



PROPRIETES DE TRANSPORT DE MICROSTRUCTURES ET NANOSTRUCTURES DE SILICIUM.

Nabil Rochdi

► **To cite this version:**

Nabil Rochdi. PROPRIETES DE TRANSPORT DE MICROSTRUCTURES ET NANOSTRUCTURES DE SILICIUM.. Matière Condensée [cond-mat]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2007. Français. <tel-00192856>

HAL Id: tel-00192856

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00192856>

Submitted on 29 Nov 2007

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

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



UNIVERSITE DE LA MEDITERRANEE - AIX-MARSEILLE II
FACULTE DES SCIENCES DE LUMINY

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

THÈSE

Présentée en vue de l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

Spécialité : Physique des matériaux

Par

Nabil ROCHDI

**PROPRIETES DE TRANSPORT DE MICROSTRUCTURES ET
NANOSTRUCTURES DE SILICIUM.**

Soutenue le 07/11/2007 devant la commission d'examen composée de :

François-Arnaud D'AVITAYA	CRMCN – Marseille	Président du jury
Yves LASSAILLY	Ecole Polytechnique – Paris	Rapporteur
Ahmad BSIESY	Spintec – Grenoble	Rapporteur
Viatcheslav SAFAROV	CRMCN – Marseille	Directeur de Thèse
Didier TONNEAU	CRMCN – Marseille	Co-directeur de Thèse

Thèse préparée au Centre de Recherche en Matière Condensée et Nanosciences
(CRMCN CNRS UPR-7251)

A ma très chère famille,

REMERCIEMENTS

En premier lieu, je voudrais souligner que l'aboutissement d'une thèse est le fruit d'un effort collectif pour rallier différentes compétences et les faire converger vers la problématique du travail à effectuer. Ainsi, je débute ce manuscrit en remerciant les personnes qui y ont contribué.

Mes remerciements s'adressent tout d'abord à Viatcheslav Safarov qui m'a offert l'opportunité d'effectuer ma thèse au sein du Centre de Recherche en Matière Condensée et Nanosciences, d'avoir encadré ma thèse et de m'avoir orienté dans les différentes thématiques abordées ici. Ses connaissances et son expérience m'ont permis d'apprendre beaucoup de choses d'ordres fondamental et pratique et de mener à bien mon travail de thèse.

Je me tourne ensuite vers Didier Tonneau, mon codirecteur de thèse, pour lui exprimer ma reconnaissance pour l'attention particulière qu'il a portée pour mes travaux de thèse, ainsi que pour les connaissances qu'il m'a transmises et les techniques auxquelles il m'a initiées tout au long de ces dernières années. Sa disponibilité et son soutien continu ont été d'une grande importance pour l'avancée de mes travaux.

Je remercie également tous les membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu accorder à mes travaux de thèse. Je tiens à remercier tout particulièrement M. Yves Lassailly et M. Ahmad Bsiesy qui ont accepté aimablement d'être les rapporteurs de ce mémoire et y apporter leurs commentaires et suggestions avisés. Je remercie également M. François Arnaud d'Avitaya d'avoir accepté de juger mon travail.

Je voudrais exprimer ma profonde gratitude pour tous les techniciens et ingénieurs qui ont contribué à la mise au point des techniques de caractérisation : merci à Philippe Bindzi, Gilles Arthaud et Marcel Gonzales de l'atelier de mécanique, de m'avoir aidé à la réalisation de la canne de mesures à basses températures, les bancs de mesure sous champ magnétique et sous pointes et pour les mille et une pièces que vous avez fabriquées pour moi, même en période de "coups de feu". Un grand merci à Franck Jandard pour ton implication dans la réalisation des montages électriques avec un souci d'optimisation et pour les discussions forte animées qui ont permis d'apporter des solutions aux problèmes de dérive de l'AFM et les bruits intrinsèques des montages expérimentaux entre autres. Merci à Frédéric Bedu pour son implication dans la réalisation technologique de structures en salle blanche. Merci également à Bruno Gely pour l'assistance qu'il a apportée pour la mise à disposition des outils informatiques et la résolution des tracas du réseau et du matériel. Merci à Thirou Bactivelane, Jérôme Renault et Cyril Coudreau de m'avoir assisté et aidé, entre autres, à finaliser l'installation du cryostat en salle blanche.

