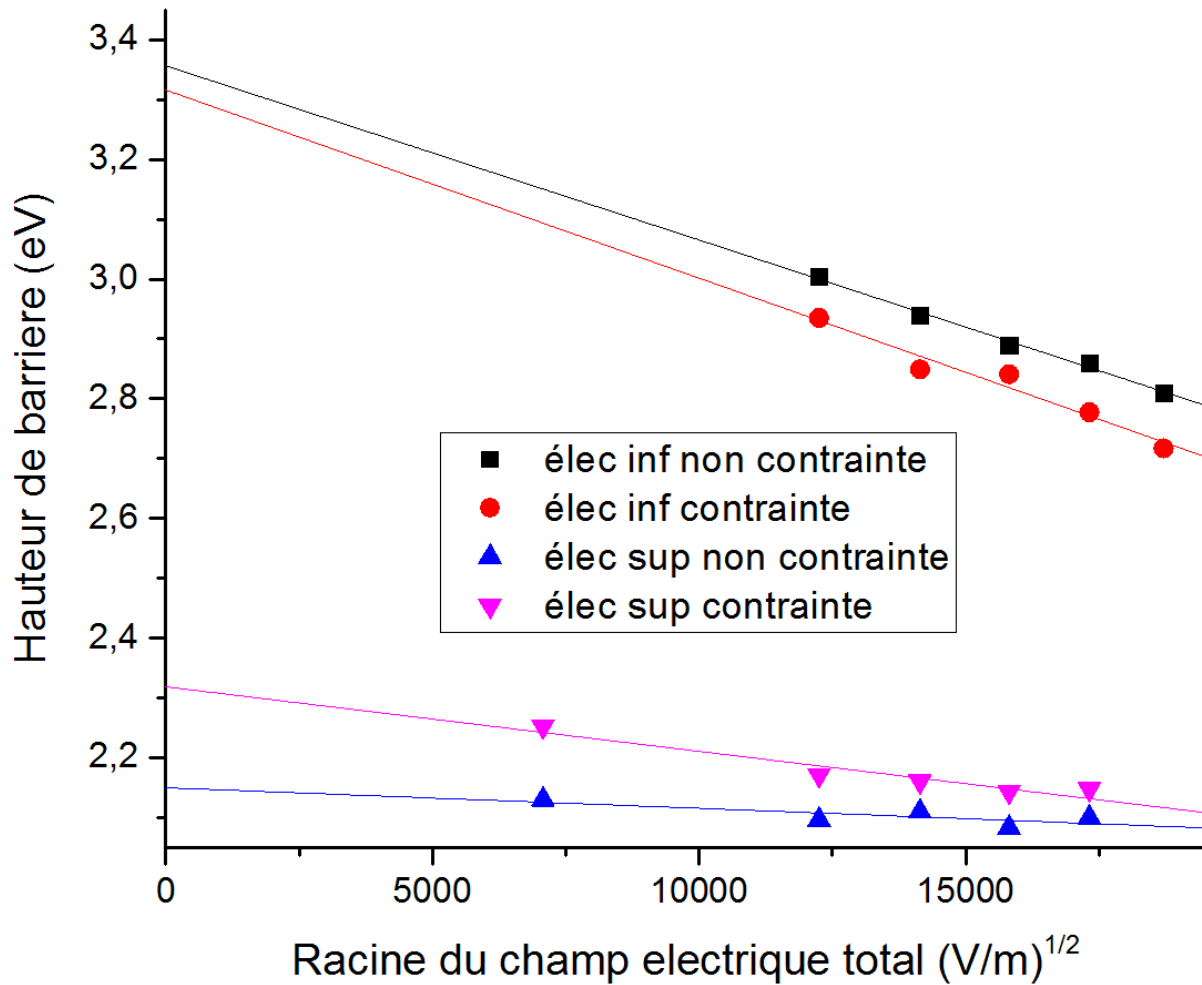


Figure 4.10 : Valeurs expérimentales de la hauteur de barrière en fonction de la racine du champ électrique total.

La grandeur Φ_0 telle que définie au chapitre 2 correspond à l'ordonnée à l'origine des ajustements linéaires de chaque courbe. La figure 4.10 indique donc que la hauteur de barrière de l'interface Pd/Al₂O₃ est autour de 3,35 eV et celle de l'interface Al/Al₂O₃ autour de 2,25 eV. Ces résultats sont cohérents avec la littérature sur le sujet et les extractions réalisées (voir Chap. 2).

Des valeurs différentes sont obtenues pour les hauteurs de barrières avec et sans contrainte, mais ces valeurs semblent incohérentes avec les résultats du chapitre 3. Premièrement, la variation mesurée est positive à l'électrode supérieure et négative à l'électrode inférieure, ce qui implique des facteurs de jauge de signes opposés aux deux interfaces (dans l'hypothèse où la variation de masse effective reste faible). D'autre part, l'amplitude de ces variations correspond à un facteur de jauge plus de 10 fois supérieur aux résultats expérimentaux.

On peut donc en conclure que la variation observée est d'avantage liée à l'imprécision de la mesure qu'à l'effet de la contrainte sur la jonction. Un autre facteur peut expliquer les différences observées : à cause de la faible intensité du signal, les mesures de courant sous illumination sont très longues. Malgré la faible valeur du courant, il est possible que des pièges soient générés dans

la jonction pendant ces mesures. Ces pièges peuvent à leur tour avoir un effet sur la hauteur de barrière mesurée. Les propriétés optiques des matériaux peuvent aussi varier sous contrainte.

L'assez bonne linéarité des résultats pour chaque courbe montre en tous cas que la différence observée entre les mesures avec et sans contrainte n'est pas associée à une erreur complètement aléatoire. Chaque série est clairement distincte.

L'incertitude est difficile à calculer du fait des multiples hypothèses réalisées. On peut seulement noter qu'à cause de la correction liée à l'absorbance, elle est probablement plus grande pour l'électrode supérieure que pour l'électrode inférieure.

Pistes de développement

Étant donnée la faible précision de la mesure réalisée, il n'est pas possible d'observer des variations de hauteur de barrière de l'ordre de celles calculées au chapitre 3 (-0,12 % par 0,1 % de contrainte), cependant, plusieurs pistes existent pour diminuer l'incertitude de mesure.

En augmentant l'intensité lumineuse (changement de source, meilleur focalisation du faisceau...), il est possible de diminuer le bruit de mesure électrique (les niveaux de courant mesurés sont à la limite des capacités de l'appareil de mesure), et de réaliser des mesures à plus bas champ (pour lesquels le signal est présentement de trop mauvaise qualité).

IMD peut être utilisé pour obtenir le champ électrique (optique) en fonction de l'épaisseur dans la jonction. Cette grandeur peut ensuite être liée à l'absorbance via la composante imaginaire de la permittivité électrique du milieu [207]. Cette méthode peut être utilisée pour affiner la correction optique, et en particulier l'absorbance dans l'électrode supérieure. Il est aussi possible de mesurer les caractéristiques optiques des échantillons par ellipsométrie.

Fabriquer un support permettant de passer automatiquement l'échantillon d'un état non contraint à un état contraint en gardant le contact électrique permettrait de différencier les variations de Φ dues à la contrainte de celles dues au vieillissement.

Conclusion

Dans ce chapitre, on a utilisé une méthode de mesure « externe » (i.e. sans rapport avec les ajustements de caractéristiques électriques) pour identifier la hauteur de barrière de nos jonctions MIM et la confronter avec les résultats obtenus précédemment. Les hauteurs de barrière extraites sont cohérentes avec la littérature sur le sujet et peuvent être utilisées pour affiner les extractions de paramètres réalisées, mais la précision de la mesure est trop faible pour observer les amplitudes de variation calculées. Plusieurs méthodes existent pour améliorer cette précision, et la mesure par photoémission sous contrainte reste une piste prometteuse.

Table des matières

Chapitre 5 : Réalisation d'un capteur de pression sur plastique.....	130
Introduction.....	130
5.1. Conception du capteur de pression	130
5.1.1. Les fondamentaux du capteur de pression	130
5.1.2. Procédés de fabrication.....	132
5.1.3. Le procédé d'impression 3D.....	133
5.2. Dispositif expérimental et caractérisation	138
5.2.1. Banc de test utilisé	138
5.2.1. Déformation de la membrane	140
5.2.1. Sensibilité à la pression	142
5.3. Comparaison des mesures électriques et optiques	145
Conclusion	147

Chapitre 5 : Réalisation d'un capteur de pression sur plastique

Introduction

La sensibilité et les procédés de dépôt à basses températures des jonctions tunnel en font une option intéressante pour la réalisation de capteurs intégrés sur substrats souples. Dans ce chapitre, on va donc présenter un capteur de pression fonctionnel illustrant les possibilités offertes par l'usage de substrats polymère. Les procédés mis en œuvre s'éloignent des technologies MEMS habituelles puisque qu'on utilise l'impression 3D pour fonctionnaliser un substrat flexible en Kapton (polyimide).

On présentera d'abord les caractéristiques fondamentales d'un capteur de pression. On développera ensuite les techniques de fabrication utilisées, avant d'exposer les caractéristiques électromécaniques du dispositif réalisé.

5.1. Conception du capteur de pression

5.1.1. Les fondamentaux du capteur de pression

Comme on l'a vu au chapitre 1, les capteurs de pression sont parmi les principaux dispositifs réalisés avec des jauges piézorésistives. La figure 5.1 montre la structure typique d'un capteur de pression composé d'une membrane séparant deux fluides.

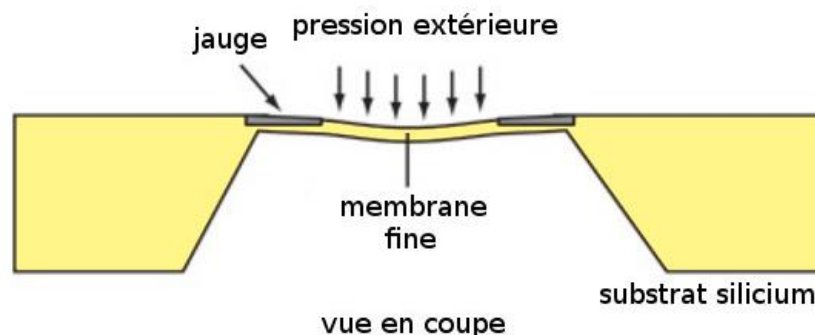


Figure 5.1 : Vue en coupe d'un capteur de pression piézorésistif sur silicium

En général 4 jauges sont utilisées et reliées en pont de Wheatstone pour augmenter la sensibilité et corriger les dérives.

Deux formes de membranes sont utilisées : rectangulaire (le plus souvent carrée) ou circulaire. Les formes rectangulaires sont typiquement le résultat de la gravure humide anisotrope du silicium en volume (gravure à l'hydroxyde de potassium, ou autres gravures chimiques). Les membranes circulaires sont obtenues par gravure ionique réactive profonde. Des procédés

d'usinage en surface sont aussi utilisés. Pour une membrane rectangulaire, l'expression de la déformation est complexe et l'approche par simulation par élément fini est généralement préférée [208]. En revanche, dans le cas d'une membrane circulaire de rayon r encastree sur son diamètre, la déflexion W causée par une pression uniforme P est approximée dans le cas des faibles déformations (flèche au centre du même ordre de grandeur que l'épaisseur de la membrane) par la formule 5.1 [209]:

$$W(x) = P \frac{3(1 - \nu_m^2)(r^2 - x^2)^2}{16 E_m t_m^3} \quad (5.1)$$

Avec ν_m le coefficient de Poisson de la membrane, E_m son module de Young, x la coordonnée radiale du point étudié, et t_m l'épaisseur de la membrane. Les déformations radiales et tangentielles correspondantes sont données par les expressions 5.2 et 5.3 [210]:

$$S_r = -\frac{3Pr^2(1 - \nu_m^2)}{8E_m t_m^2} \left(1 - 3\left(\frac{x}{r}\right)^2\right) \quad (5.2)$$

$$S_\theta = -\frac{3Pr^2(1 - \nu_m^2)}{8E_m t_m^2} \left(1 - \left(\frac{x}{r}\right)^2\right) \quad (5.3)$$

La figure 5.2 montre sur un graphique l'évolution de la déformation en fonction de x (du centre au périmètre de la membrane).

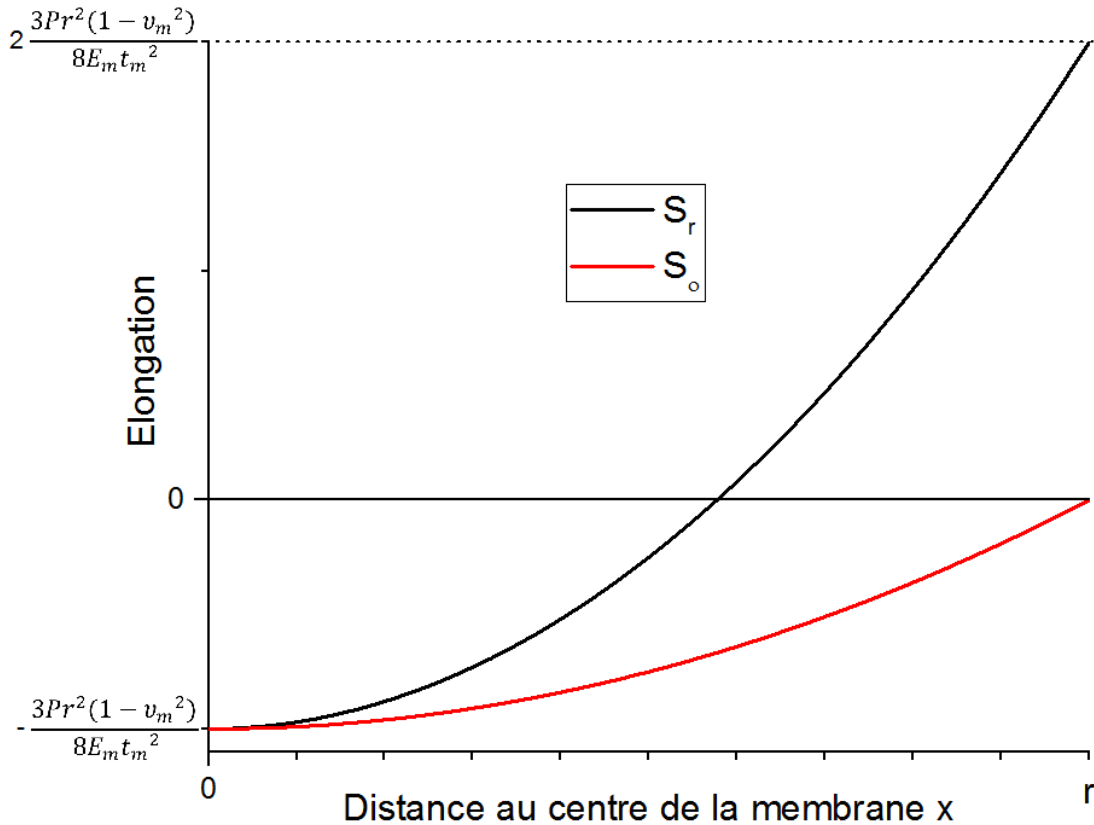


Figure 5.2 Déformations radiales et tangentielles d'une membrane circulaire soumise à une pression P

Lorsque la surface supérieure d'une membrane est soumise à une pression positive, elle se courbe vers le bas comme dans la figure 5.1. Le centre de la membrane prend alors une forme concave alors que le pourtour adopte une forme convexe. La déformation radiale est donc négative (compression) proche du centre et positive sur les bords. La déformation tangentielle est négative partout mais tend vers 0 près de l'extrémité. La déformation maximale se situe donc près du bord, et sa valeur limite est $2 \frac{3Pr^2(1-\nu_m^2)}{8E_m t_m^2}$. Pour obtenir une sensibilité maximale, il est donc souhaitable de placer les jauges de contrainte le plus proche possible de l'encastrement. La relation entre la pression et déformation peut ensuite être ajustée au moyen des paramètres r et t_m pour que le capteur fonctionne dans la gamme de pression souhaitée.

Outre la zone d'élongation maximale, la seconde conséquence majeure des équations 5.1 et 5.2 est la relation linéaire entre la pression et la déformation si l'on se restreint au domaine des petites déformations, ce qui est intéressant pour la linéarité du capteur.

Pour notre démonstrateur, on a donc choisi une membrane circulaire et plusieurs jonctions tunnel sont placées sur le périmètre de la membrane (redondance par sécurité). On n'utilisera pas de configuration en pont de Wheatstone et une seule jauge sera étudiée à la fois.

5.1.2. Procédés de fabrication

Le mode de fabrication choisi consiste à intégrer les jonctions sur un substrat polymère souple (en polyimide) avec des procédés identiques à ceux exposés au chapitre 2. Sur la face arrière de ce substrat, on imprime ensuite un polymère rigide (acide polylactique ou PLA) par une méthode d'impression 3D. L'impression 3D permet de réaliser des formes complexes, dans notre cas, la totalité du substrat est recouverte à l'exception d'une zone qui devient la membrane déformable du capteur. La méthode d'impression sera présentée dans le paragraphe suivant.

Du fait des limitations de l'imprimante 3D en termes de résolution, le diamètre de la membrane a été fixé à 5 mm. De nouveaux masques en polysilicium ont donc été fabriqués pour positionner des jonctions sur son périmètre. Ces masques sont représentés dans la figure 5.3 :



Figure 5.3 : Masques en polysilicium pour la réalisation de capteurs de pression.

Le masque de gauche sert à définir l'électrode inférieure qui recouvre la totalité de la membrane. Le masque de droite correspond aux électrodes supérieures. Sur une membrane, on fabrique donc 7 jonctions avec une électrode inférieure commune (une seule est utilisée à la fois). Comme pour les masques précédents, les jonctions ont une surface de 0.25 mm^2 .

Les substrats en Kapton de $75 \text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur sont découpés au laser aux mêmes dimensions que les masques pour faciliter l'alignement. La figure 5.4 montre un échantillon à l'issue des étapes de dépôt des jonctions, avant l'impression 3D.

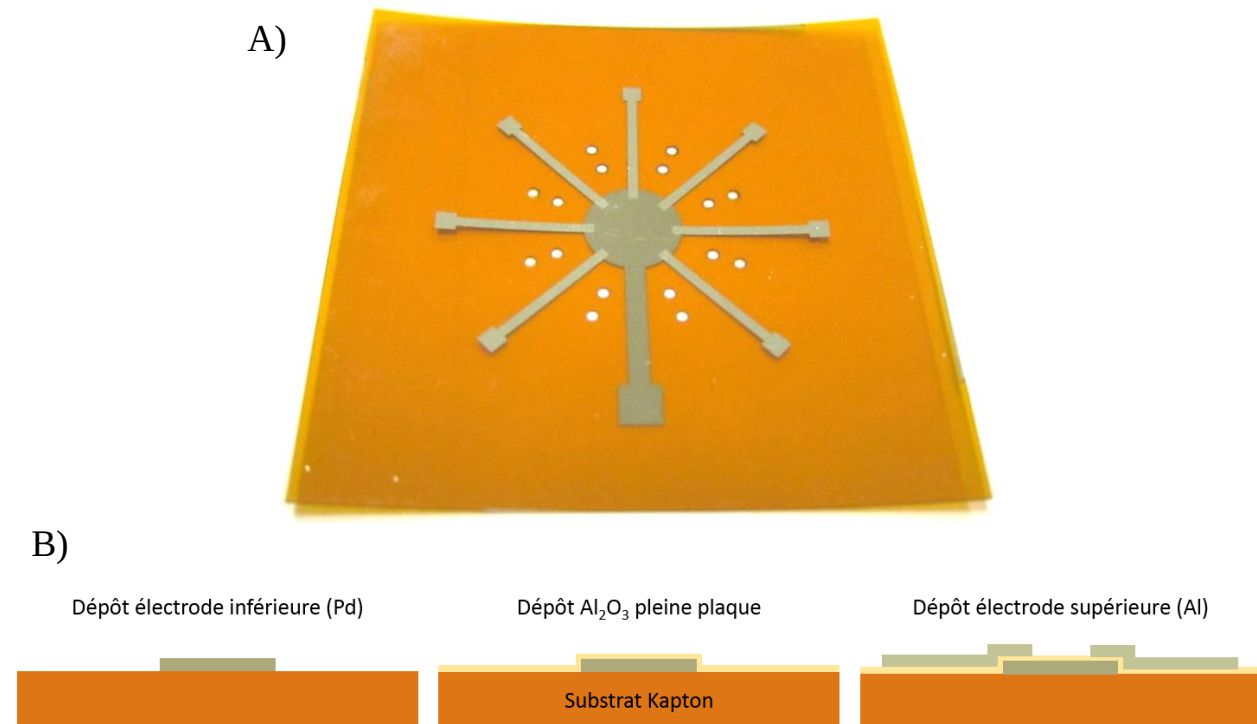


Figure 5.4 : A) Jonctions tunnel sur substrat Kapton avant l'étape d'impression 3D B) vue en coupe pour chaque étape de fabrication.

Pour une question de facilité des étapes de dépôt (simplicité et disponibilité du bâti d'évaporation) l'électrode inférieure est en palladium (145 nm), et l'électrode supérieure en aluminium (150 nm). La couche d' Al_2O_3 de 10 nm est déposée à 200°C .

5.1.3. Le procédé d'impression 3D

L'étape d'impression 3D a été réalisée avec une imprimante MakerBot Replicator 2X. Ce modèle utilise la technologie FFF (*Fused Filament Fabrication*). Un filament thermoplastique épais ($1,75 \text{ mm}$ de diamètre) est injecté dans une buse d'impression. Le filament est fondu et extrudé par couches successives sous forme d'un filament plus fin pour former le corps de l'objet imprimé. L'épaisseur des couches est ajustable entre 100 et $300 \text{ }\mu\text{m}$.

Le procédé d'impression conventionnel consiste à imprimer sur un plateau chauffant intégré à l'imprimante. La température du plateau est faible (moins de 120°C) et permet de limiter

la déformation de la pièce pendant l'impression. Une bonne adhésion du plastique extrudé au plateau est alors nécessaire pour éviter la déformation de la pièce lors du refroidissement. À la fin de l'impression, l'objet fini est décollé.

Pour fabriquer notre démonstrateur, une approche différente a été adoptée. Plutôt que d'imprimer sur le plateau de l'imprimante, nous avons imprimé directement sur le substrat porteur des jonctions tunnel. La figure 5.5 montre un substrat Kapton et une pièce rigide en PLA imprimée dessus.

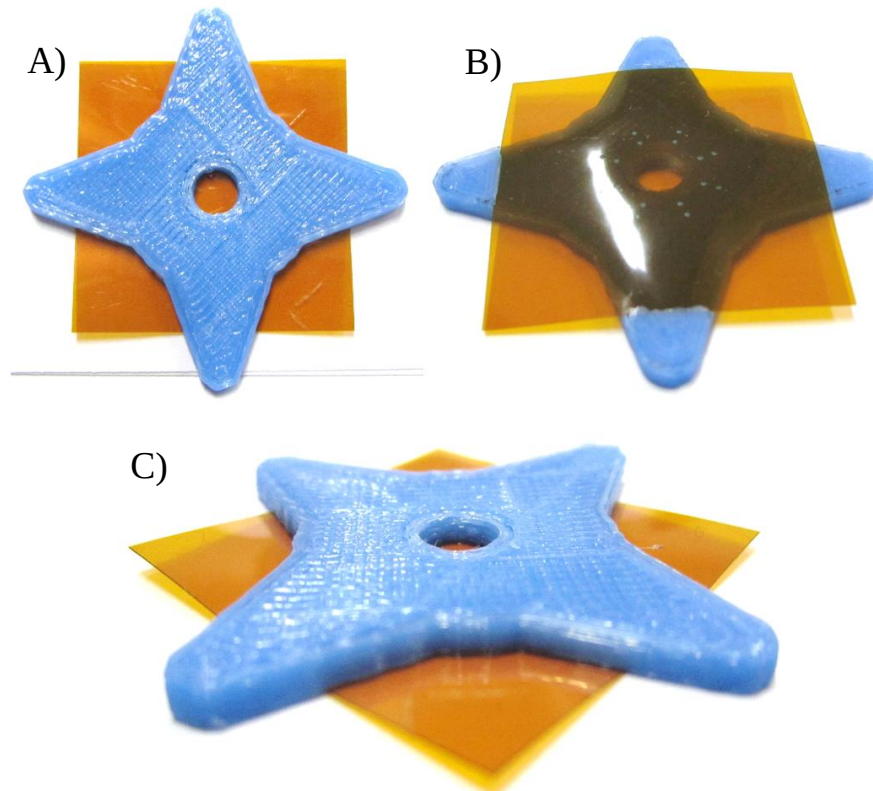


Figure 5.5: Pièce rigide imprimée sur un substrat Kapton A) vue de dessus B) vue de dessous C) vue isométrique

Le trou au centre de la pièce en PLA (en bleu) correspond à la position de la membrane. Les quatre “pattes” (i.e. les quatre zones qui débordent du substrat) permettent à la pièce imprimée d’adhérer au plateau pour éviter le flambage lors de l’étape de refroidissement. Le substrat, quant à lui, est maintenu aux quatre coins.

L’impression se déroule en trois étapes représentées sur la figure 5.6: pour commencer, la base des quatre pattes de la pièce finale est imprimée sur une hauteur équivalente à celle du substrat. Le substrat est ensuite fixé en position à l’aide de ruban adhésif. L’alignement est réalisé à l’aide des bases déjà imprimées et de marques dessinées sur le plateau. Pour finir, le reste de la pièce est imprimé.

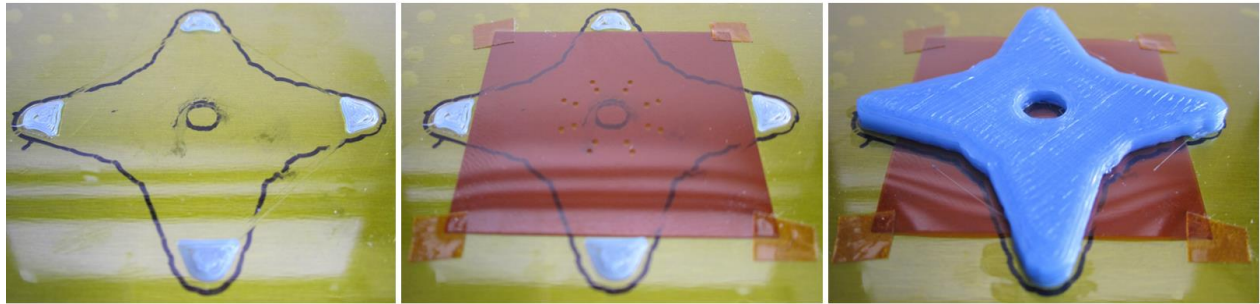


Figure 5.6 : Étapes d'impression d'un capteur de pression.

Lors de l'étape de découpe au laser du substrat, des petits trous d'un demi-millimètre de diamètre sont créés (voir Fig 5.4). Pendant l'impression, le plastique en fusion s'insère dans ces trous et maintient le kapton en place comme de petits rivets. La figure 5.7 illustre ce phénomène. Le résultat obtenu est fortement dépendant de la hauteur de la buse et de la température de dépôt du plastique.

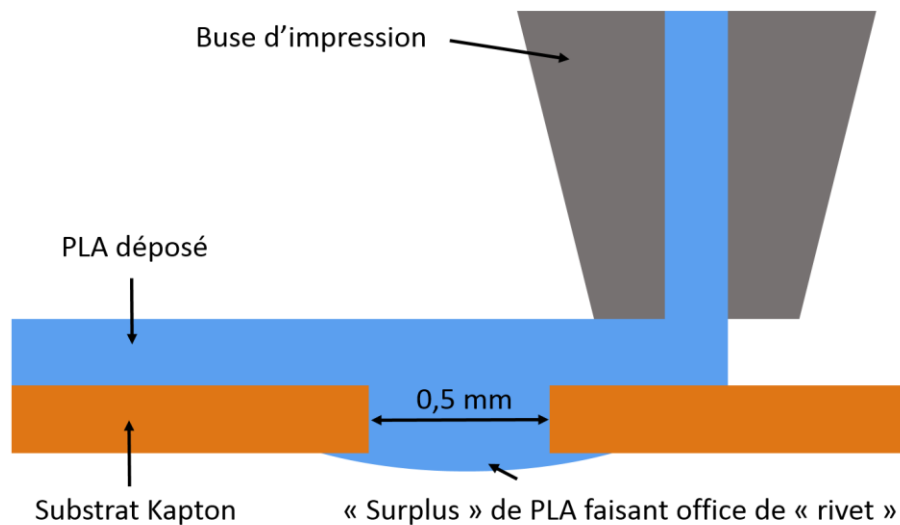


Figure 5.7 : Illustration de « l'effet rivet » obtenu en perçant le substrat de petits trous.

Lors du refroidissement de la pièce, la membrane subit des contraintes et se bombe. Ces contraintes sont dues aux différences de température et de coefficients de dilatation thermique entre le substrat et le plastique extrudé. Elles dépendent de la température du plateau et de la structure interne des pièces imprimées.

Les membranes bombées obtenues par cette méthode sont bistables. La flèche maximale observée en l'absence de pression extérieure est de $600\mu\text{m}$, et la pression pour laquelle la courbure de ces membranes s'inverse est fonction du procédé de fabrication. Ces propriétés peuvent être utiles pour certaines applications (actionneur, commutateur...), mais dans le cas d'un capteur de pression, l'objectif est d'obtenir une membrane plane pour pouvoir réaliser des mesures de pression positives et négatives sans observer de discontinuité dans la déformation.

Contrairement aux pièces réalisées par des méthodes conventionnelles (moulage, usinage...), la structure interne des pièces imprimées en 3D est complexe et peut être définie librement grâce aux paramètres d'impression. La principale spécificité est le remplissage des volumes. Pour économiser de la matière tout en gardant une rigidité comparable à une pièce pleine, toutes les cavités des objets imprimés en 3D sont remplies par une structure "en nid d'abeille". Différents motifs de remplissage sont utilisés (pas uniquement la structure hexagonale correspondant aux nids d'abeilles), ainsi que différentes densités de remplissage. La figure 5.8 montre un objet test imprimé avec des remplissages rectangulaires de 20 et 50 % de densité. L'impression est arrêtée avant la fin pour que le cœur de la pièce reste exposé.



Figure 5.8 : Image d'un objet-test imprimé par impression 3D avec un remplissage de 20 et 50 %. Image extraite de www.3dhubs.com

Les autres paramètres structurels sont l'épaisseur des couches externes, du plancher, et du toit de la pièce. Ils correspondent au nombre de couches pleines (imprimées avec une densité de 100%) sur les bords extérieur, inférieur, et supérieur de la pièce. Ces paramètres peuvent être exprimés en mm ou en nombre de couches. Ils ont tous (y compris la densité de remplissage) un effet sur les contraintes internes de la pièce finale, et donc sur la déformation de la membrane.

Au final, trois critères principaux déterminent les paramètres d'impression : l'étanchéité de la pièce, la pré-contrainte de la membrane, et la bonne adhésion du plastique déposé sur le Kapton. Les paramètres optimum identifiés au regard de ces critères sont:

- **Température du plateau: 100°C.** La pré-contrainte diminue avec la température du plateau, mais au-delà de 100°C, il est difficile de maintenir le Kapton en place en utilisant du ruban adhésif.
- **Matière déposée: PLA.** Deux matériaux ont été testés; le PLA et l'ABS (acrylonitrile butadiène styrène). L'ABS conduit à une pré-contrainte plus importante et possède une moins bonne adhésion.
- **Épaisseur des couches: 0,2 mm.** À 0,1 mm, le contact entre la première couche et le Kapton est difficile à réaliser. Au contraire, avec des couches de 0,3 mm, l'étanchéité de la pièce imprimée est mauvaise (plus de trous se forment dans les zones de géométrie complexe).
- **Épaisseurs du plancher et du toit, nombre de couches externes: 0,6 mm; 1 mm et 3 (couches).** Plus ces épaisseurs sont importantes, plus la pré-contrainte augmente. Cependant, si ces épaisseurs sont trop faibles, la pièce n'est plus étanche.

- **Remplissage: 30 %.** Le pourcentage de remplissage influe principalement sur la rigidité de la pièce et peu sur les contraintes.

La figure 5.9 montre la structure interne de la pièce imprimée en image de synthèse.

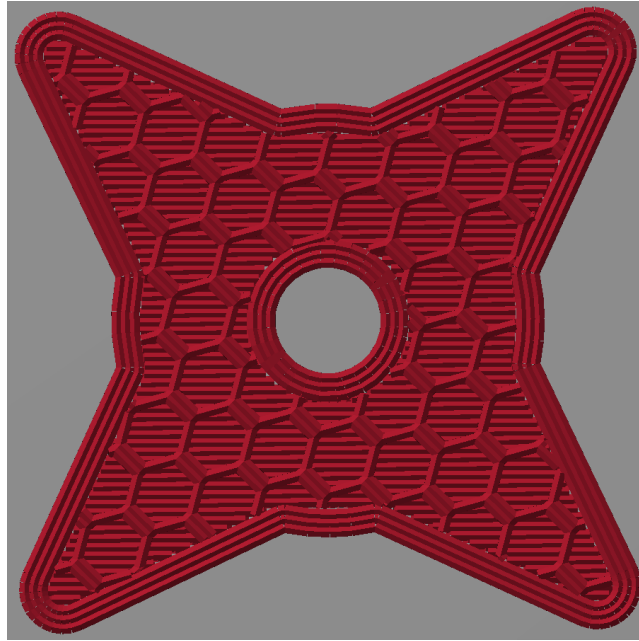


Figure 5.9: Structure interne de la pièce imprimée

Les membranes fabriquées de cette manière sont légèrement bombées vers l'intérieur (vers la pièce imprimée) mais se déforment de manière continue quand une pression est appliquée vers l'extérieur (pas de bi-stabilité). Elles peuvent donc être utilisées pour la mesure de pressions positives ou négatives. Lorsqu'une pression positive (vers l'extérieur) est appliquée, la membrane résiste jusqu'à 600 millibars avant de se décoller d'un coup. Avec une pression négative, les essais réalisés jusqu'à 850 millibars ne montrent aucune conséquence sur l'intégrité du dispositif.

Les méthodes d'impression développées peuvent aussi permettre l'intégration complète de dispositifs électroniques au cœur de pièces plastiques. En effet, si l'on s'est contenté d'imprimer sur une seule face pour réaliser le démonstrateur présenté, il est aussi possible d'imprimer sur les deux faces d'un substrat ou d'inclure complètement le Kapton au cœur d'une pièce imprimée. La figure 5.10 présente un schéma de principe de ces méthodes.

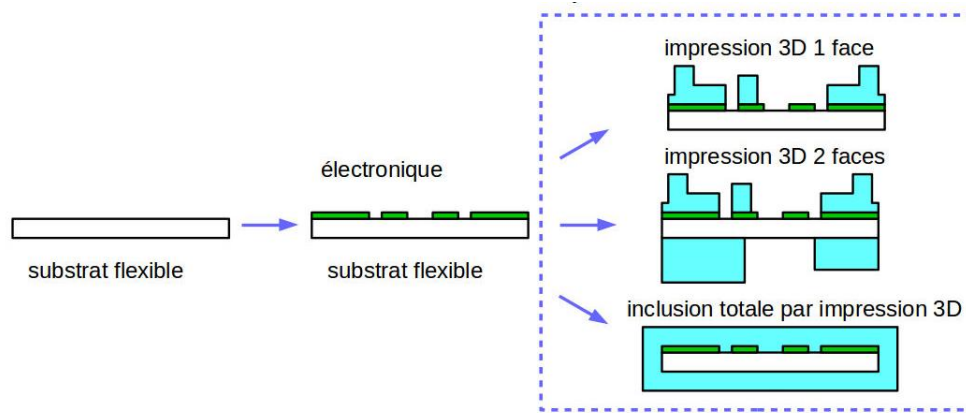
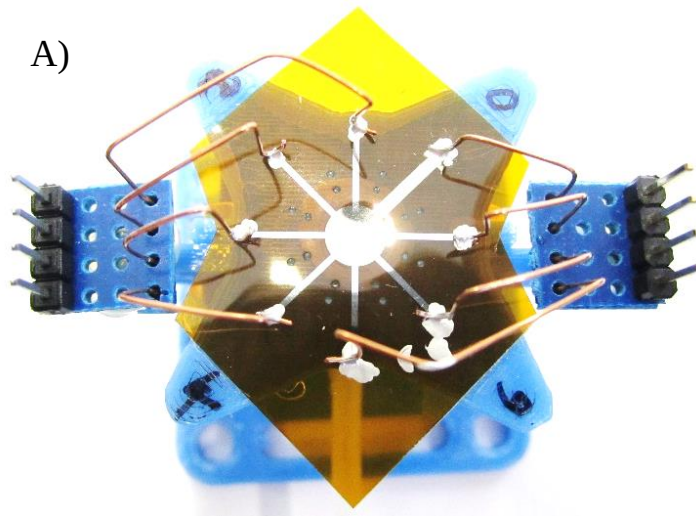


Figure 5.10: Schéma de principe de l'impression 3D sur électronique.

5.2. Dispositif expérimental et caractérisation

5.2.1. Banc de test utilisé

Pour les caractérisations électromécaniques, les pièces sont collées sur une structure de test elle-aussi imprimée en 3D. Cette structure est conçue pour permettre d'ajuster la pression appliquée et de réaliser facilement les contacts électriques. Le résultat final est représenté dans la figure 5.11 en vue de haut et vue de face:



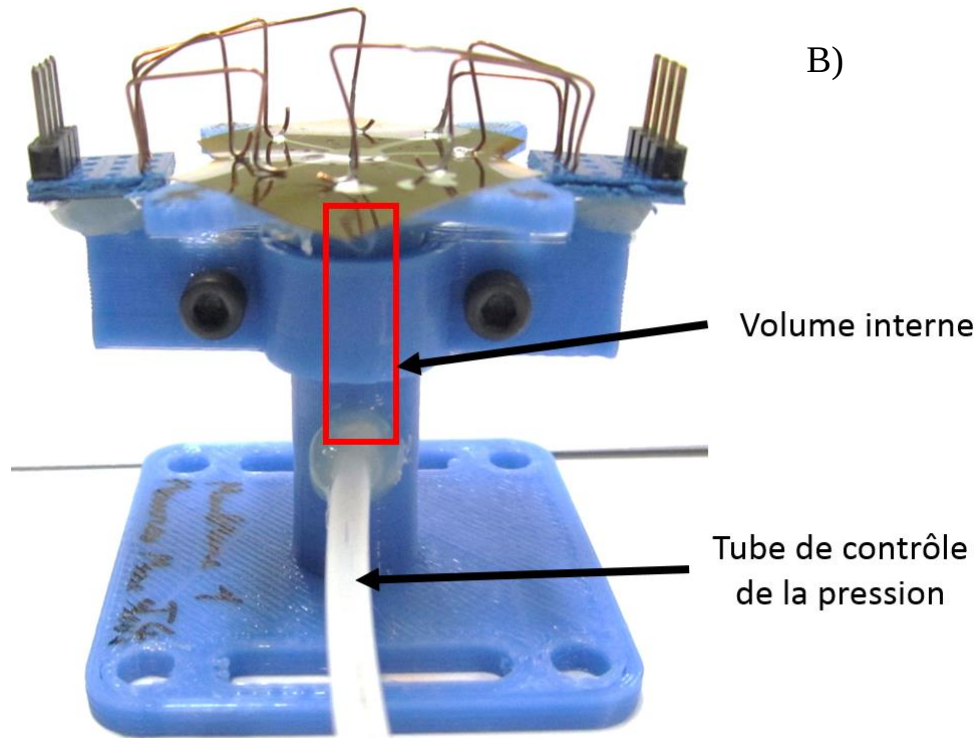


Figure 5.11 : Démonstrateur de capteur de pression monté sur un dispositif de test A) en vue de haut et B) vue de face

La structure de test comprend un cylindre creux connecté à la face inférieure de la membrane. Un tube permettant le contrôle de la pression est relié au cylindre et à une pompe pendant les tests. Le contact électrique est assuré par des fils de cuivre et de la laque d'argent.

Pour les tests en pression, le démonstrateur est relié à un réservoir de grande contenance utilisé pour contrôler la pression exacte appliquée. La figure 5.12 représente le montage complet. La pression du réservoir est contrôlée par la vanne n°1 qui le relie à une pompe et à l'atmosphère. Un calibrateur de pression Fluke 718 est utilisé pour mesurer la pression. La vanne n°2 permet de connecter le démonstrateur au réservoir ou à l'atmosphère ambiante.

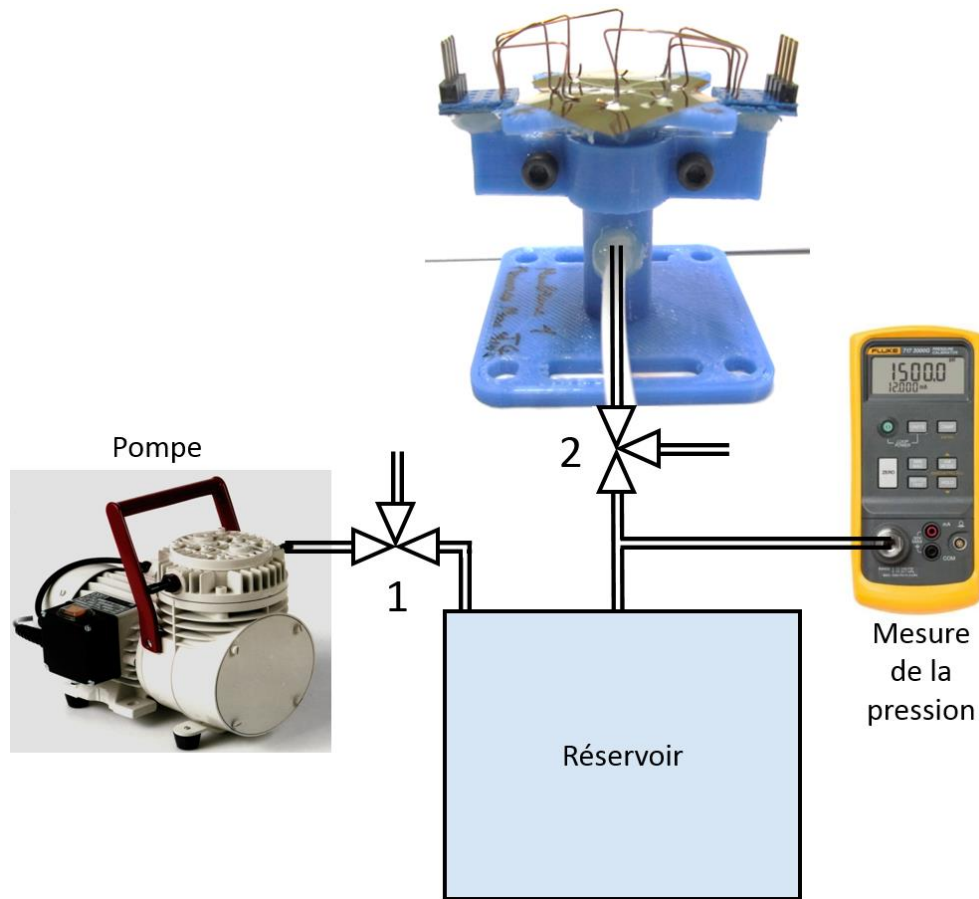


Figure 5.12 : Schéma du dispositif expérimental en pression

5.2.2. Déformation de la membrane

Des mesures de profil ont été réalisées avec un profilomètre optique Wyko® NT1100 utilisé en mode VSI (*Vertical Shift Interference*). La profilométrie optique est basée sur la différence de chemin optique entre l'échantillon étudié et une surface de référence, interne à l'appareil. Le principe de fonctionnement de l'appareil est similaire à celui d'un interféromètre de Mirau.

La figure 5.13 montre un résultat obtenu en l'absence de pression. Le disque central correspond à l'électrode inférieure et donc à la position de la membrane. Les bras orientés radialement sont les électrodes supérieures.

Les membranes sont mal adaptées à la technique de l'interférométrie optique à cause de l'échelle, des propriétés optiques du Kapton et de la forte courbure de l'échantillon. La figure 5.13 est obtenue par « *stitching* », c'est-à-dire que 4 images sont effectuées et « collées » pour couvrir la totalité de la surface. L'interférométrie nécessite que la réflexion spéculaire de la source (c'est-à-dire l'objectif) sur l'échantillon soit captée par l'objectif. Si l'échantillon est trop courbé, le rayon réfléchi sort de l'objectif. C'est pourquoi le pourtour de la membrane (fortement déformé) n'est pas visible alors que le centre (presque horizontal) l'est. Pour finir le Kapton n'est pas fortement

réfléchissant et est presque invisible par cette méthode. Malgré cela, suffisamment de points sont obtenus pour en déduire la déformation de la membrane.

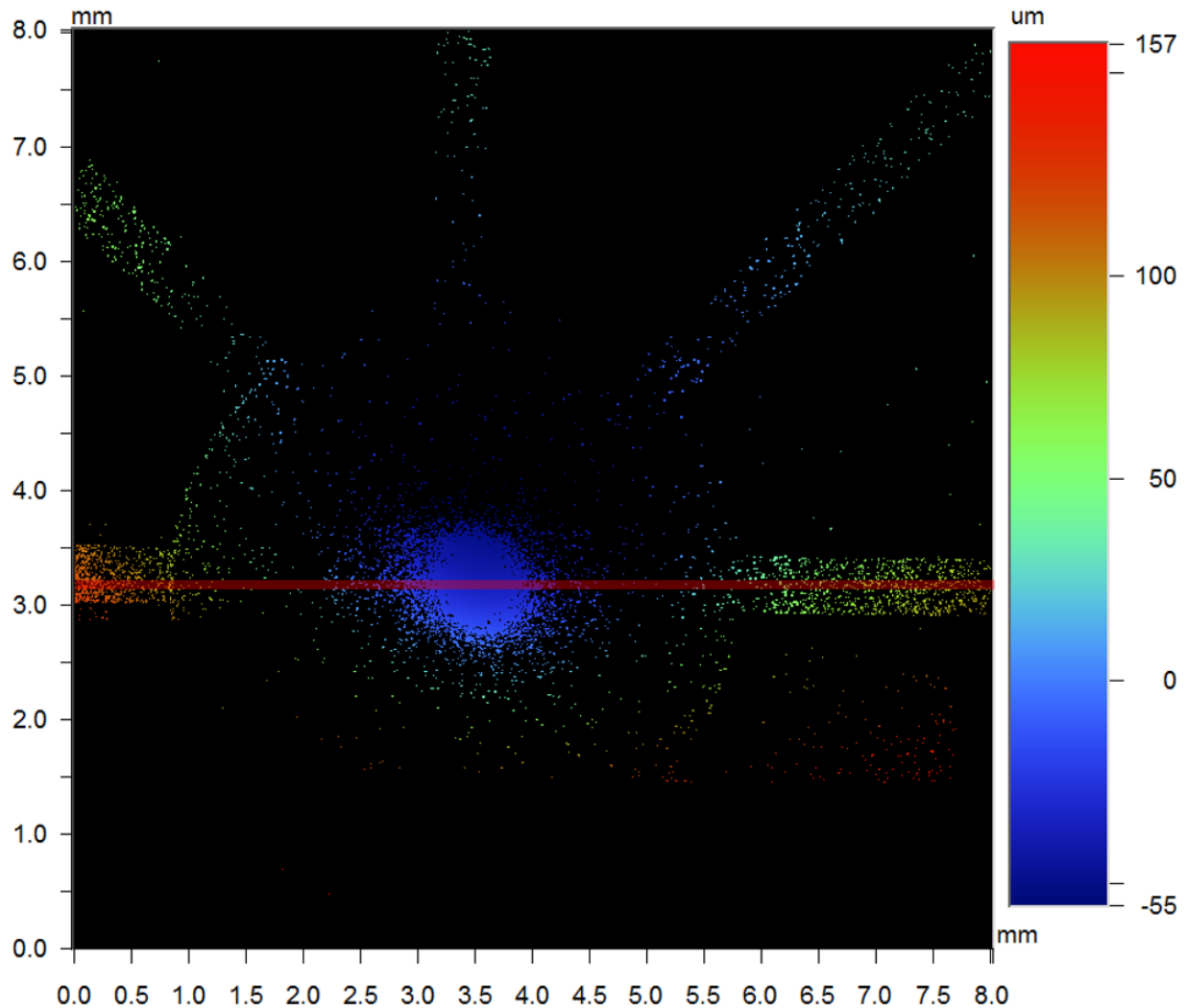


Figure 5.13 : Profil d'une membrane réalisé à pression atmosphérique

La figure 5.14 montre des données extraites de la figure 5.13 au niveau de la zone rouge. Ces données ont été redressées et moyennées. La moyenne est donnée par la courbe bleue.

Sur cette figure, on peut observer que la flèche de cette membrane est d'environ 100 μm en l'absence de pression. On peut aussi voir que le substrat n'est pas plat au niveau de l'encastrement avec la pièce imprimée en 3D. Le PLA a donc été déformé par rapport à la forme imprimée. Cette déformation a probablement eu lieu sous l'effet des contraintes dans la membrane pendant la phase de refroidissement lorsque le PLA était encore ductile. Les conditions réelles de l'encastrement ne correspondent donc pas exactement aux hypothèses à l'origine de l'équation 5.1 (encastrement plan et horizontal). La déformation de la jonction ne peut donc pas être prévue avec précision.

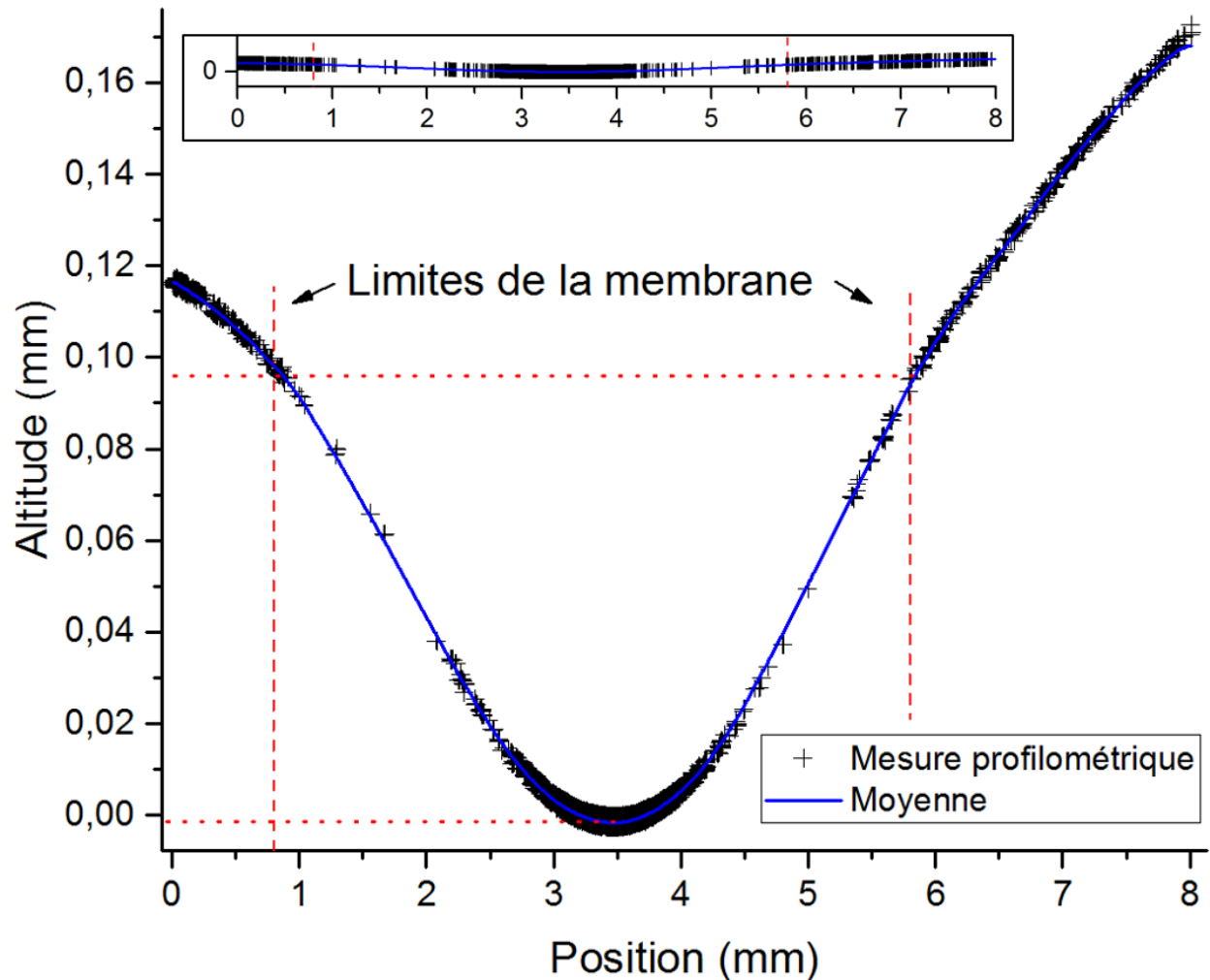


Figure 5.14 : Profil d'une membrane extraite selon le diamètre et corrigé. L'insert montre le profil en échelle isométrique.

5.2.3. Sensibilité à la pression

Le protocole adopté pour les mesures sous pression consiste à vider le réservoir de l'air qu'il contient jusqu'à obtenir une pression de -850 mbar (la pression minimale acceptée par l'appareil Fluke 718). A ce point, la pompe est arrêtée. La pression est alors appliquée 2 fois au démonstrateur pour des périodes de 10 s à l'aide de la vanne n°2. À chaque fois, la membrane est remise à pression atmosphérique à l'issue des 10 s. Ce processus est alors reproduit en augmentant à chaque fois la pression du réservoir de 100 mbar jusqu'à atteindre -50 mbar. Pendant toute cette période, une tension fixe est imposée à la jonction (en polarisation directe), et le courant est mesuré ($I(t)$).

Le résultat de cette mesure est présenté sur la figure 5.15. Comme précédemment, les jonctions Pd/Al₂O₃ 10/Al sont soumises au vieillissement, et la courbe suit une forte tendance décroissante. On peut cependant distinguer quatre séries de pics correspondant aux cycles d'application de pression.

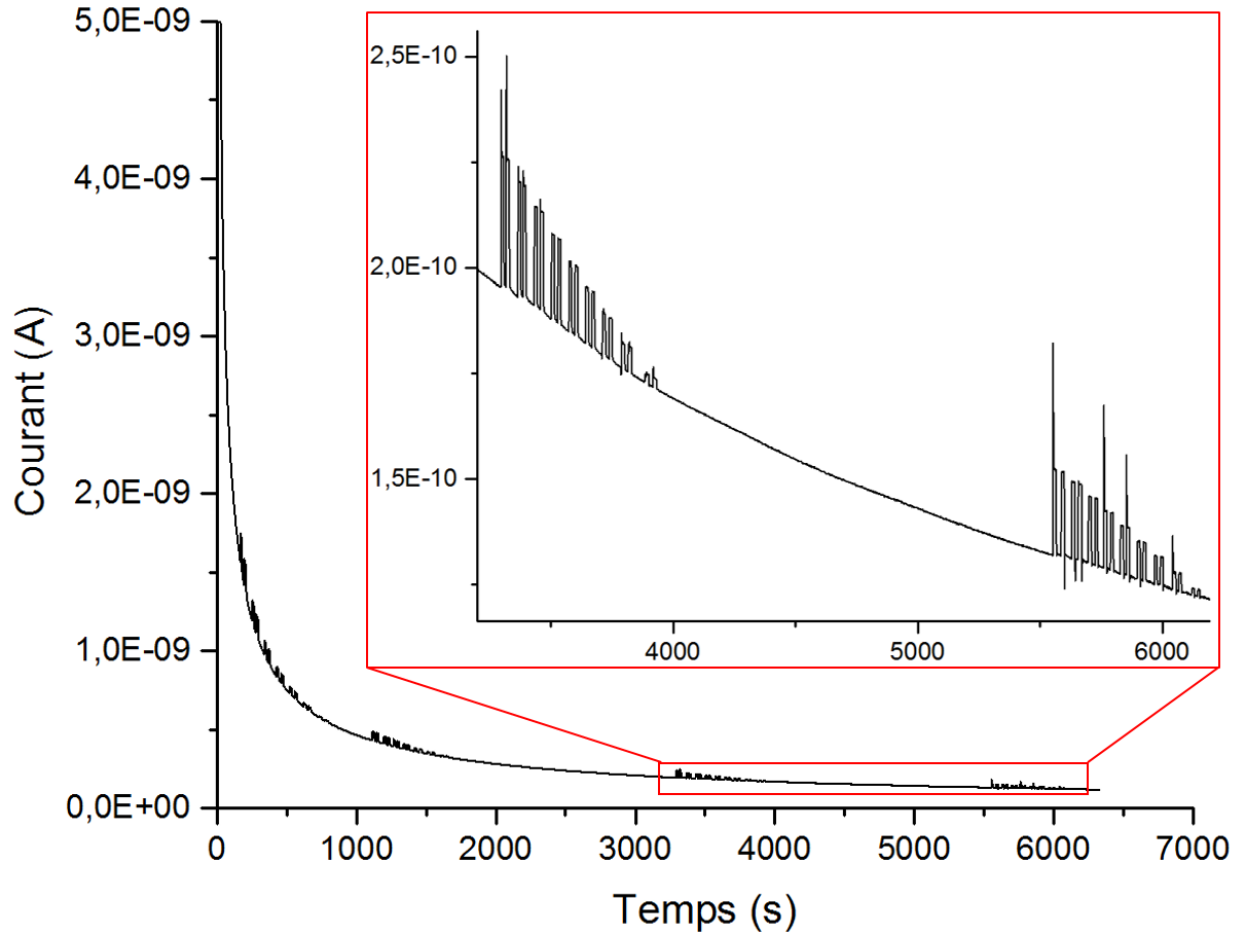


Figure 5.15 : $I(t)$ réalisé à 5,5 V pendant des cycles d'application de pression

Pour connaître l'effet de la contrainte, la base de la courbe (sans les pics associés à la pression) est ajustée avec une exponentielle décroissante de degré 3 et soustraite aux données brutes. Le résultat est ensuite divisé par le courant à l'état non contraint (la courbe ajustée) pour obtenir la variation relative de courant. La figure 5.16 montre le produit final de ces transformations pour les deux dernières séries de pics de la figure 5.15. La pression associée à chaque palier est indiquée sur la figure.

Malgré la dérive importante, la variation relative de courant est constante pour un niveau de pression fixe. Ce capteur peut donc être utilisé pour réaliser des mesures impulsionnelles en mesurant d'abord le courant sans contrainte, puis le courant sous contrainte, quel que soit le stress électrique subi par la jonction.

Lorsque la pression appliquée est supérieure à 250 mbar, un court phénomène transitoire (associé à une constante de temps de quelques secondes) est observé lors de la remise à pression atmosphérique. Ce phénomène ne s'explique pas par la durée de la baisse de pression qui est presque instantanée quand la vanne N°2 est ouverte, mais peut être associé à la relaxation visco-élastique de la membrane.

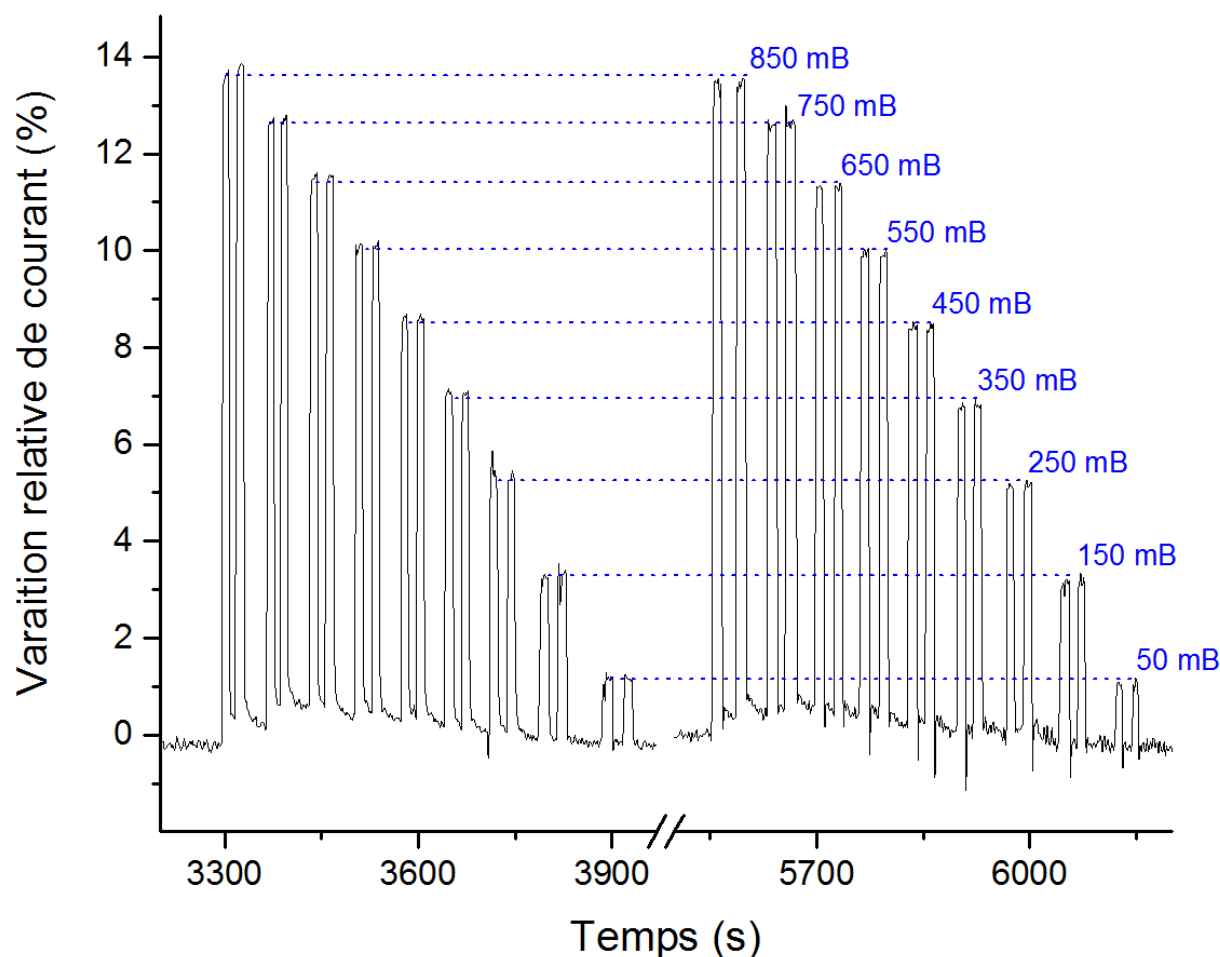


Figure 5.16 : Variation relative du courant pendant l'application de pics de pression

La figure 5.17 montre la hauteur moyenne de la variation relative de courant en fonction de la pression appliquée. La moyenne est réalisée sur les quatre pics présentés dans la figure 5.16. Ces données expérimentales sont ajustées par une fonction polynomiale de degré 2 avec un coefficient de détermination supérieur à 0,9999.

La dépendance du courant à la pression est clairement non-linéaire sur une telle gamme de pression. Cette observation est en contradiction avec le résultat de l'équation 5.2 (décrivant la relation entre P et ε_r). La différence entre la dépendance expérimentale et la dépendance théorique peut s'expliquer par la déformation de la pièce en PLA lors du refroidissement (mise en évidence au § 5.2.1). Dans cette hypothèse, ce phénomène peut être corrigé en diminuant les contraintes et en maintenant la pièce en position lors du refroidissement. Il est également probable que nous soyons expérimentalement à la limite du domaine des faibles déformations qui est aussi la limite de validité des équations présentées.

La figure 5.17 montre aussi un ajustement linéaire réalisé entre 0 et – 450 mbar. En se basant sur cet ajustement, la sensibilité du capteur est de $0,19 \text{ bar}^{-1}$, ce qui surpasse nettement les précédents résultats obtenus au laboratoire [100], et est comparable à d'autres exemples de la littérature [211,212]. On notera cependant que dans notre cas, la sensibilité est mesurée en $A \times A^{-}$

$^1 \times \text{bar}^{-1}$ alors qu'elle est exprimée en $V \times V^{-1} \times \text{bar}^{-1}$ dans les autres références. Pour une jauge résistive, la sensibilité est identique dans ces deux unités, mais ça n'est pas le cas pour une jonction tunnel.

La sensibilité peut être ajustée en changeant le diamètre de la membrane et l'épaisseur du substrat, mais modifier la membrane pour augmenter la contrainte accroît aussi la non-linéarité. Un compromis doit donc être trouvé entre sensibilité et linéarité.

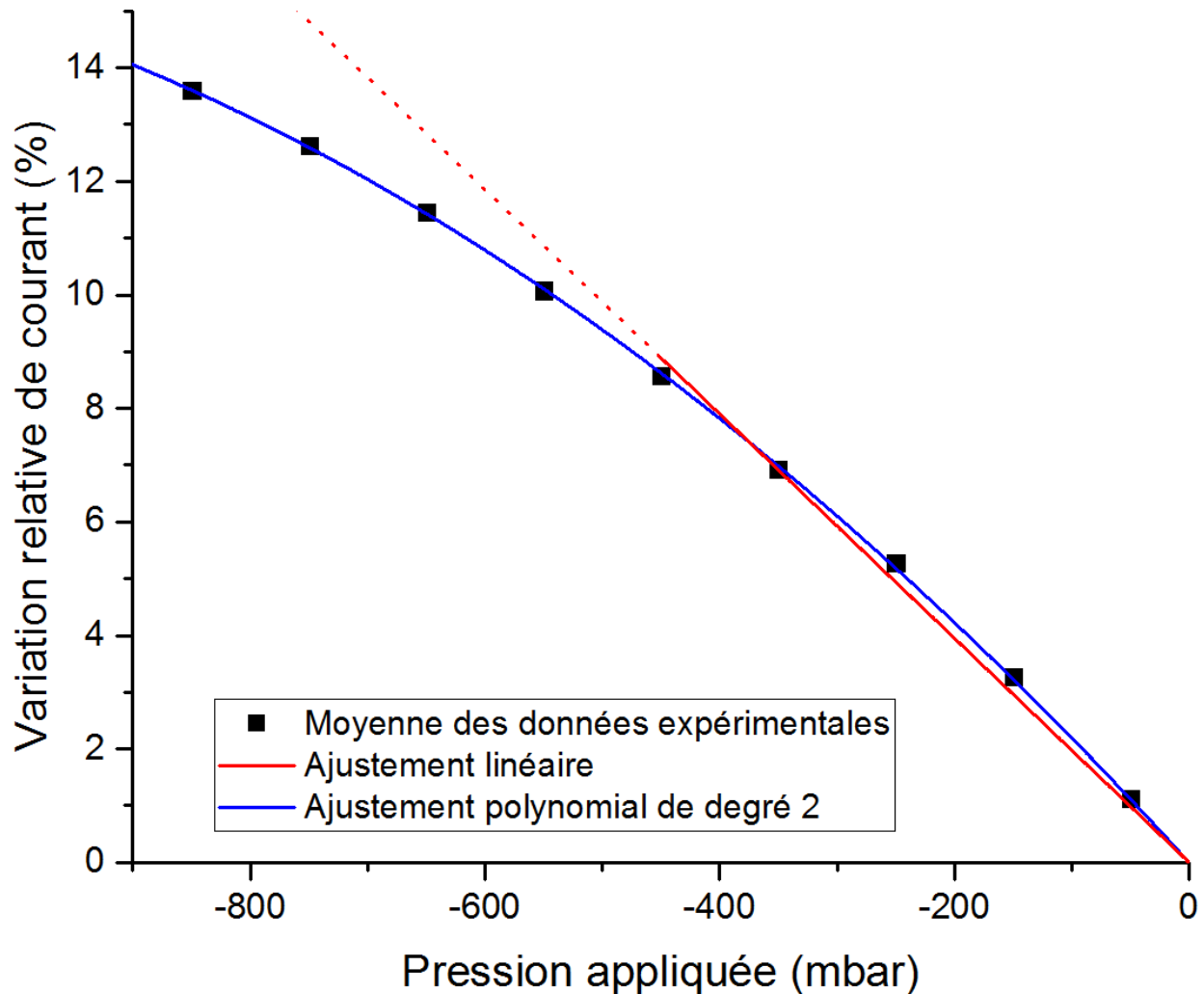


Figure 5.17 : Variation relative de courant en fonction de la pression appliquée.

5.3. Comparaison des mesures électriques et optiques

La profilométrie optique peut aussi être utilisée pour réaliser des mesures en pression. La figure 5.18 montre une série de profils obtenus sur la même membrane soumise à des niveaux de pression différents. On peut utiliser ces profils pour en déduire la déformation proche de l'encastrement (la déformation dans la direction tangentielle sera négligée).

La méthode la plus simple pour extraire la déformation consiste à réaliser la dérivée seconde de la courbe. Cette dérivée correspond à l'inverse du rayon de courbure. L'équation 5.4 (voir Equ. 4.7) relie alors le rayon à la déformation locale. Le profil extrait est trop bruité pour permettre de dériver. La forme de la membrane est donc ajustée par un polynôme de degré 4 (voir Equ. 5.1), et c'est cet ajustement qui est dérivé. Ces ajustements correspondent aux traits pleins sur la figure 5.18.

$$S_{xx} = \frac{t_s}{t_s + 2r_c} \quad (5.4)$$

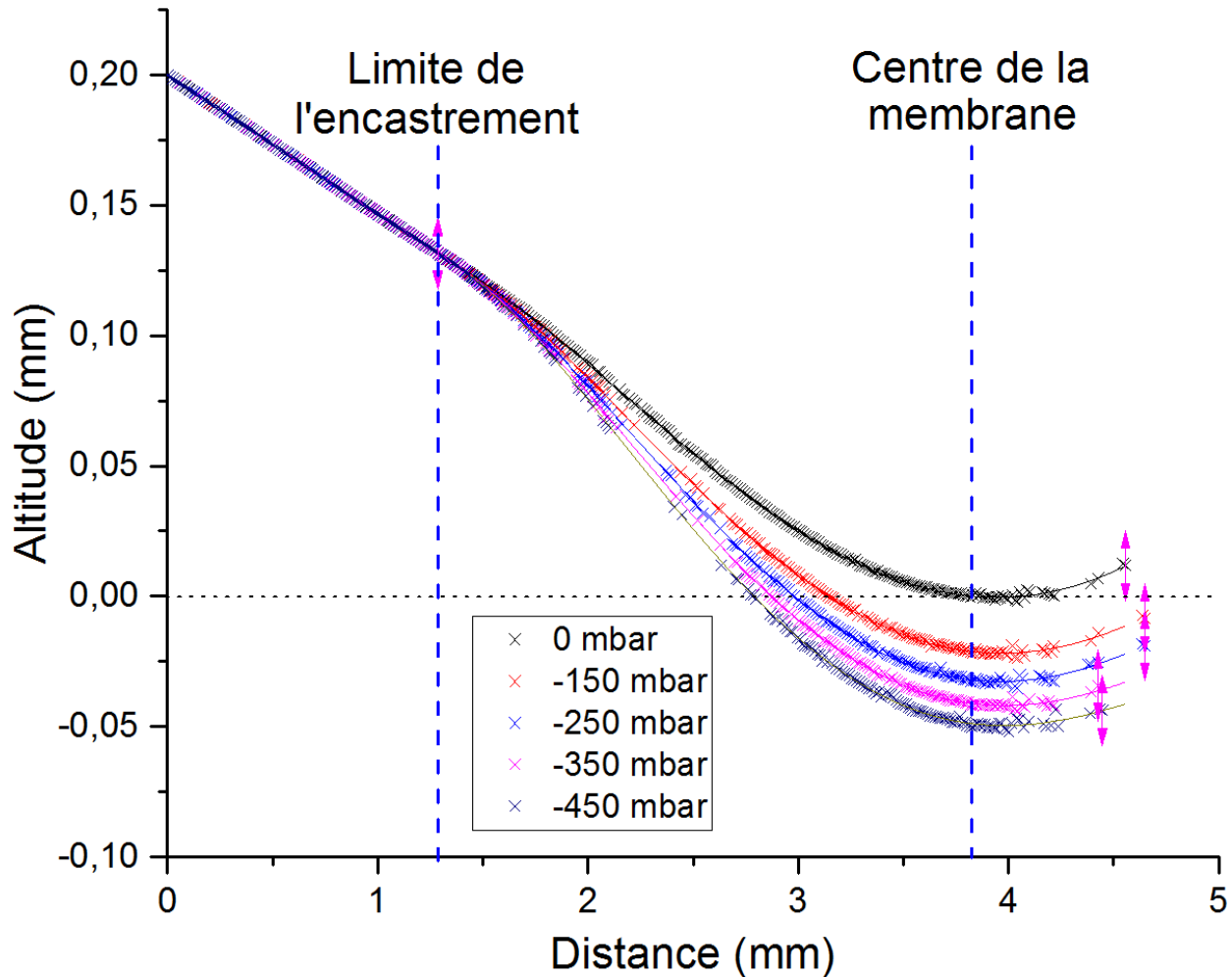


Figure 5.18 : Séries de mesures de profil réalisées sur la même membrane soumise à différents niveaux de pression

La figure 5.19 montre les déformations calculées à partir des mesures électriques et profilométriques. Les déformations « électriques » sont calculées à partir des données de la figure 5.17 en supposant un facteur de jauge de 40. Les déformations « profilométriques » proviennent de la dérivée seconde calculée à 0,1 mm de l'encastrement. Elles sont corrigées par rapport à l'élongation à 0 mbar (l'élongation affichée correspond à l'élongation calculée moins l'élongation à 0 mbar).

Les déformations calculées par les deux méthodes correspondent. La dépendance polynomiale du courant à la pression est donc bien causée par la déformation non linéaire générée dans la membrane. D'autre part, l'élongation à – 850 mbar calculée pour un facteur de jauge de 40 est de 0,34 %. On a donc montré que les jonctions tunnel peuvent être utilisées sans dégradation jusqu'à ce niveau de déformation.

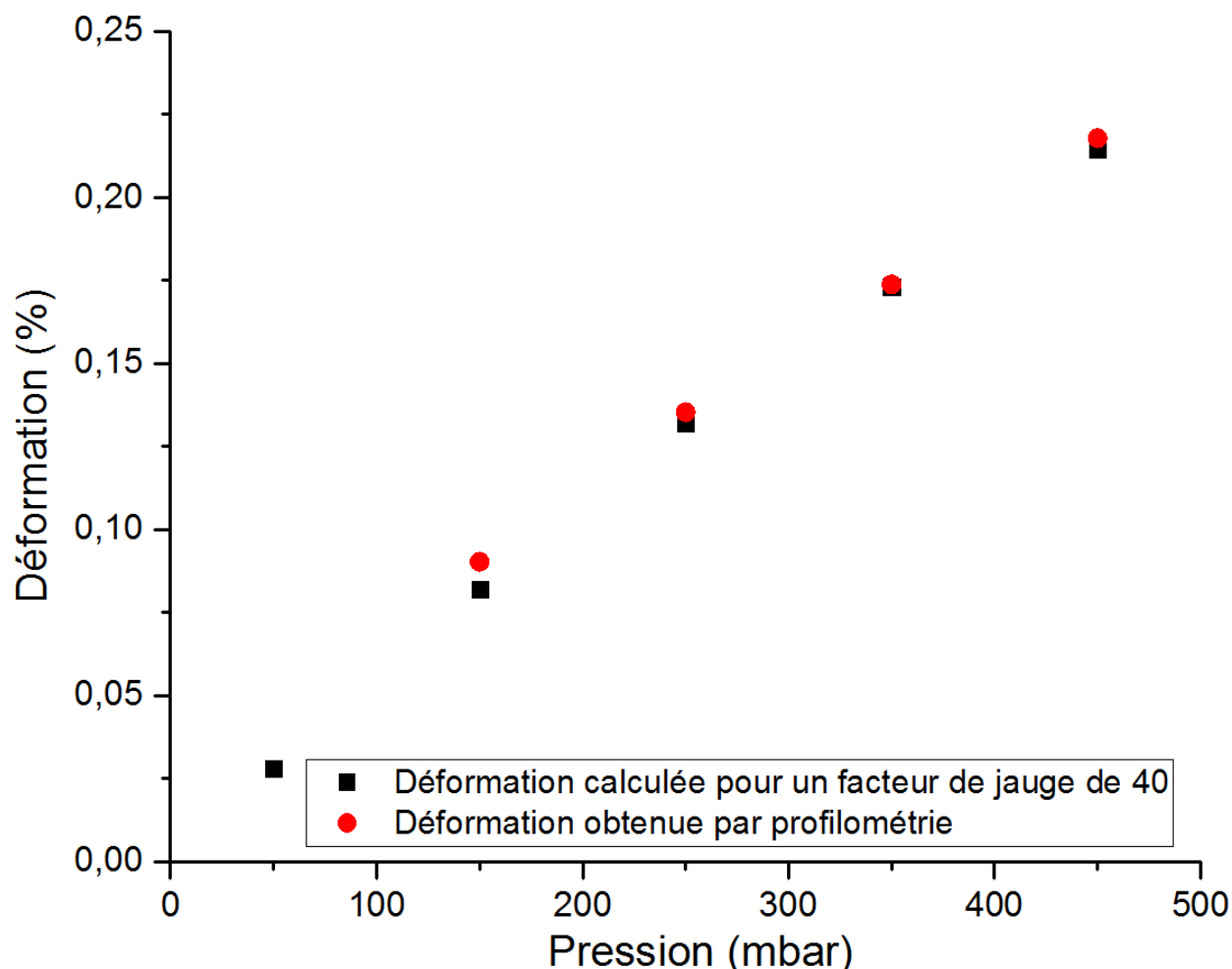


Figure 5.19 : Comparaison entre les déformations calculées à partir des mesures électriques et profilométriques.

Conclusion

En conclusion, on a démontré la compatibilité des méthodes de fabrication des jonctions tunnel avec des substrats souples en polymère. On a aussi montré que les jonctions tunnel sont des composants fortement sensibles à la contrainte, qui peuvent être intégrés pour réaliser des capteurs. À titre d'illustration, un capteur de pression a été réalisé et caractérisé. Les déformations déterminées expérimentalement sont cohérentes avec celles calculées à partir du facteur de jauge mesuré au chapitre 3. Pour finir, on a développé une méthode d'impression 3D permettant d'intégrer des fonctions mécaniques à un substrat flexible. Cette méthode a aussi le potentiel de permettre l'intégration totale de fonctions électroniques dans des pièces plastiques.

Conclusion générale

Grâce à leurs méthodes de fabrication basse températures, les jonctions MIM sont compatibles avec l'utilisation de substrats plastiques et potentiellement avec le Back End Of Line des technologies CMOS. Elles constituent donc une alternative intéressante pour la réalisation de capteurs MEMS, mais leur sensibilité à la contrainte est mal connue. L'objectif de cette thèse consistait donc à mesurer, comprendre et maximiser cette sensibilité, dans l'optique d'utiliser des jonctions tunnel MIM comme jauges de déformation.

Le premier chapitre a permis de présenter les caractéristiques recherchées pour une jauge de déformation et les solutions émergentes dans le domaine des MEMS. De nombreux types de jauges piézorésistives sont en développement mais deux tendances principales se dégagent : l'utilisation de transducteurs nanoscopiques dans les applications MEMS « traditionnelles » et le développement de transducteurs « composites » pour les applications sur substrat plastique. Dans ce contexte, les jauges MIM sont fabriquées par des méthodes « conventionnelles », et peuvent être intégrées à la fois sur silicium (CMOS BEOL) et sur substrat plastique.

Dans le second chapitre, on a montré que le courant dominant dans les jonctions fabriquées est de type Fowler Nordheim. Le chargement et la formation sous stress électrique de pièges dans la couche d'alumine est à l'origine d'un phénomène de dérive des caractéristiques électriques des MIM. Ce phénomène est sensible aux conditions de fabrication des jonctions et à la nature des électrodes. Des recuits rapides après dépôt ont été testés mais semblent avoir un effet négatif. Les conditions optimales identifiées sont le dépôt de l'alumine par ALD à 280°C et l'utilisation d'électrodes en platine.

Le troisième chapitre était consacré à la mesure et à la compréhension des phénomènes à l'origine de la sensibilité à la contrainte du courant tunnel dans une jonction MIM. À cause de la non-linéarité des caractéristiques $I(V)$ des jonctions tunnel, on a défini la sensibilité par le facteur de jauge en courant. Ce facteur de jauge est fonction du point de fonctionnement de la jonction et est toujours associé au niveau de courant de la mesure. À partir de mesures effectuées sur différents types d'échantillons, on a déterminé que l'épaisseur d'oxyde et la nature des électrodes n'ont pas d'impact sur le facteur de jauge. En revanche, l'inversion de la polarité de la mesure cause presque un doublement du facteur de jauge (de 40 à 75), et une faible dépendance au niveau de courant est observée dans tous les cas (le facteur de jauge diminue quand le courant augmente). Une partie de la sensibilité des jonctions s'explique par l'effet de la contrainte sur les paramètres géométriques de la jonction (surface et épaisseur). Cependant, ce phénomène correspond à un facteur de jauge inférieur à 13 (dans les deux polarités) et n'explique pas les résultats obtenus. D'après l'étude de la fonction décrivant le courant FN, deux phénomènes peuvent expliquer les sensibilités observées : les variations sous contrainte de la hauteur de barrière et/ou de la masse effective des électrons dans l'alumine. Nous avons montré que le facteur de jauge ne dépend pas de la nature des électrodes, donc la sensibilité provient essentiellement des propriétés de l' Al_2O_3 , et l'usage d'un autre diélectrique est une piste sérieuse pour l'augmentation du facteur de jauge. Les facteurs de jauge mesurés sont comparables avec les performances des jauges en silicium dopé, qui restent les plus présentes sur le marché des MEMS.

Dans le quatrième chapitre, nous avons présenté la méthode de la photoémission interne pour mesurer la hauteur de barrière des jonctions MIM. Les mesures obtenues sont compatibles avec la littérature et les extractions des paramètres du chapitre 2 mais les sources d'incertitude sont nombreuses et leur évaluation est mal maîtrisée. La potentielle variation sous contrainte n'a pas pu être observée. Plusieurs méthodes existent pour diminuer l'incertitude, et la mesure par photoémission sous contrainte reste une piste prometteuse.

Pour finir, le cinquième chapitre a démontré la compatibilité des méthodes de fabrication des jonctions tunnel avec des substrats souples en polymère par la fabrication d'un capteur de pression fonctionnel. La sensibilité observée est cohérente avec les valeurs des facteurs de jauge mesurés au chapitre 3 et la gamme de déformation exploitée s'étend jusqu'à 0.34%. À cette occasion, on a développé une méthode d'impression 3D permettant d'intégrer des fonctions mécaniques à un substrat flexible.

Malgré des facteurs de jauge importants et une intégration démontrée sur substrat souple, avec la réalisation d'un premier dispositif démonstrateur, le problème des dérives électriques reste un sérieux obstacle pour la réalisation de microsystèmes fiables. Une perspective de recherche après ce travail sera de chercher à mieux comprendre et à minimiser les phénomènes de création et de chargement de pièges.

Bibliographie

- [1] Chien-Hung Wu, C.A. Zorman, M. Mehregany, Fabrication and testing of bulk micromachined silicon carbide piezoresistive pressure sensors for high temperature applications, *IEEE Sens. J.* 6 (2006) 316–324. doi:10.1109/JSEN.2006.870145.
- [2] J.P. Lynch, A. Partridge, K.H. Law, T.W. Kenny, A.S. Kiremidjian, E. Carryer, Design of Piezoresistive MEMS-Based Accelerometer for Integration with Wireless Sensing Unit for Structural Monitoring, *J. Aerosp. Eng.* 16 (2003) 108–114. doi:10.1061/(ASCE)0893-1321(2003)16:3(108).
- [3] T. Someya, Y. Kato, T. Sekitani, S. Iba, Y. Noguchi, Y. Murase, H. Kawaguchi, T. Sakurai, Conformable, flexible, large-area networks of pressure and thermal sensors with organic transistor active matrixes, *Proc. Natl. Acad. Sci.* 102 (2005) 12321–12325. doi:10.1073/pnas.0502392102.
- [4] C. Ortolland, Etude des effets des contraintes mécaniques induites par les procédés de fabrication sur le comportement électrique des transistors CMOS des nœuds technologiques 65nm et en deçà, 2006.
- [5] S.S. Kumar, B.D. Pant, Design principles and considerations for the ‘ideal’ silicon piezoresistive pressure sensor: a focused review, *Microsyst. Technol.* 20 (2014) 1213–1247. doi:10.1007/s00542-014-2215-7.
- [6] A.A. Barlian, W.T. Park, J.R. Mallon, A.J. Rastegar, B.L. Pruitt, Review: Semiconductor piezoresistance for microsystems, *Proc. IEEE.* 97 (2009) 513–552. doi:10.1109/JPROC.2009.2013612.
- [7] Y. Kanda, A Graphical Representation Of The Piezoresistance Coefficients In Silicon, *IEEE Trans. Electron Devices.* 29 (1982) 64–70. doi:10.1109/T-ED.1982.20659.
- [8] P. Kleimann, B. Semmache, M. Le Berre, D. Barbier, Stress-dependent hole effective masses and piezoresistive properties of-type monocrystalline and polycrystalline silicon, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* 57 (1998) 8966–8971. doi:10.1103/PhysRevB.57.8966.
- [9] C. Shi, X. Liu, R. Chuai, Piezoresistive sensitivity, linearity and resistance time drift of polysilicon nanofilms with different deposition temperatures, *Sensors.* 9 (2009) 1141–1166. doi:10.3390/s90201141.
- [10] B.A.A. Barlian, W. Park, J.R. Mallon, A.J. Rastegar, B.L. Pruitt, Review Semiconductor Piezoresistance for Microsystems.pdf, 97 (2009).
- [11] M.R. Werner, W.R. Fahrner, Review on materials, microsensors, systems, and devices for high-temperature and harsh-environment applications, *IEEE Trans. Ind. Electron.* 48 (2001) 249–257. doi:10.1109/41.915402.
- [12] S. Yang, N. Lu, Gauge factor and stretchability of silicon-on-polymer strain gauges, *Sensors.* 13 (2013) 8577–8594. doi:10.3390/s130708577.
- [13] B. Diem, P. Rey, S. Renard, V. Bosson, H. Bono, F. Michel, M. Delaye, G. Delapierre, SOI and SIMOX from bulk to surface micromachining, *Sensors and Actuators.* (1995) 8–16.
- [14] K. Singh, R. Joyce, S. Varghese, J. Akhtar, Fabrication of electron beam physical vapor deposited polysilicon piezoresistive MEMS pressure sensor, *Sensors Actuators, A Phys.* 223 (2015) 151–158. doi:10.1016/j.sna.2014.12.033.

- [15] Y. Kervran, O. De Sagazan, S. Crand, N. Coulon, T. Mohammed-brahim, O. Brel, *Sensors and Actuators A : Physical Microcrystalline silicon : Strain gauge and sensor arrays on flexible substrate for the measurement of high deformations*, *Sensors Actuators A Phys.* 236 (2015) 273–280.
- [16] I. Chuang, A. Michael, C.Y. Kwok, *High Gauge Factor Piezoresistors Using Aluminium Induced Crystallisation of Silicon at Low Thermal Budget*, *Proceedings.* 1 (2017) 354. doi:10.3390/proceedings1040354.
- [17] H.O. Michaud, J. Teixidor, S.P. Lacour, *Soft metal constructs for large strain sensor membrane*, *Smart Mater. Struct.* 24 (2015). doi:10.1088/0964-1726/24/3/035020.
- [18] H.J. Xian, C.R. Cao, J.A. Shi, X.S. Zhu, Y.C. Hu, Y.F. Huang, S. Meng, L. Gu, Y.H. Liu, H.Y. Bai, W.H. Wang, *Flexible strain sensors with high performance based on metallic glass thin film*, *J. Appl. Phys.* 111 (2017) 121906. doi:10.1063/1.4993560.
- [19] R.C. Roberts, S. Zeng, N.C. Tien, *Design and fabrication of buckled metal strain gauges using shape memory polymer and inkjet additive microfabrication*, *2015 IEEE SENSORS - Proc.* (2015). doi:10.1109/ICSENS.2015.7370609.
- [20] R. Bonadiman, R.D. Mancosu, J. Quintero, *Resistive Strain Sensors Obtained Through Inkjet Printing Process*, *20th Int. Congr. Mech. Eng.* (2009).
- [21] S. Belhouideg, M. Lagache, *Effect of Embedded Strain Gage on the Mechanical Behavior of Composite Structures*, *J. Mod. Mater.* 5 (2017) 1–7. doi:10.21467/jmm.5.1.1-7.
- [22] L. Jibril, J. Ramírez, A. V Zaretski, D.J. Lipomi, *Single-Nanowire strain sensors fabricated by nanoskiving*, *Sensors Actuators, A Phys.* 263 (2017) 702–706. doi:10.1016/j.sna.2017.07.046.
- [23] C. Liu, *Recent Developments in Polymer MEMS*, *Adv. Mater.* 19 (2007) 3783–3790. doi:10.1002/adma.200701709.
- [24] W. Hasenkamp, D. Forchelet, K. Pataky, J. Villard, H. Van Lintel, A. Bertsch, Q. Wang, P. Renaud, *Polyimide/SU-8 catheter-tip MEMS gauge pressure sensor*, *Biomed. Microdevices.* 14 (2012) 819–828. doi:10.1007/s10544-012-9661-8.
- [25] X. Xu, J. Agnus, M. Rakotondrabe, *Development and characterization of a new silicone/platine based 2-DoF sensorized end-effector for micromanipulators*, in: D.O. Popa, M.B.J. Wijesundara (Eds.), 2014: p. 911608. doi:10.1117/12.2049041.
- [26] H.P. Phan, T. Dinh, T. Kozeki, T.K. Nguyen, A. Qamar, T. Namazu, N.T. Nguyen, D.V. Dao, *Nano strain-amplifier: Making ultra-sensitive piezoresistance in nanowires possible without the need of quantum and surface charge effects*, *Appl. Phys. Lett.* 109 (2016). doi:10.1063/1.4963258.
- [27] Y. Jiang, Z. Liu, N. Matsuhisa, D. Qi, W.R. Leow, H. Yang, J. Yu, G. Chen, Y. Liu, C. Wan, Z. Liu, X. Chen, *Auxetic Mechanical Metamaterials to Enhance Sensitivity of Stretchable Strain Sensors*, *Adv. Mater.* 30 (2018) 1–8. doi:10.1002/adma.201706589.
- [28] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S.V. Dubonos, I.V. Grigorieva, A.A. Firsov, *Electric field effect in atomically thin carbon films.*, *Science (80-.).* 306 (2004) 666–669. doi:10.1126/science.1102896.
- [29] K.S. Kim, Y. Zhao, H. Jang, S.Y. Lee, J.M. Kim, K.S. Kim, J.H. Ahn, P. Kim, J.Y. Choi, B.H. Hong, *Large-scale pattern growth of graphene films for stretchable transparent electrodes*, *Nature.* 457 (2009) 706–710. doi:10.1038/nature07719.
- [30] S.-E. Zhu, M. Krishna Ghatkesar, C. Zhang, G.C. a. M. Janssen, *Graphene based piezoresistive*

- pressure sensor, *Appl. Phys. Lett.* 102 (2013) 161904. doi:10.1063/1.4802799.
- [31] X. Peng, S. Velasquez, Strain modulated band gap of edge passivated armchair graphene nanoribbons, *Appl. Phys. Lett.* 98 (2011) 96–99. doi:10.1063/1.3536481.
 - [32] M. Gamil, K. Nakamura, A.M.R. Fath El-Bab, O. Tabata, A.A. El-Moneim, Simulation of Graphene Piezoresistivity Based on Density Functional Calculations, *Model. Numer. Simul. Mater. Sci.* 03 (2013) 117–123. doi:10.4236/mnsms.2013.34016.
 - [33] Y. Zhang, T.T. Tang, C. Girit, Z. Hao, M.C. Martin, A. Zettl, M.F. Crommie, Y.R. Shen, F. Wang, Direct observation of a widely tunable bandgap in bilayer graphene, *Nature*. 459 (2009) 820–823. doi:10.1038/nature08105.
 - [34] M.A.S.M. Haniff, S.M. Hafiz, N.M. Huang, S.A. Rahman, K.A.A. Wahid, M.I. Syono, I.A. Azid, Piezoresistive Effect in Plasma-Doping of Graphene Sheet for High-Performance Flexible Pressure Sensing Application, *ACS Appl. Mater. Interfaces*. 9 (2017) 15192–15201. doi:10.1021/acsami.7b02833.
 - [35] Y. Wang, R. Yang, Z. Shi, L. Zhang, D. Shi, E. Wang, G. Zhang, Super-elastic graphene ripples for flexible strain sensors, *ACS Nano*. 5 (2011) 3645–3650. doi:10.1021/nn103523t.
 - [36] S. Chun, Y. Choi, W. Park, All-graphene strain sensor on soft substrate, *Carbon N. Y.* 116 (2017) 753–759. doi:10.1016/j.carbon.2017.02.058.
 - [37] M. Allen, Honeycomb carbon -- A study of graphene, *Am. Chem. Soc.* (2009) 184. doi:10.1021/cr900070d.
 - [38] W. Choi, I. Lahiri, R. Seelaboyina, Y.S. Kang, Synthesis of Graphene and Its Applications: A Review, *Crit. Rev. Solid State Mater. Sci.* 35 (2010) 52–71. doi:10.1080/10408430903505036.
 - [39] R.R. Nair, P. Blake, A.N. Grigorenko, K.S. Novoselov, T.J. Booth, T. Stauber, N.M.R. Peres, A.K. Geim, Fine structure constant defines visual transparency of graphene, *Science* (80-.). 320 (2008) 1308. doi:10.1126/science.1156965.
 - [40] S. Bae, Y. Lee, B.K. Sharma, H. Lee, J. Kim, J. Ahn, Graphene-based transparent strain sensor, *Carbon N. Y.* 51 (2013) 236–242. doi:10.1016/j.carbon.2012.08.048.
 - [41] R. He, P. Yang, Giant piezoresistance effect in silicon nanowires., *Nat. Nanotechnol.* 1 (2006) 42–46. doi:10.1038/nnano.2006.53.
 - [42] J.X. Cao, X.G. Gong, R.Q. Wu, Giant piezoresistance and its origin in Si(111) nanowires: First-principles calculations, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* 75 (2007) 3–6. doi:10.1103/PhysRevB.75.233302.
 - [43] K. Nakamura, Y. Isono, T. Toriyama, First-Principle Study on Piezoresistance Effect in Silicon Nanowires, in: 2007 Dig. Pap. Microprocess. Nanotechnol., IEEE, 2007: pp. 268–269. doi:10.1109/IMNC.2007.4456207.
 - [44] Y. Yang, X. Li, Giant piezoresistance of p-type nano-thick silicon induced by interface electron trapping instead of 2D quantum confinement, *Nanotechnology*. 22 (2011) 015501. doi:10.1088/0957-4484/22/1/015501.
 - [45] A.C.H. Rowe, Silicon nanowires feel the pinch, *Nat. Nanotechnol.* 3 (2008) 311–312. doi:10.1038/nnano.2008.108.
 - [46] J.S. Milne, a. C.H. Rowe, S. Arscott, C. Renner, Giant Piezoresistance Effects in Silicon Nanowires and Microwires, *Phys. Rev. Lett.* 105 (2010) 226802. doi:10.1103/PhysRevLett.105.226802.

- [47] K. Winkler, E. Bertagnolli, A. Lugstein, Origin of Anomalous Piezoresistive Effects in VLS Grown Si Nanowires, *Nano Lett.* 15 (2015) 1780–1785. doi:10.1021/nl5044743.
- [48] P. Neuzil, C.C. Wong, J. Reboud, Electrically controlled giant piezoresistance in silicon nanowires, *Nano Lett.* 10 (2010) 1248–1252. doi:10.1021/nl9037856.
- [49] A.C.H. Rowe, Piezoresistance in silicon and its nanostructures, *J. Mater. Res.* 29 (2014) 731–744. doi:10.1557/jmr.2014.52.
- [50] K. Reck, J. Richter, O. Hansen, E. V. Thomsen, Piezoresistive effect in top-down fabricated silicon nanowires, *Proc. IEEE Int. Conf. Micro Electro Mech. Syst.* (2008) 717–720. doi:10.1109/MEMSYS.2008.4443757.
- [51] T. Barwicz, L. Klein, S.J. Koester, H. Hamann, Silicon nanowire piezoresistance: Impact of surface crystallographic orientation, *Appl. Phys. Lett.* 97 (2010). doi:10.1063/1.3463456.
- [52] Y. Zhang, X. Liu, C. Ru, Y.L. Zhang, L. Dong, Y. Sun, Piezoresistivity characterization of synthetic silicon nanowires using a MEMS Device, *J. Microelectromechanical Syst.* 20 (2011) 959–967. doi:10.1109/JMEMS.2011.2153825.
- [53] H.-P. Phan, T. Kozeki, T. Dinh, T. Fujii, A. Qamar, Y. Zhu, T. Namazu, N.-T. Nguyen, D.V. Dao, Piezoresistive effect of p-type silicon nanowires fabricated by a top-down process using FIB implantation and wet etching, *RSC Adv.* 5 (2015) 82121–82126. doi:10.1039/c5ra13425k.
- [54] J. Pelloux-Prayer, M. Cassé, F. Triozon, S. Barraud, Y.-M. Niquet, J.-L. Rouvière, O. Faynot, G. Reimbold, Strain effect on mobility in nanowire MOSFETs down to 10 nm width: Geometrical effects and piezoresistive model, *Solid. State. Electron.* 125 (2016) 175–181. doi:10.1016/j.sse.2016.09.002.
- [55] L. Lou, S. Zhang, W.T. Park, J.M. Tsai, D.L. Kwong, C. Lee, Optimization of NEMS pressure sensors with a multilayered diaphragm using silicon nanowires as piezoresistive sensing elements, *J. Micromechanics Microengineering.* 22 (2012). doi:10.1088/0960-1317/22/5/055012.
- [56] C. Jaroslaw, Conception , fabrication et caracterisation d’ un microphone MEMS, 2015.
- [57] Q. Zhao, M.B. Nardelli, J. Bernholc, Ultimate strength of carbon nanotubes: A theoretical study, *Phys. Rev. B.* 65 (2002) 144105. doi:10.1103/PhysRevB.65.144105.
- [58] M. Ouyang, J.-L. Huang, C.L. Cheung, C.M. Lieber, Energy Gaps in “Metallic” Single-Walled Carbon Nanotubes, *Science* (80-.). 292 (2001) 702–705. doi:10.1126/science.1058853.
- [59] L. Yang, M.P. Anantram, J. Han, J.P. Lu, Band-gap change of carbon nanotubes: Effect of small uniaxial and torsional strain, *Phys. Rev. B.* 60 (1999) 13874–13878. doi:10.1103/PhysRevB.60.13874.
- [60] V. Choudhary, A. Gupta, Polymer / Carbon Nanotube Nanocomposites, *Intech.* (2001) 65–90. doi:10.5772/18423.
- [61] J. Cao, Q. Wang, H. Dai, Electromechanical properties of metallic, quasimetallic, and semiconducting carbon nanotubes under stretching., *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003) 157601. doi:10.1103/PhysRevLett.90.157601.
- [62] R.J. Grow, Q. Wang, J. Cao, D. Wang, H. Dai, Piezoresistance of carbon nanotubes on deformable thin-film membranes, *Appl. Phys. Lett.* 86 (2005) 093104. doi:10.1063/1.1872221.
- [63] M.A. Cullinan, M.L. Culpepper, Carbon nanotubes as piezoresistive microelectromechanical sensors: Theory and experiment, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* 82 (2010).

doi:10.1103/PhysRevB.82.115428.

- [64] J. Prasek, J. Drbohlavova, J. Chomoucka, J. Hubalek, O. Jasek, V. Adam, R. Kizek, Methods for carbon nanotubes synthesis—review, *J. Mater. Chem.* 21 (2011) 15872. doi:10.1039/c1jm12254a.
- [65] M. Fernández-Regúlez, J.A. Plaza, E. Lora-Tamayo, A.S. Paulo, Lithography guided horizontal growth of silicon nanowires for the fabrication of ultrasensitive piezoresistive strain gauges, *Microelectron. Eng.* 87 (2010) 1270–1273. doi:10.1016/j.mee.2009.10.050.
- [66] L.O.U. Liang, Investigation and integration of piezoresistive silicon nanowires for mems applications lou liang, (2012).
- [67] W. Bauhofer, J.Z. Kovacs, A review and analysis of electrical percolation in carbon nanotube polymer composites, *Compos. Sci. Technol.* 69 (2009) 1486–1498. doi:10.1016/j.compscitech.2008.06.018.
- [68] J.K.W. Sandler, J.E. Kirk, I.A. Kinloch, M.S.P. Shaffer, A.H. Windle, Ultra-low electrical percolation threshold in carbon-nanotube-epoxy composites, *Polymer (Guildf)*. 44 (2003) 5893–5899. doi:10.1016/S0032-3861(03)00539-1.
- [69] S. Stassi, V. Cauda, G. Canavese, C.F. Pirri, Flexible tactile sensing based on piezoresistive composites: A review, *Sensors (Switzerland)*. 14 (2014) 5296–5332. doi:10.3390/s140305296.
- [70] J. Hwang, J. Jang, K. Hong, K.N. Kim, J.H. Han, K. Shin, C.E. Park, Poly(3-hexylthiophene) wrapped carbon nanotube/poly(dimethylsiloxane) composites for use in finger-sensing piezoresistive pressure sensors, *Carbon N. Y.* 49 (2011) 106–110. doi:10.1016/j.carbon.2010.08.048.
- [71] L. Chen, G. Chen, L. Lu, Piezoresistive behavior study on finger-sensing silicone rubber/graphite nanosheet nanocomposites, *Adv. Funct. Mater.* 17 (2007) 898–904. doi:10.1002/adfm.200600519.
- [72] A.S. Zuruzi, T.M. Haffiz, D. Affidah, A. Amirul, A. Norfatriah, M.H. Nurmawati, Towards wearable pressure sensors using multiwall carbon nanotube/polydimethylsiloxane nanocomposite foams, *Mater. Des.* 132 (2017) 449–458. doi:10.1016/j.matdes.2017.06.059.
- [73] J. Li, S. Zhao, X. Zeng, W. Huang, Z. Gong, G. Zhang, R. Sun, C.P. Wong, Highly Stretchable and Sensitive Strain Sensor Based on Facilely Prepared Three-Dimensional Graphene Foam Composite, *ACS Appl. Mater. Interfaces*. 8 (2016) 18954–18961. doi:10.1021/acsami.6b05088.
- [74] C. Li, E.T. Thostenson, T.W. Chou, Dominant role of tunneling resistance in the electrical conductivity of carbon nanotube-based composites, *Appl. Phys. Lett.* 91 (2007). doi:10.1063/1.2819690.
- [75] Z. Li, L. Ye, J. Shen, K. Xie, Y. Li, Strain-gauge sensing composite films with self-restoring water-repellent properties for monitoring human movements, *Compos. Commun.* 7 (2018) 23–29. doi:10.1016/j.coco.2017.12.007.
- [76] K.K. Kim, S. Hong, H.M. Cho, J. Lee, Y.D. Suh, J. Ham, S.H. Ko, Highly Sensitive and Stretchable Multidimensional Strain Sensor with Prestrained Anisotropic Metal Nanowire Percolation Networks, *Nano Lett.* 15 (2015) 5240–5247. doi:10.1021/acs.nanolett.5b01505.
- [77] T. Lee, Y.W. Choi, G. Lee, P. V. Pikhitsa, D. Kang, S.M. Kim, M. Choi, Transparent ITO mechanical crack-based pressure and strain sensor, *J. Mater. Chem. C*. 4 (2016) 9947–9953. doi:10.1039/C6TC03329F.
- [78] D. Kang, P. V. Pikhitsa, Y.W. Choi, C. Lee, S.S. Shin, L. Piao, B. Park, K.Y. Suh, T. Il Kim, M.

- Choi, Ultrasensitive mechanical crack-based sensor inspired by the spider sensory system, *Nature*. 516 (2014) 222–226. doi:10.1038/nature14002.
- [79] B. Park, J. Kim, D. Kang, C. Jeong, K.S. Kim, J.U. Kim, P.J. Yoo, T. il Kim, Nanoscale Sensors: Dramatically Enhanced Mechanosensitivity and Signal-to-Noise Ratio of Nanoscale Crack-Based Sensors: Effect of Crack Depth (*Adv. Mater.* 37/2016), *Adv. Mater.* 28 (2016) 8068. doi:10.1002/adma.201670259.
- [80] Y.W. Choi, D. Kang, P. V. Pikhitsa, T. Lee, S.M. Kim, G. Lee, D. Tahk, M. Choi, Ultra-sensitive Pressure sensor based on guided straight mechanical cracks, *Sci. Rep.* 7 (2017) 1–8. doi:10.1038/srep40116.
- [81] T. Yang, X. Li, X. Jiang, S. Lin, J. Lao, J. Shi, Z. Zhen, Z. Li, H. Zhu, Structural engineering of gold thin films with channel cracks for ultrasensitive strain sensing, *Mater. Horiz.* 3 (2016) 248–255. doi:10.1039/C6MH00027D.
- [82] C.-J. Lee, K.H. Park, C.J. Han, M.S. Oh, B. You, Y.-S. Kim, J.-W. Kim, Crack-induced Ag nanowire networks for transparent, stretchable, and highly sensitive strain sensors, *Sci. Rep.* 7 (2017) 7959. doi:10.1038/s41598-017-08484-y.
- [83] Z. Yang, D.-Y. Wang, Y. Pang, Y. Li, Q. Wang, T. Zhang, J. Wang, X. Liu, Y.-Y. Yang, J. Jian, M. Jian, Y. Zhang, Y. Yang, T.-L. Ren, Simultaneously Detecting Subtle and Intensive Human Motions Based on Ag Nanoparticles Bridged Graphene Strain Sensor, *ACS Appl. Mater. Interfaces.* (2017) acsami.7b16284. doi:10.1021/acsami.7b16284.
- [84] S.W. Lee, J.J. Park, B.H. Park, S.C. Mun, Y.T. Park, K. Liao, T.S. Seo, W.J. Hyun, O.O. Park, Enhanced Sensitivity of Patterned Graphene Strain Sensors Used for Monitoring Subtle Human Body Motions, *ACS Appl. Mater. Interfaces.* 9 (2017) 11176–11183. doi:10.1021/acsami.7b01551.
- [85] L.-Q. Tao, D.-Y. Wang, H. Tian, Z.-Y. Ju, Y. Liu, Y. Pang, Y.-Q. Chen, Y. Yang, T.-L. Ren, Self-adapted and tunable graphene strain sensors for detecting both subtle and large human motions, *Nanoscale*. 9 (2017) 8266–8273. doi:10.1039/C7NR01862B.
- [86] D. Wang, H. Tian, Y. Yang, D. Xie, T.-L. Ren, Y. Zhang, Scalable and direct growth of graphene micro ribbons on dielectric substrates., *Sci. Rep.* 3 (2013) 1348. doi:10.1038/srep01348.
- [87] S. Stassi, V. Cauda, G. Canavese, C. Pirri, Flexible Tactile Sensing Based on Piezoresistive Composites: A Review, *Sensors*. 14 (2014) 5296–5332. doi:10.3390/s140305296.
- [88] C. Gau, C.-Y. Kuo, H.S. Ko, Electron tunneling in carbon nanotube composites, *Nanotechnology*. 20 (2009) 395705. doi:10.1088/0957-4484/20/39/395705.
- [89] M. Knite, V. Teteris, A. Kiploka, J. Kaupuzs, Polyisoprene-carbon black nanocomposites as tensile strain and pressure sensor materials, *Sensors Actuators, A Phys.* 110 (2004) 142–149. doi:10.1016/j.sna.2003.08.006.
- [90] S. Stassi, G. Canavese, V. Cauda, S.L. Marasso, C.F. Pirri, Evaluation of different conductive nanostructured particles as filler in smart piezoresistive composites., *Nanoscale Res. Lett.* 7 (2012) 327. doi:10.1186/1556-276X-7-327.
- [91] X.-W. Zhang, Y. Pan, Q. Zheng, X.-S. Yi, Time dependence of piezoresistance for the conductor-filled polymer composites, *J. Polym. Sci. Part B Polym. Phys.* 38 (2000) 2739–2749. doi:10.1002/1099-0488(20001101)38:21<2739::AID-POLB40>3.0.CO;2-O.
- [92] V. Seena, K. Hari, S. Prajakta, R. Pratap, V. Ramgopal Rao, A novel piezoresistive polymer nanocomposite MEMS accelerometer, *J. Micromechanics Microengineering.* 27 (2017).

doi:10.1088/0960-1317/27/1/015014.

- [93] J. Herrmann, K.-H. Müller, T. Reda, G.R. Baxter, B. Raguse, G.J.J.B. de Groot, R. Chai, M. Roberts, L. Wiczorek, Nanoparticle films as sensitive strain gauges, *Appl. Phys. Lett.* 91 (2007) 183105. doi:10.1063/1.2805026.
- [94] N.M. Sangeetha, N. Decorde, B. Viallet, G. Viau, L. Ressler, Nanoparticle-Based Strain Gauges Fabricated by Convective Self Assembly: Strain Sensitivity and Hysteresis with Respect to Nanoparticle Sizes, *J. Phys. Chem. C* 117 (2013) 1935–1940. doi:10.1021/jp310077r.
- [95] P. Siffalovic, L. Chitu, K. Vegso, E. Majkova, M. Jergel, M. Weis, S. Luby, I. Capek, J. Keckes, G.A. Maier, A. Satka, J. Perlich, S. V Roth, Towards strain gauges based on a self-assembled nanoparticle monolayer--SAXS study., *Nanotechnology*. 21 (2010) 385702. doi:10.1088/0957-4484/21/38/385702.
- [96] M. Segev-Bar, H. Haick, Flexible sensors based on nanoparticles, *ACS Nano*. 7 (2013) 8366–8378. doi:10.1021/nn402728g.
- [97] L. Yi, W. Jiao, K. Wu, L. Qian, X. Yu, Q. Xia, K. Mao, S. Yuan, S. Wang, Y. Jiang, Nanoparticle monolayer-based flexible strain gauge with ultrafast dynamic response for acoustic vibration detection, *Nano Res.* 8 (2015) 2978–2987. doi:10.1007/s12274-015-0803-1.
- [98] M. Zheng, W. Li, M. Xu, N. Xu, P. Chen, M. Han, B. Xie, P. Siffalovic, L. Chitu, K. Vegso, E. Majkova, M. Jergel, M. Weis, S. Luby, I. Capek, J. Keckes, G.A. Maier, A. Satka, J. Perlich, S. V. Roth, C. Farcau, H. Moreira, B. Viallet, J. Grisolia, D. Ciuculescu-Pradines, C. Amiens, L. Ressler, T. Vossmeier, C. Stolte, M. Ijeh, A. Kornowski, H. Weller, C.H. Schwalb, C. Grimm, M. Baranowski, R. Sachser, F. Porriati, H. Reith, P. Das, J. Muller, F. Volklein, A. Kaya, M. Huth, B. Xie, L. Liu, X. Peng, Y. Zhang, Q. Xu, M. Zheng, T. Takiya, M. Han, M. Han, C.H. Xu, D. Zhu, L. Yang, J.L. Zhang, Y.P. Chen, K. Ding, F.Q. Song, G.H. Wang, J. Yin, P. Hu, J. Luo, L. Wang, M.F. Cohen, C.J. Zhong, B. Abeles, P. Sheng, M.D. Coutts, Y. Arie, J.L. Tanner, D. Mousadakis, K. Giannakopoulos, E. Skotadis, D. Tsoukalas, J. Herrmann, K.H. Müller, T. Reda, G.R. Baxter, B. Raguse, G.J.J.B. de Groot, R. Chai, M. Roberts, L. Wiczorek, Strain sensors based on chromium nanoparticle arrays, *Nanoscale*. 6 (2014) 3930–3933. doi:10.1039/C3NR04135B.
- [99] J.L. Tanner, D. Mousadakis, K. Giannakopoulos, E. Skotadis, D. Tsoukalas, High strain sensitivity controlled by the surface density of platinum nanoparticles., *Nanotechnology*. 23 (2012) 285501. doi:10.1088/0957-4484/23/28/285501.
- [100] E. Puyoo, C. Malhaire, D. Thomas, R. Rafaël, M. R'Mili, A. Malchère, L. Roiban, S. Koneti, M. Bugnet, A. Sabac, M. Le Berre, Metallic nanoparticle-based strain sensors elaborated by atomic layer deposition, *Appl. Phys. Lett.* 110 (2017) 123103. doi:10.1063/1.4978778.
- [101] J.T. Muth, D.M. Vogt, R.L. Truby, Y. Mengüç, D.B. Kolesky, R.J. Wood, J.A. Lewis, Embedded 3D printing of strain sensors within highly stretchable elastomers, *Adv. Mater.* 26 (2014) 6307–6312. doi:10.1002/adma.201400334.
- [102] J. Gooding, T. Fields, 3D Printed Strain Gauge Geometry and Orientation for Embedded Sensing, 58th AIAA/ASCE/AHS/ASC Struct. Struct. Dyn. Mater. Conf. (2017) 1–14. doi:10.2514/6.2017-0350.
- [103] C. Yeh, K. Najafi, A low-voltage tunneling-based silicon microaccelerometer, *IEEE Trans. Electron Devices*. 44 (1997) 1875–1882. doi:10.1109/16.641355.
- [104] M. Miao, Q. Hu, Y. Hao, H. Dong, L. Wang, Y. Shi, S. Shen, A Bulk Micromachined Si-on-glass Tunneling Accelerometer with Out-of-plane Sensing Capability, in: 2007 2nd IEEE Int. Conf.

Nano/Micro Eng. Mol. Syst., IEEE, 2007: pp. 235–240. doi:10.1109/NEMS.2007.352270.

- [105] P.G. Hartwell, F.M. Bertsch, S.A. Miller, K.L. Turner, N.C. MacDonald, Single mask lateral tunneling accelerometer, Proc. MEMS 98. IEEE. Elev. Annu. Int. Work. Micro Electro Mech. Syst. An Investig. Micro Struct. Sensors, Actuators, Mach. Syst. (Cat. No.98CH36176). (1998) 340–344. doi:10.1109/MEMSYS.1998.659779.
- [106] C.H. Liu, T.W. Kenny, A high-precision, wide-bandwidth micromachined tunneling accelerometer, J. Microelectromechanical Syst. 10 (2001) 425–433. doi:10.1109/84.946800.
- [107] L. Zhu, S. McNamara, Low Power Tunneling Current Strain Sensor Using MOS Capacitors, J. Microelectromechanical Syst. 24 (2015) 755–762. doi:10.1109/JMEMS.2014.2351778.
- [108] A.P. Friedrich, P.A. Besse, C.M.A. Ashruf, R.S. Popovic, New piezo-tunneling strain sensor with very low temperature sensitivity, in: Proc. Int. Solid State Sensors Actuators Conf. (Transducers '97), IEEE, Chicago, 1997: pp. 133–136. doi:10.1109/SENSOR.1997.613600.
- [109] J. Song, H. Zhang, H. Hu, X. Dai, R. Xuan, Valence band structure of strained Si/(111)Si_{1-x}Ge_x, Sci. China Physics, Mech. Astron. 53 (2010) 454–457. doi:10.1007/s11433-010-0093-2.
- [110] K. Matsuda, Y. Kanda, Stress-induced effects on depletion-layer capacitance of metal–oxide–semiconductor capacitors, Appl. Phys. Lett. 83 (2003) 4351–4353. doi:10.1063/1.1630166.
- [111] A.C. Ruge, Strain gauge, (1944). <http://www.google.com/patents/US2340146>.
- [112] Petter Scott Jackson, Foil strain gage, 1953.
- [113] Georgia Tech, Electrical Resistance Strain Gage Circuits Electrical Properties of the Resistance Gage, n.d.
- [114] R. Rafael, E. Puyoo, C. Malhaire, Piezo-tunnel effect in Al/Al₂O₃/Al junctions elaborated by atomic layer deposition, J. Appl. Phys. 122 (2017) 184501. doi:10.1063/1.4994163.
- [115] S.K. Clark, K.D. Wise, Pressure Sensitivity in Anisotropically Etched Thin-Diaphragm Pressure Sensors, IEEE Trans. Electron Devices. 26 (1979) 1887–1896. doi:10.1109/T-ED.1979.19792.
- [116] Y. Sun, B.J. Nelson, D.P. Potasek, E. Enikov, A bulk microfabricated multi-axis capacitive cellular force sensor using transverse comb drives, J. Micromechanics Microengineering. 12 (2002) 832–840. doi:10.1088/0960-1317/12/6/314.
- [117] D. Hohm, R. Gerhard-Multhaupt, Silicon-dioxide electret transducer, J. Acoust. Soc. Am. 75 (1984) 1297. doi:10.1121/1.390738.
- [118] S.C.B. Mannsfeld, B.C.K. Tee, R.M. Stoltenberg, C.V.H.H. Chen, S. Barman, B.V.O. Muir, A.N. Sokolov, C. Reese, Z. Bao, Highly sensitive flexible pressure sensors with microstructured rubber dielectric layers, Nat. Mater. 9 (2010) 859–864. doi:10.1038/nmat2834.
- [119] S. Yao, Y. Zhu, Wearable multifunctional sensors using printed stretchable conductors made of silver nanowires, Nanoscale. 6 (2014) 2345. doi:10.1039/c3nr05496a.
- [120] L. Cai, L. Song, P. Luan, Q. Zhang, N. Zhang, Q. Gao, D. Zhao, X. Zhang, M. Tu, F. Yang, W. Zhou, Q. Fan, J. Luo, W. Zhou, P.M. Ajayan, S. Xie, Super-stretchable, Transparent Carbon Nanotube-Based Capacitive Strain Sensors for Human Motion Detection, Sci. Rep. 3 (2013) 3048. doi:10.1038/srep03048.
- [121] Y. Zang, F. Zhang, D. Huang, X. Gao, C.A. Di, D. Zhu, Flexible suspended gate organic thin-film transistors for ultra-sensitive pressure detection, Nat. Commun. 6 (2015) 1–9.

doi:10.1038/ncomms7269.

- [122] T. Zheng, H. Wu, Y. Yuan, X. Lv, Q. Li, T. Men, C. Zhao, D. Xiao, J. Wu, K. Wang, J.-F. Li, Y. Gu, J. Zhu, S.J. Pennycook, The structural origin of enhanced piezoelectric performance and stability in lead free ceramics, *Energy Environ. Sci.* 10 (2017) 528–537. doi:10.1039/C6EE03597C.
- [123] N. Rogacheva, Multilayered dynamic strain gauge using of piezoelectric PVDF films, *MATEC Web Conf.* 117 (2017) 00146. doi:10.1051/mateconf/201711700146.
- [124] L. Xing, R. Zhu, Z. Wang, F. Wang, H. Kimura, Flexible tensile strain sensor based on lead-free $0.5\text{Ba}(\text{Ti} 0.8 \text{Zr} 0.2) \text{O}_3 - 0.5(\text{Ba} 0.7 \text{Ca} 0.3) \text{TiO}_3$ piezoelectric nanofibers, *Smart Mater. Struct.* 26 (2017) 097001. doi:10.1088/1361-665X/aa80c3.
- [125] J. Zhou, Y. Gu, P. Fei, W. Mai, Y. Gao, R. Yang, G. Bao, Z.L. Wang, Flexible piezotronic strain sensor, *Nano Lett.* 8 (2008) 3035–3040. doi:10.1021/nl802367t.
- [126] P. Keil, R. Baraki, N. Novak, J. Rödel, T. Frömling, Gauge factors for piezotronic stress sensor in polycrystalline ZnO, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 50 (2017). doi:10.1088/1361-6463/aa65f6.
- [127] J.Č. B. Korenko, J. Jasenek, Data Processing Techniques for Fiber Bragg Grating (FBG) Reflectivity Characteristics Measurements, in: *Meas.* 2015, 2015: pp. 207–210.
- [128] S.J. Mihailov, Fiber bragg grating sensors for harsh environments, *Sensors.* 12 (2012) 1898–1918. doi:10.3390/s120201898.
- [129] X.W. Ye, Y.H. Su, J.P. Han, Structural Health Monitoring of Civil Infrastructure Using Optical Fiber Sensing Technology: A Comprehensive Review., *Sci. World J.* 2014 (2014) 652329. doi:10.1155/2014/652329.
- [130] D. Taillaert, W. Van Paepegem, J. Vlekken, R. Baets, A thin foil optical strain gage based on silicon-on-insulator microresonators - art. no. 661914, *Third Eur. Work. Opt. Fibre Sensors.* 6619 (2007) 661914-661914–4. doi:10.1117/12.738412.
- [131] J.-H. Choi, Y.-S. No, J.-P. So, J.M. Lee, K.-H. Kim, M.-S. Hwang, S.-H. Kwon, H.-G. Park, A high-resolution strain-gauge nanolaser, *Nat. Commun.* 7 (2016) 11569. doi:10.1038/ncomms11569.
- [132] K.-H. Shin, M. Inoue, K.-I. Arai, Strain sensitivity of highly magnetostrictive amorphous films for use in microstrain sensors, *J. Appl. Phys.* 85 (1999) 5465. doi:10.1063/1.369977.
- [133] D. Meyners, T. Von Hofe, M. Vieth, M. Rührig, S. Schmitt, E. Quandt, Pressure sensor based on magnetic tunnel junctions, *J. Appl. Phys.* 105 (2009) 5–8. doi:10.1063/1.3063662.
- [134] E. Bastos, A. Dalponte, F.P. Missell, G. Fulop, M. De Souza Dias, C. Bormio-Nunes, Linear wireless strain sensor using FeAlB and Metglas, 2017 IEEE Int. Magn. Conf. INTERMAG 2017. 9464 (2017) 1–5. doi:10.1109/INTMAG.2017.8008059.
- [135] A. Gehring, Simulation of tunneling in semiconductor devices, *Wien Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik*, 1975. <http://www.iue.tuwien.ac.at/phd/gehring/diss.html>.
- [136] R. Clerc, Etude des effets quantiques dans les composants CMOS a oxydes de grille ultra minces – Modelisation et caractérisation, 2001.
- [137] S.M. Sze, *Semiconductor Devices: Physics and Technology*, n.d.
- [138] F. Pan, S. Gao, C. Chen, C. Song, F. Zeng, Recent progress in resistive random access memories: Materials, switching mechanisms, and performance, *Mater. Sci. Eng. R.* 83 (2014) 1–59. doi:10.1016/j.mser.2014.06.002.

- [139] D.S. Kuzmichev, Y.Y. Lebedinskii, Resistive switching in MIM structure based on overstoichiometric tantalum oxide, *Microelectron. Eng.* 178 (2017) 150–153. doi:10.1016/j.mee.2017.04.041.
- [140] A. Chaker, P. Gonon, C. Vallée, A. Bsiesy, High capacitance density of 185 nF/mm² achieved in three-dimensional MIM structures using TiO₂ as a dielectric, *Appl. Phys. Lett.* 110 (2017) 243501. doi:10.1063/1.4986196.
- [141] A. Chaker, C. Bermond, P. Artillan, P. Gonon, C. Vallee, A. Bsiesy, Wide Band Frequency Characterization of Al-Doped and Undoped Rutile TiO₂ Thin Films for MIM Capacitors, *IEEE Electron Device Lett.* 38 (2017) 375–378. doi:10.1109/LED.2017.2654513.
- [142] J.H. Klootwijk, K.B. Jinesh, F. Roozeboom, MIM in 3D: Dream or reality? (invited), *Microelectron. Eng.* 88 (2011) 1507–1513. doi:10.1016/j.mee.2011.03.137.
- [143] W. Chen, K.G. McCarthy, A. Mathewson, M. Copuroglu, S. O'Brien, R. Winfield, Capacitance and S-Parameter Techniques for Dielectric Characterization With Application to High-k PMNT Thin-Film Layer, *IEEE Trans. Electron Devices.* 59 (2012) 1723–1729. doi:10.1109/TED.2012.2190365.
- [144] G. Moddel, S. Grover, Rectenna solar cells, *Rectenna Sol. Cells.* 9781461437 (2013) 1–399. doi:10.1007/978-1-4614-3716-1.
- [145] Shilpi, K. Bhatt, Sandeep, S. Kumar, C.C. Tripathi, Potential challenges and issues in implementation of MIM diodes for rectenna application, *Proc. Int. Conf. Inven. Commun. Comput. Technol. ICICCT 2017.* (2017) 83–88. doi:10.1109/ICICCT.2017.7975164.
- [146] F.C. Chiu, A review on conduction mechanisms in dielectric films, *Adv. Mater. Sci. Eng.* 2014 (2014). doi:10.1155/2014/578168.
- [147] V.V. Afanas'ev, *Internal Photoemission Spectroscopy. Principles and Applications*, Elsevier, 2008.
- [148] I.B.M. Thomas, Y. Heights, Pp. 179–182, 1976., 20 (1976) 179–182.
- [149] B.L. Yang, P.T. Lai, H. Wong, Conduction mechanisms in MOS gate dielectric films, *Microelectron. Reliab.* 44 (2004) 709–718. doi:10.1016/j.microrel.2004.01.013.
- [150] B. De Salvo, G. Ghibaudo, G. Pananakakis, B. Guillaumot, G. Reimbold, General bulk-limited transport analysis of a 10 nm-thick oxide stress-induced leakage current, *Solid. State. Electron.* 44 (2000) 895–903. doi:10.1016/S0038-1101(00)00028-9.
- [151] H. Schroeder, Poole-Frenkel-effect as dominating current mechanism in thin oxide films - An illusion?!, *J. Appl. Phys.* 117 (2015). doi:10.1063/1.4921949.
- [152] C. Busseret, N. Baboux, C. Plossu, S. Burignat, P. Boivin, Quantitative study of charge trapping in SiO₂ during bipolar Fowler–Nordheim injection, *J. Non. Cryst. Solids.* 322 (2003) 191–198. doi:10.1016/S0022-3093(03)00201-1.
- [153] K. EL HAJJAM, Tunnel barrier engineering to enhance the performances of the metallic single electron transistor, Université de Sherbrooke, 2015. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01339967>.
- [154] C. Barbos, Passivation de surface des cellules photovoltaïques en silicium cristallin : dépôt par ALD et caractérisation de couches minces d'Al₂O₃, INSA de Lyon, 2016.
- [155] L. Renaud, D. Selloum, S. Tingry, Xurography for 2D and multi-level glucose/O₂ microfluidic biofuel cell, *Microfluid. Nanofluidics.* 18 (2015) 1407–1416. doi:10.1007/s10404-014-1539-z.
- [156] B. Brar, G.D. Wilk, A.C. Seabaugh, Direct extraction of the electron tunneling effective mass in

ultrathin SiO₂, Appl. Phys. Lett. 69 (1996) 2728–2730. doi:10.1063/1.117692.

- [157] N. Yang, W.K. Henson, J.R. Hauser, J.J. Wortman, Modeling study of ultrathin gate oxides using direct tunneling current and capacitance-voltage measurements in MOS devices, IEEE Trans. Electron Devices. 46 (1999) 1464–1471. doi:10.1109/16.772492.
- [158] L. Yan, S.H. Olsen, M. Kanoun, R. Agaiby, a. G. O'Neill, Gate leakage mechanisms in strained Si devices, J. Appl. Phys. 100 (2006) 104507. doi:10.1063/1.2374191.
- [159] M. Lenzlinger, E.H. Snow, Fowler-nordheim tunneling into thermally grown SiO₂, J. Appl. Phys. 40 (1969) 278–283. doi:10.1063/1.1657043.
- [160] N.M. Ravindra, J. Zhao, Fowler-Nordheim tunneling in thin SiO₂ films, Smart Mater. Struct. 1 (1992) 197. doi:10.1088/0964-1726/1/3/002.
- [161] K.F. Schuegraf, C. Hu, Metal-oxide-semiconductor field-effect-transistor substrate current during Fowler-Nordheim tunneling stress and silicon dioxide reliability, J. Appl. Phys. 76 (1994) 3695–3700. doi:10.1063/1.357438.
- [162] J. Kwo, M. Hong, A.R. Kortan, K.T. Queeney, Y.J. Chabal, J.P. Mannaerts, T. Boone, J.J. Krajewski, A.M. Sergent, J.M. Rosamalia, High ϵ gate dielectrics Gd₂O₃ and Y₂O₃ for silicon, Appl. Phys. Lett. 77 (2000) 130–132. doi:10.1063/1.126899.
- [163] W.J. Zhu, T.P. Ma, T. Tamagawa, J. Kim, Y. Di, Current transport in metal/hafnium oxide/silicon structure, IEEE Electron Device Lett. 23 (2002) 97–99. doi:10.1109/55.981318.
- [164] J.G. Simmons, Electric Tunnel Effect between Dissimilar Electrodes Separated by a Thin Insulating Film, J. Appl. Phys. 34 (1963) 2581–2590. doi:10.1063/1.1729774.
- [165] E.W. Cowell, S.W. Muir, D.A. Keszler, J.F. Wager, Barrier height estimation of asymmetric metal-insulator-metal tunneling diodes, J. Appl. Phys. 114 (2013) 1–7. doi:10.1063/1.4839695.
- [166] M.D. Groner, J.W. Elam, F.H. Fabreguette, S.M. George, Electrical characterization of thin Al₂O₃ films grown by atomic layer deposition on silicon and various metal substrates, Thin Solid Films. 413 (2002) 186–197. doi:10.1016/S0040-6090(02)00438-8.
- [167] K.A. Nasyrov, V.A. Gritsenko, Transport mechanisms of electrons and holes in dielectric films, Physics-Uspekhi. 56 (2013) 999–1012. doi:10.3367/UFNe.0183.201310h.1099.
- [168] R. Perera, A. Ikeda, R. Hattori, Y. Kuroki, Trap assisted leakage current conduction in thin silicon oxynitride films grown by rapid thermal oxidation combined microwave excited plasma nitridation, Microelectron. Eng. 65 (2003) 357–370. doi:10.1016/S0167-9317(02)01025-0.
- [169] N. Baboux, C. Plossu, P. Boivin, A new technique to characterize endurance of EEPROM tunnel oxides, J. Non. Cryst. Solids. 351 (2005) 1890–1896. doi:10.1016/j.jnoncrysol.2005.04.033.
- [170] J.A. Lopez-Villanueva, J.A. Jimenez-Tejada, P. Cartujo, J. Bausells, J.E. Carceller, Analysis of the effects of constant-current Fowler-Nordheim-tunneling injection with charge trapping inside the potential barrier, J. Appl. Phys. 70 (1991) 3712–3720. doi:https://doi.org/10.1063/1.349222.
- [171] K. El Hajjam, N. Baboux, F. Calmon, A. Souifi, O. Poncelet, L.A. Francis, S. Ecoffey, D. Drouin, Highly transparent low capacitance plasma enhanced atomic layer deposition Al₂O₃-HfO₂ tunnel junction engineering, J. Vac. Sci. Technol. A Vacuum, Surfaces, Film. 32 (2014) 01A132. doi:10.1116/1.4853075.
- [172] R. Boidin, T. Halenkovič, V. Nazabal, L. Beneš, P. Němec, Pulsed laser deposited alumina thin films, Ceram. Int. 42 (2016) 1177–1182. doi:10.1016/j.ceramint.2015.09.048.

- [173] D.J. DiMaria, Defect generation under substrate-hot-electron injection into ultrathin silicon dioxide layers, *J. Appl. Phys.* 86 (1999) 2100–2109. doi:10.1063/1.371016.
- [174] G. Groeseneken, R. Bellens, G. Van den Bosch, H.E. Maes, Hot-carrier degradation in submicrometre MOSFETs: From uniform injection towards the real operating conditions, *Semicond. Sci. Technol.* 10 (1995) 1208–1220. doi:10.1088/0268-1242/10/9/002.
- [175] W.D. Zhang, J.F. Zhang, M. Lalor, D. Burton, G. V. Groeseneken, R. Degraeve, Two types of neutral electron traps generated in the gate silicon dioxide, *IEEE Trans. Electron Devices.* 49 (2002) 1868–1875. doi:10.1109/TED.2002.804709.
- [176] E.V.E. Vianello, F.D.F. Driussi, D.E.D. Esseni, L.S.L. Selmi, M.J.V.D.M.J. Van Duuren, F.W.F. Widdershoven, Does Multi-Trap Assisted Tunneling explain the oxide thickness dependence of the Statistics of SILC in FLASH Memory Arrays?, 2006 *Eur. Solid-State Device Res. Conf.* (2006) 4–7. doi:10.1109/ESSDER.2006.307723.
- [177] D. Ielmini, Reliability issues and modeling of Flash and post-Flash memory (Invited Paper), *Microelectron. Eng.* 86 (2009) 1870–1875. doi:10.1016/j.mee.2009.03.054.
- [178] R. Jerisian, J. Dugas, Y. Mentalecheta, J. Oualid, Analyse des photocourants dans les structures Al-Al₂O₃ 3-Al préparées par bombardement électronique, *Rev. Phys. Appliquée.* 12 (1977) 773–780. doi:10.1051/rphysap:01977001205077300.
- [179] S.O. Kasap, *Principles of Electronic Materials and Devices*, 2001.
- [180] H.B. Michaelson, The work function of the elements and its periodicity, *J. Appl. Phys.* 48 (1977) 4729–4733. doi:10.1063/1.323539.
- [181] M.D. Groner, J.W. Elam, F.H. Fabreguette, S.M. George, Electrical characterization of thin Al₂O₃ films grown by atomic layer deposition on silicon and various metal substrates, *Thin Solid Films.* 413 (2002) 186–197. doi:10.1016/S0040-6090(02)00438-8.
- [182] K. Suzuki, T. Nihei, A. Sawada, Bias Dependence of Effective Mass in Aluminum Tunnel Junctions, *J. Phys. Soc. Japan.* 64 (1995) 4841–4848. doi:10.1143/JPSJ.64.4841.
- [183] M.J. Chen, C.Y. Hsu, Evidence for a Very Small Tunneling Effective Mass (0.03m(0)) in MOSFET High-k (HfSiON) Gate Dielectrics, *IEEE Electron Device Lett.* 33 (2012) 468–470. doi:10.1109/led.2011.2182599.
- [184] W. Hourani, *Caractérisation des courants de fuite à l' échelle nanométrique dans les couches ultra-minces d'oxydes pour la microélectronique*, 2011.
- [185] Y.L. Chiou, J.P. Gambino, M. Mohammad, Determination of the Fowler ± Nordheim tunneling parameters from the Fowler ± Nordheim plot, *Solid. State. Electron.* 45 (2001) 1787–1791.
- [186] F. Chiu, S. Fan, K. Tai, J.Y. Lee, Y. Chou, F. Chiu, S. Fan, K. Tai, J.Y. Lee, Electrical characterization of tunnel insulator in metal/insulator tunnel transistors fabricated by atomic force microscope, *Appl. Phys. Lett.* 243506 (2005) 17–20. doi:10.1063/1.2143127.
- [187] M.W. Knight, N.S. King, L. Liu, H.O. Everitt, P. Nordlander, N.J. Halas, Aluminum for Plasmonics, *ACS Nano.* 8 (2014) 834–840. doi:10.1021/nn405495q.
- [188] S. Ayas, A.E. Topal, A. Cupallari, H. Güner, G. Bakan, A. Dana, Exploiting Native Al₂O₃ for Multispectral Aluminum Plasmonics, *ACS Photonics.* 1 (2014) 1313–1321. doi:10.1021/ph500330x.
- [189] E. Defaÿ, *Elaboration et caractérisation de couches minces piézoélectriques de Pb (Zr, Ti) O₃ sur*

silicium pour applications aux microsystemes, INSA de Lyon, 1999.
<http://cat.inist.fr/?aModele=afficheN&cpsidt=201087>.

- [190] L.S. Chang, T.H. Chuang, W.J. Wei, Characterization of alumina ceramics by ultrasonic testing, *Mater. Charact.* 45 (2000) 221–226. doi:10.1016/S1044-5803(00)00081-4.
- [191] M. a Hopcroft, W.D. Nix, T.W. Kenny, What is the Young's Modulus of Silicon?, *J. Microelectromechanical Syst.* 19 (2010) 229–238. doi:10.1109/JMEMS.2009.2039697.
- [192] T. V Perevalov, A. V Shaposhnikov, V.A. Gritsenko, H. Wong, J.H. Han, C.W. Kim, Electronic structure of α -Al₂O₃: Ab initio simulations and comparison with experiment, *JETP Lett.* 85 (2007) 165–168. doi:10.1134/S0021364007030071.
- [193] W. Li, D.Y. Li, In situ measurements of simultaneous electronic behavior of Cu and Al induced by mechanical deformation, *J. Appl. Phys.* 99 (2006) 073502. doi:10.1063/1.2181300.
- [194] W.S. Yun, S. Han, S.C. Hong, I.G. Kim, J. Lee, Thickness and strain effects on electronic structures of transition metal dichalcogenides: 2H-MX₂ semiconductors (M = Mo, W; X = S, Se, Te), *Phys. Rev. B.* 85 (2012) 1–5. doi:10.1103/PhysRevB.85.033305.
- [195] H. Peelaers, C.G. Van De Walle, Effects of strain on band structure and effective masses in MoS₂, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* 86 (2012) 1–5. doi:10.1103/PhysRevB.86.241401.
- [196] S.E. Thompson, M. Armstrong, C. Auth, M. Alavi, M. Buehler, R. Chau, S. Cea, T. Ghani, G. Glass, T. Hoffman, C.H. Jan, C. Kenyon, J. Klaus, K. Kuhn, Z. Ma, B. McIntyre, K. Mistry, A. Murthy, B. Obradovic, R. Nagisetty, P. Nguyen, S. Sivakumar, R. Shaheed, L. Shifren, B. Tufts, S. Tyagi, M. Bohr, Y. El-Mansy, A 90-nm logic technology featuring strained-silicon, *IEEE Trans. Electron Devices.* 51 (2004) 1790–1797. doi:10.1109/TED.2004.836648.
- [197] H. Xiong, J.A. Sobota, S.L. Yang, H. Soifer, A. Gauthier, M.H. Lu, Y.Y. Lv, S.H. Yao, D. Lu, M. Hashimoto, P.S. Kirchmann, Y.F. Chen, Z.X. Shen, Three-dimensional nature of the band structure of ZrTe₅ measured by high-momentum-resolution photoemission spectroscopy, *Phys. Rev. B.* 95 (2017) 1–8. doi:10.1103/PhysRevB.95.195119.
- [198] J.J. Quinn, Range of excited electrons in metals, *Phys. Rev.* 126 (1962) 1453–1457. doi:10.1103/PhysRev.126.1453.
- [199] B. Ziaja, R.A. London, J. Hajdu, Ionization by impact electrons in solids: Electron mean free path fitted over a wide energy range, *J. Appl. Phys.* 99 (2006). doi:10.1063/1.2161821.
- [200] S.M. Sze, J.L. Moll, T. Sugano, Range-energy relation of hot electrons in gold, *Solid. State. Electron.* 7 (1964) 509–523. doi:10.1016/0038-1101(64)90088-7.
- [201] M. Schmidt, M. Brauer, V. Hoffmann, Internal photoemission in heterostructures affected by scattering processes, *J. Phys. D Appl. Phys.* 1442 (1997). doi:https://doi.org/10.1088/0022-3727/30/10/009.
- [202] F. Wang, N.A. Melosh, Plasmonic Energy Collection through Hot Carrier Extraction, *Nano Lett.* 11 (2011) 5426–5430. doi:10.1021/nl203196z.
- [203] R. Williams, Injection by Internal Photoemission, *Semicond. Semimetals.* 6 (1970) 97–139. doi:10.1016/S0080-8784(08)62631-9.
- [204] N. Ashcroft, N. Mermin, *Solid State Physics*, 1976.
- [205] D.L. Windt, IMD - Software for modeling the optical properties of multilayer films, *Comput. Phys.* 12 (1998) 360–370. doi:10.1063/1.168689.

- [206] E.D. Palik, Handbook of Optical Constants of Solids, Academic Press, 1998.
- [207] M.D. Kelzenberg, M.C. Putnam, D.B. Turner-Evans, N.S. Lewis, H.A. Atwater, Predicted efficiency of Si wire array solar cells, in: Conf. Rec. IEEE Photovolt. Spec. Conf., IEEE, 2009: pp. 001948–001953. doi:10.1109/PVSC.2009.5411542.
- [208] C. Malhaire, Caractérisation et modélisation de microtransducteurs de pression à hautes performances intégrés sur silicium, INSA de Lyon, 1998. doi:1998ISAL0014.
- [209] O. Francais, I. Dufour, E. Sarraute, Analytical static modelling and optimization of electrostatic micropumps, J. Micromechanics Microengineering. 7 (1997) 183–185. doi:10.1088/0960-1317/7/3/027.
- [210] L.L.L. Lin, W.Y.W. Yun, MEMS pressure sensors for aerospace applications, 1998 IEEE Aerosp. Conf. Proc. (Cat. No.98TH8339). 1 (1998). doi:10.1109/AERO.1998.686941.
- [211] W. Liu, N. Liu, Y. Yue, J. Rao, F. Cheng, J. Su, Z. Liu, Y. Gao, Piezoresistive Pressure Sensor Based on Synergistical Innerconnect Polyvinyl Alcohol Nanowires/Wrinkled Graphene Film, Small. 14 (2018) 1–8. doi:10.1002/sml.201704149.
- [212] S. Wagner, C. Yim, N. McEvoy, S. Kataria, V. Yokaribas, A. Kuc, S. Pindl, C.-P. Fritzen, T. Heine, G.S. Duesberg, M.C. Lemme, Highly Sensitive Electromechanical Piezoresistive Pressure Sensors Based on Large-Area Layered PtSe₂ Films, Nano Lett. 18 (2018) 3738–3745. doi:10.1021/acs.nanolett.8b00928.

Annexe I : Recettes ALD

Les recettes ALD consistent en une série d'instructions exécutées de façon séquentielle par le bâti de dépôt. La figure I.1 montre la recette d'un dépôt d'alumine thermique à 200°C. Le contenu des colonnes correspond à :

- 1^e : numéro de l'instruction
- 2^e : nature de la commande
- 3^e : identifiant de l'élément du bâti concerné par la commande
- 4^e : valeur de consigne
- 5^e : unité

	Instruction	#	Valeur	Unités	
0	flow	0	20	sccm	} Consignes de flux de gaz
1	flow	1	40	sccm	
2	heater	12	200	C	} Consignes de température
3	heater	13	200	C	
4	heater	14	200	C	
5	heater	15	200	C	
6	stabilise	12			} Stabilisation des températures
7	stabilise	13			
8	stabilise	14			
9	stabilise	15			
10	wait		600	sec	Attente
11	Flow	0	30	sccm	} Consignes de flux de gaz
12	flow	1	100	sccm	
13	wait		20	sec	Attente
14	pulse	1	0,06	sec	Pulse du 1 ^{er} précurseur
15	wait		10	sec	Attente
16	pulse	0	0,06	sec	Pulse du 2 nd précurseur
17	wait		10	sec	Attente
18	goto	14	X		Définition du cycle
19	flow	0	20	sccm	} Consignes de flux de gaz
20	flow	1	40	sccm	

Figure I.1 : Recette de dépôt pour de l'alumine thermique à 200°C

Dans toutes les recettes de cette thèse, on utilise 2 précurseurs. Le premier précurseur est du TMA (trimethylaluminium) pour l'alumine et du Hf(NMe₂)₄ (tetrakis(diméthylamino)hafnium) pour le HfO₂. Le second précurseur peut être de l'eau ou des ions oxygènes générés par plasma.

Les lignes de commande 14 et 15 correspondent au premier précurseur, et les lignes 16 et 17 au second. L'ensemble définit un cycle qui est répété plusieurs fois.

Les paramètres importants sont la température de la chambre (en rouge), le temps d'ouverture du précurseur (en vert), le temps de purge de la chambre (en bleu), les paramètres du 2^e précurseur (en violet) et le nombre de cycles (en jaune). Un cycle correspond environ à 0,1 nm d'alumine déposée. On a donc utilisé 100 cycles pour les jonctions de 10 nm et 200 cycles pour les jonctions de 20 nm.

Le tableau I.1 présente les valeurs utilisées pour ces paramètres en fonction du type de recette :

Table I.1 : Valeur des paramètres principaux en fonction du type de recette

	Al₂O₃ thermique 200°C	Al₂O₃ thermique 250°C	Al₂O₃ thermique 280°C	HfO₂ thermique 200°C
Température de la chambre (°C)	200	250	280	200
Durée du pulse du précurseur 1 (s)	0,06	0,06	0,06	0,06
Temps de purge 1 (s)	10	10	10	10
Durée du pulse du précurseur 2 (s)	0,06	0,06	0,06	0,06
Temps de purge 2 (s)	10	10	10	10

	Al₂O₃ plasma 20s	Al₂O₃ plasma 40s
Température de la chambre (°C)	200	200
Durée du pulse du précurseur 1 (s)	0,06	0,06
Temps de purge (s)	10	10
Puissance du plasma (W)	300	300
Temps d'application du plasma (s)	20	40

Annexe II : Liste des échantillons utilisés

La table II.1 présente tous les échantillons utilisés pour obtenir les résultats exposés dans cette thèse. Seules les jonctions complètement fonctionnelles sont incluses, les échantillons test, comme ceux fabriqués avec du HfO_2 ou les dépôts assistés par plasma n'apparaissent pas.

Dans ce tableau, les couches d'accroche et les épaisseurs de chaque électrode sont indiquées, ainsi que le type de masque et de substrat utilisé.

Table II.1 : Récapitulatif des échantillons utilisés

N° DE L'ÉCHANTILLON	NATURE DE LA JONCTION	DATE DE FABRICATION	TYPE DE MASQUE	NATURE DU SUBSTRAT
1	Al100/Al ₂ O ₃ 20/Al200	12/02/2016	xurographie	Si
2	Ti5 Pt20/Al ₂ O ₃ 20/Al200	15/02/2016	xurographie	Si
3	Al500/Al ₂ O ₃ 20/Al50	13/09/2016	xurographie	Si
4	Al50/Al ₂ O ₃ 20/Al500	13/09/2016	xurographie	Si
5	Al150/Al ₂ O ₃ 10/Al150	14/09/2016	xurographie	Si
6	Ti5 Pt50/Al ₂ O ₃ 10/Al150	15/11/2016	xurographie	Si
7	Ti5 Pd 150/Al ₂ O ₃ 20/Al 460	19/05/2017	Poly-Si	Si
8	Ti5 Pd 145/Al ₂ O ₃ 20/Al10	17/07/2017	Poly-Si	Kapton
9	Ti5 Pt80/Al ₂ O ₃ 20/Al 10	18/10/2017	Poly-Si	Si
10	Ti5 Pd 150 /Al ₂ O ₃ 20/ Al 150	07/12/2017	Poly-Si	Kapton
11	Al150/Al ₂ O ₃ 10/Al150	29/03/2018	Poly-Si	Si
12	Ti5 Pd100/Al ₂ O ₃ 10/Al150	29/03/2018	Poly-Si	Si
13	Ti5 Pd145/Al ₂ O ₃ (250) 10/Al150	04/04/2018	Poly-Si	Si
14	Ti5 Pd145/Al ₂ O ₃ (280) 10/Al150	04/04/2018	Poly-Si	Si

Le tableau II.2 présente la liste des échantillons utilisés pour chaque figure. Les échantillons réalisés par xurographie sont indiqués en rouge.

Table II.2 : Liste des échantillons utilisés pour chaque figure

N° de chapitre	N° de figure	Liste des échantillons
2	15	1-5-6-7-9-12
	16	6
	17	1-5-6-7-9-12
	18	1-5
	19	6
	20	6
	21	1
	22	1

	23	1
	24	5
	25	1-2-5-6-7-12-13-14
3	5	14
	6	5
	7	12
	8	5
	9	5-11
	10	7
	11	1-2-6-7-11-12
	12	1-3-4
	13	1
	14	12-14
	18	6
	19	6
	20	1-2-6-7-11-12
	21	1
	24	1-2-6-7-11-12
4	5	8
	6	8
	8	8
5	15	10

Annexe III : Calcul de la déformation dans l'Al₂O₃ et simulation ANSYS

Toutes les simulations présentées dans cette annexe ont été réalisées par Christophe Malhaire.

Dans cette thèse, on néglige le rôle mécanique de l'épaisseur de la jonction. On utilise la formule III.1 qui exprime la déformation en surface de la poutre et on l'identifie à l'élongation de la jonction.

Pour justifier cette simplification, on a réalisé d'autres calculs, et des simulations par éléments finis. La théorie des poutres d'Euler-Bernoulli fournit l'équation III.1 pour décrire la déformation en fonction de la position dans l'épaisseur de la poutre :

$$S_{xx} = (z - z_N) \frac{d^2 z}{dx^2} \quad (\text{III.1})$$

Où z désigne la position sur l'axe $\vec{z}$ en plaçant l'origine sur la surface inférieure de la poutre, et z_N correspond à la position de la ligne neutre (plan central de la poutre où la déformation est nulle). Le terme $\frac{d^2 z}{dx^2}$ correspond à la courbure locale de la poutre. Les axes sont ceux définis dans la figure 3.2.

Cette formule introduit la dépendance de S_{xx} à l'épaisseur dans la jonction, mais on a aussi réalisé des simulations par éléments finis avec le logiciel ANSYS 16.2. La poutre de 1,5 cm de long a été modélisée sans contrainte initiale et en deux dimensions, par un empilement Si-SiO₂-Pt-Al₂O₃-Pt. L'épaisseur de Si est définie à 725 μm, le SiO₂ à 100 nm et l'Al₂O₃ à 20 nm. Différentes épaisseurs d'électrodes ont été utilisées. Une force F a été appliquée à l'extrémité de cette poutre et on a étudié la déformation en fonction de l'épaisseur à mi-longueur (loin de l'encastrement).

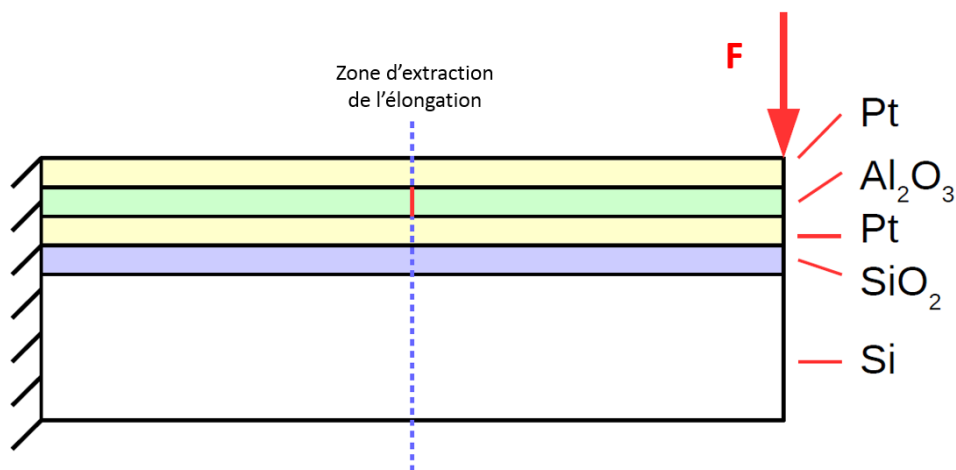


Figure III.1 : Schéma de la poutre modélisée

Les modules de Young utilisés sont, de haut en bas et en GPa : 168,956 72,8 168 350 et 168. Les coefficients de Poissons sont : 0,0625 0,165 0,38 0,23 et 0,38. Les éléments utilisés sont de type PLANE182.

Les calculs et les simulations par éléments finis ont été réalisés pour deux forces F appliquées (10 et 100 N), et deux types de structures. La première structure possède une électrode inférieure de 50 nm et une électrode supérieure de 500. Pour la seconde structure, les épaisseurs sont inversées.

La figure III.2 présente les résultats obtenus avec le premier type de structure et une force appliquée de 100 N. La ligne rouge correspond au modèle analytique et les points à la simulation par éléments finis.

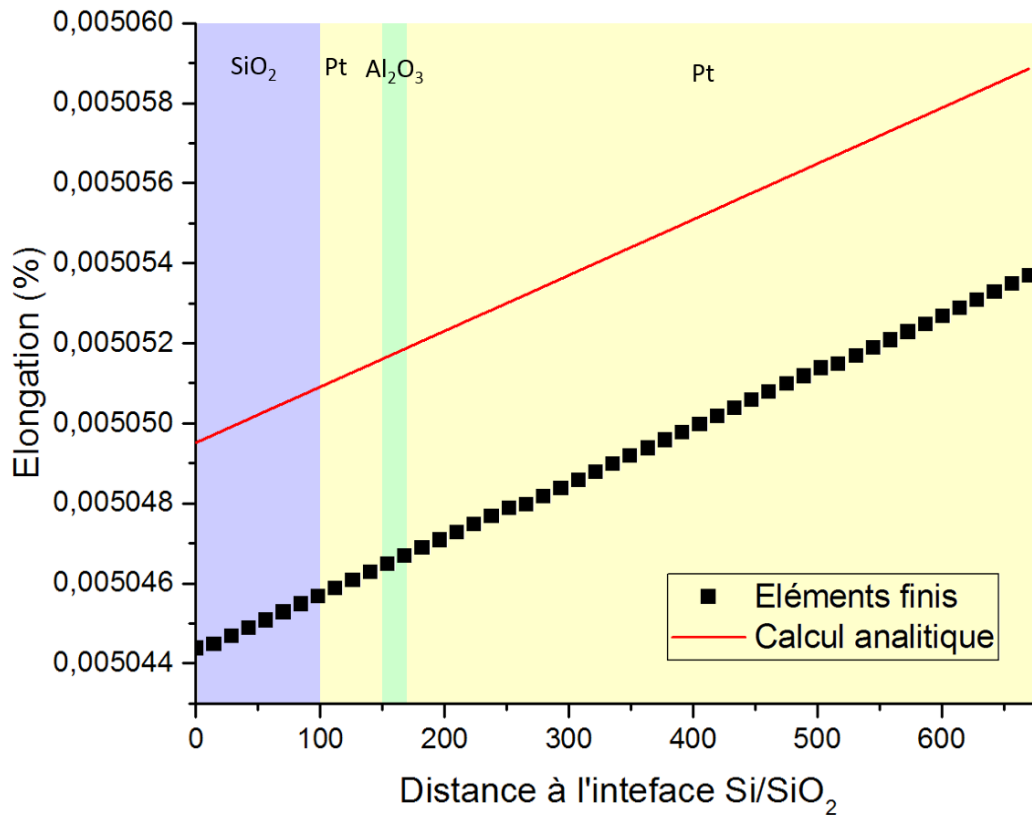


Figure III.2 : Évolution de la déformation en fonction de la distance à la surface

Dans toutes les configurations utilisées, la déformation dans l'oxyde varie de moins de 0,01% entre les interfaces supérieures et inférieures. Cette différence est trop faible pour avoir un impact sur les facteurs de jauge mesurés.

D'autre part, l'écart entre les déformations calculées pour les deux structures est de l'ordre de 0,3%. On peut donc négliger l'épaisseur des électrodes dans le calcul de la déformation.

Annexe IV : Routine Matlab

Cette annexe contient la routine Matlab utilisée pour calculer le facteur de jauge géométrique. Il a servi à générer la figure 3.16 :

```
%%%% Cette version affiche le facteur de jauge en couleurs par
%%%% rapport aux 3 variables
clc
clear all
close all

%% définition des paramètres globaux
q =1.602176565*10^-19; % q en C
h =6.62606896*10^-34; % h en J*s
m=9.109*10^-31; % m en kg
l=2E-8; % l l'épaisseur de la jonction en m
S=(500*10E-6)^2; % S la surface de la jonction

%% Définition des tableaux de paramètres pour variation de G sur tout le
spectre possible
StepN=45; %Nombre de divisions des vecteurs paramètres

% définition de l'intervalle de variation des paramètres
Vmin=6;
Vmax=9; % l'intervalle de variation de V peut être utilisé pour fixer un
"critère de ressemblance"
Phi_min=1;
Phi_max=4.5;
Rm_min=0.01;
Rm_max=0.9;
Ep_min=3E8;
Ep_max=-1E8;

V=Vmin:(Vmax-Vmin)/StepN:Vmax;
Vphi=Phi_min*q:(Phi_max-Phi_min)*q/StepN:Phi_max*q;
VphieV=Phi_min:(Phi_max-Phi_min)/StepN:Phi_max;
VRm=Rm_min:(Rm_max-Rm_min)/StepN:Rm_max;
VEp=Ep_min:(Ep_max-Ep_min)/StepN:Ep_max;

%% Définitions des variables nécessaires au calcul du facteur de jauge

Epsilon=6.80E-04; % Epsilon est la déformation de peau du support, on
suppose que
%la totalité de la jonction est soumise à cette même déformation et on
%l'utilise pour calculer la variation de l de de S. cette valeur correspond
%a une flèche de 800µ dans un test réel
v=0.22; % v est le coefficient de Poissons de la couche d'alumine.
vsi=0.0625; % v dans le plan du silicium utilisé
Dl=l*(1-Epsilon*v); % Dl est l'épaisseur de la jonction après application
d'une déformation Epsilon transverse
DS=(500*10E-6)*(1+Epsilon)*(500*10E-6)*(1-Epsilon*vsi); %DS est la valeur de S
apres variation

%% calcul de la matrice D3 du courant fonction de V, Phi et Rm
```

```

for i=1:StepN+1
    for j=1:StepN+1
        for k=1:StepN+1

            Iallvar(:,i,j,k)=S*q^3/(8*pi*h*VRm(j)*Vphi(i))*(V/l+VEp(k)).^2.*exp(-
8*pi*(2*VRm(j)*m)^0.5/(3*h*q)./(V/l+VEp(k))*Vphi(i)^1.5);
% calcul de la matrice 4D de I en fonction de V et des 3 paramètres au
% repos
        end
    end
end

% calcul des courants pour un strain epsilon
for i=1:StepN+1
    for j=1:StepN+1
        for k=1:StepN+1

DIallvar(:,i,j,k)=DS*q^3/(8*pi*h*VRm(j)*Vphi(i))*(V/Dl+VEp(k)).^2.*exp(-
8*pi*(2*VRm(j)*m)^0.5/(3*h*q)./(V/Dl+VEp(k))*Vphi(i)^1.5);
% calcul de la matrice 4D de I en fonction de V et des 3 paramètres sous
% contrainte (variation d'épaisseur et de surface)

        end
    end
end

% Calcul du facteur de gauge

Gallvar=(DIallvar-Iallvar)./Iallvar./Epsilon;

%% Extraction des valeurs du facteur de jauges pour un courant le plus proche
de 10^-9
Ireff=10;
GallvarTrie=zeros(StepN+1,StepN+1,StepN+1);
for i=1:StepN+1
    for j=1:StepN+1
        for k=1:StepN+1
            % %
            for l=1:StepN+1
                if abs(Iallvar(l,i,j,k)-1E-9)< abs(Ireff-1E-9)
                    % %condition de recherche du I le plus proche
                    if Iallvar(l,i,j,k)>=10^-10 && Iallvar(l,i,j,k)<=10^-8
                        GallvarTrie(i,j,k)=Gallvar(l,i,j,k);
                    end
                end
            end
            Ireff=Iallvar(l,i,j,k);
        end
    end
    Ireff=10;
    % cherche pour chaque valeurs de Ep, Phi et Rm de la valeur la
    % plus proche de 1 nA parmi le vecteur fonction de V
end

```

```

        end
    end

    % pour que le critère soit efficace, le pas de discrétisation StepN
    % (utilisé pour tous les paramètres) doit être suffisamment grand.

    %% Génération du graphe

    figure(1);
    % préparation de Gallvar pour échelle de couleur:
    Couleur=GallvarTrie;
    Couleur(isnan(Couleur)) = 0 ;
    buff=isnan(GallvarTrie);
    buffX=1;
    % % % Fabrication matrice coordonnées pour nuage de points
    for i=1:StepN+1
        for j=1:StepN+1
            for k=1:StepN+1

                if buff(i,j,k)==0 && GallvarTrie(i,j,k)<120 &&
GallvarTrie(i,j,k)>0
                    % ces critères peuvent être utilisés pour ne montrer que
                    % les facteurs de jauge dans une certaine gamme.

                NxPhi(buffX)=VphieV(i);
                NyRm(buffX)=VRm(j);
                NyEp(buffX)=VEp(k);
                Couleurl(buffX)=GallvarTrie(i,j,k);
                buffX=buffX+1;

            end
        end
    end
end

scatter3(NxPhi(:),NyRm(:),NyEp(:),75,Couleurl(:))
title('facteur de jauge geometrique en fonction de Phi, Rm et Ep. G est
représenté par l echelle de couleur')
xlabel('Hauteur de barriere Phi')
ylabel('Rapport de masse effective Rm')
zlabel('Champ parasite Ep')
xlim([Phi_min Phi_max])
colorbar

```

Production scientifique

Articles dans des revues internationales avec comité de lecture

Piezo-tunnel effect in Al/Al₂O₃/Al junctions elaborated by atomic layer deposition

RAFAEL R., PUYOO E., MALHAIRE C.,

Journal of Applied Physics, 122-184501 (2017) DOI : 10.1063/1.4994163

Ultrahigh Sensitivity to Strain of Cracked Thin Films Based on Metallic Nanoparticles in a Dielectric Matrix

PUYOO E., BROTTE S., RAFAEL R., MALHAIRE C.,

IEEE Sensors Journal, 2-1-4 (2018) DOI : 10.1109/LENS.2018.2865883

Metallic nanoparticle-based strain sensors elaborated by atomic layer deposition

PUYOO E., MALHAIRE C., THOMAS D., RAFAEL R., R'MILI M., MALCHÈRE A., ROIBAN L., KONETI S., BUGNET M., SABAC A., LE BERRE M.,

Applied Physics Letters, 110-123103 (2017) DOI : 10.1063/1.4978778

Communications avec actes dans un congrès international

Study of piezo-tunnel effect in Metal/Al₂O₃/Metal junctions

RAFAEL R., PUYOO E., MALHAIRE C.,

1st International Conference on Dielectrics (ICD 2016) 3-7 juillet 2016 Montpellier (2016)

Flexible Platinum Nanoparticle-based Piezoresistive Transducers Elaborated by Atomic Layer Deposition

PUYOO E., MALHAIRE C., THOMAS D., RAFAEL R., R MILI M., MALCHÈRE A., ROIBAN L., KONETI S., BUGNET M., SABAC A., LE BERRE M.,

AVS 17th International Conference on Atomic Layer Deposition 15-18 june 2017 Denver (2017)

Communications par poster dans un congrès national

Effet Piezo-Tunnel dans des jonctions Al/Al₂O₃/Al fabriquées par Atomic Layer Deposition

RAFAEL R., PUYOO E., MALHAIRE C.,

Journées Nationales du Réseau Doctoral en Micro-nanoélectronique 6-8 Novembre 2017 Strasbourg (2017)

Les jonctions MIM comme jauge de contrainte

RAFAEL R., PUYOO E., MALHAIRE C.,

PiezoNEMS workshop 1er décembre 2016 Grenoble (2016)



FOLIO ADMINISTRATIF

THESE DE L'UNIVERSITE DE LYON OPEREE AU SEIN DE L'INSA LYON

NOM : RAFAEL

DATE de SOUTENANCE : 12/12/2018

Prénoms : Rémi

TITRE : Étude des propriétés piézorésistives de jonctions tunnel MIM pour la réalisation de jauges de déformations

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2018LYSEI105

École doctorale : Électrique, Électrotechnique et Automatismes (EEA)

Spécialité : Micro et nano-électronique

RESUME :

De nouvelles applications émergent avec le développement de l'électronique souple comme des panneaux tactiles pliables, ou des capteurs de mouvement humain portables (wearable). Les technologies bien maîtrisées des jauges silicium sont mal adaptées à ces usages (faible elongation maximale, hautes températures de fabrication). Dans ce contexte, il est nécessaire de développer de nouveaux types de jauges. De nombreuses alternatives sont étudiées, qu'on peut diviser en deux catégories principales : les transducteurs nanoscopiques et les transducteurs composites.

Dans ce travail, on étudie la possibilité d'utiliser une jonction tunnel MIM (Métal Isolant Métal) comme jauge de contrainte. Ce genre de dispositif est très peu étudié dans la littérature et la structure utilisée est généralement de type MIS (Métal Isolant Semi-conducteur). À chaque fois, la sensibilité du dispositif est expliquée par les propriétés du semi-conducteur (silicium). Les objectifs de cette thèse sont donc la compréhension des propriétés piézorésistives des jonctions MIM, l'optimisation de leur sensibilité et la fabrication d'un démonstrateur exploitant les technologies de la plastronique.

Des jonctions de différentes natures (électrodes de différents métaux) sont fabriquées par évaporation et par ALD (Atomic Layer Deposition). La variation du courant en fonction de la contrainte est mesurée grâce à un banc de flexion. Le facteur de jauge associé est indépendant de la nature des électrodes mais varie fortement (de 40 à 75) en fonction du sens de polarisation de la jonction. Le facteur de jauge associé à la variation sous contrainte des paramètres géométriques (épaisseur et surface) est calculé mais reste inférieur à 13. Les phénomènes géométriques ne peuvent donc pas expliquer la sensibilité observée. L'étude de l'équation du courant Fowler Nordheim (identifié comme courant dominant dans nos jonctions) montre que cette sensibilité doit être associée à la variation sous contrainte de la hauteur de barrière aux interfaces métal/isolant, et/ou de la masse effective des électrons dans l'alumine. Des mesures de photoémission sont réalisées pour mesurer la hauteur de barrière des jonctions. À terme, cette méthode pourrait permettre de mesurer la variation sous contrainte, et donc de comprendre pleinement l'origine de la sensibilité des jonctions MIM. Pour finir, un démonstrateur intégrant des jauges MIM à effet tunnel (capteur de pression) est réalisé avec un substrat souple en polyimide rigidifié par une structure imprimée en 3D. Ce dispositif démontre la compatibilité des méthodes de fabrication des MIM avec les technologies souples et plastiques.

MOTS-CLÉS :

Jauges de déformations, jauges de contrainte, jonctions MIM, jonctions tunnel, courant Fowler Nordheim, effet piézorésistif, photoémission

Laboratoire (s) de recherche : Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL)

Directeur de thèse: Christophe MALHAIRE

Président de jury : Skandar BASROUR

Composition du jury :

M. BASROUR, Skandar
Mme RESSIER, Laurence

M. AYELA, Cédric
Mme BOUSSEY-SAID, Jumana
M. MALHAIRE, Christophe

M. PUYOO, Étienne
M. MANDORLO, Fabien

Professeur - TIMA
Professeure - LPCNO
Chargé de Recherche - IMS
Directrice de recherche - LTM
Maître de conférences/HDR - INL
Maître de conférences - INL
Maître de conférences - INL

Président
Rapporteuse
Rapporteur
Examinatrice
Directeur de thèse
Co-directeur de thèse
Invité