Je remercie également les personnes qui ont contribué à ce travail dans le cadre de collaborations. Je remercie l'entreprise STMicroelectronics de Rousset, et particulièrement Philippe Boivin, de s'être associé aux travaux de ma thèse. Je pense également à Jacques Gautier et Maud Vinet, du Léti-CEA de Grenoble, qui se sont étroitement intéressés aux caractérisations électriques des nanofils de silicium. Je remercie Andrea Francinelli et Antoine Filipe de l'entreprise Spintron ainsi que Hervé Achard du Léti-CEA pour leur travail considérable de fabrication et d'optimisation des structures magnétiques étudiées dans ce travail. Je salue cordialement Wojtek Knap et Yahya Meziani de m'avoir gentiment accueilli au Groupe d'Etude des Semiconducteurs (GES) de Montpellier. Je remercie également Jürgen Von Bardeleben de l'Institut des NanoSciences de Paris de m'avoir reçu pour les tests de mesures RPE. Je remercie également Hamid Oughaddou et Vinh Le Thanh de m'avoir associé à leurs travaux concernant l'étude des jonctions hybrides ferromagnétiques semiconductrices et pour la confiance qu'ils m'ont accordée.

Je remercie par ailleurs l'ensemble de ma famille et mes amis de m'avoir apporté leur soutien tout au long de ces années de doctorat.

Enfin, je ne pourrais m'empêcher de saluer la sympathie et l'amitié de l'ensemble du personnel du CRMCN, environnement dans lequel la thèse prend une autre dimension humaine. Je salue aussi les initiatives, telles que les journées du CRMCN et la journée des thésards, qui vont dans le sens d'une meilleure interaction et partage d'outils entre les différentes équipes.

TABLE DES MATIERES

1. Introduction générale.....7

1. Limites des techniques traditionnelles de lithographie "top-down" – procédés émergents.
 2. Verrous technologiques et fonctionnels des MOSFET – nouvelles architectures du FET.
 3. Nouveaux dispositifs électroniques.
 4. Objet de l'étude.
- Références

2. Fabrication et caractérisation des nanocircuits en silicium sur isolant.....18
--

Introduction.....18

I. Nano-oxydation assistée par Microscope à Force Atomique.....20

I.1. Le microscope à force atomique (AFM).....20

- I.1.a. Descriptif et principe de fonctionnement.....20
- I.1.b. Forces d'interactions et modes opératoires de l'AFM.....22
- I.1.c. Limites et résolutions de l'AFM.....22

I.2. Nano-oxydation par AFM.....24

- I.2.a. Préparation des échantillons.....24
- I.2.b. Principe de la technique.....25
- I.2.c. Cinétique de l'oxydation du silicium (100).....27

II. Fabrication des nanocircuits en silicium sur isolant.....31

II.1. Technologie Silicium sur isolant (SOI).....31

- Procédé Smart-cut.....31

II.2. Réalisation des nanofils de silicium connectés.....33

- II.2.a. Réalisation de la structure de test.....33
 - Amincissement localisé.....33
 - Dopage des zones.....35
 - Descriptif de la structure de test.....35
 - Evaporation des plots d'or.....36
 - Lithographie assistée par AFM.....37
- II.2.b. Transfert de masque – gravure humide.....38
 - Microsoudure des échantillons.....44

III. Caractérisation électrique des nanocircuits.....45

III.1. Introduction - transistor à effet de champ.....45

III.2. Mesures électriques sur les nanofils de 15 nm.....49

- III.2.a. Mesures électriques sur un fil large.....49

III.2.b. Effet de l'excitation optique.....	51
III.3. Mesures électriques sur les nanofils de 8 nm.....	56
III.3.a. Résultats de la caractérisation électrique.....	56
III.3.b. Discussions.....	59
III.3.c. Mesures électriques à basses températures.....	63
IV. Conclusions.....	65
Références.....	67

3. Transport du spin dans le silicium.....	71
---	-----------

Introduction.....	71
I. Réalisation de la mémoire magnétique intégrée sur silicium.....	74
I.1. Motivations.....	74
I.2. Le transistor à précession de spin.....	75
II. Simulation du transport du spin dans le silicium.....	77
II.1. Notations et considérations générales.....	77
II.2. Transport du spin sous un champ magnétique extérieur.....	81
II.3. Evaluations numériques.....	86
II.4. Conclusion.....	90
III. Mesures électriques des structures MEMIS.....	92
III.1. Mémoire magnétique intégrée sur silicium (MEMIS).....	92
III.1.a. Descriptif d'une cellule MEMIS.....	93
III.1.b. Retournement des aimantations des couches magnétiques.....	94
III.2. Caractérisation électrique.....	96
III.2.a. Caractérisation de l'injection des électrons.....	96
III.2.b. Caractérisation électrique du collecteur.....	99
III.2.c. Caractérisation électrique de la détection.....	101
III.2.d. Discussions.....	103
III.3. Mesures de magnétorésistance.....	104
IV. Conclusion et perspectives.....	106
Références.....	107

4. Fabrication et caractérisation de structures hybrides de type FMIS et MSS.....	111
--	------------

Introduction.....	111
I. Elaboration et caractérisation des jonctions Ferro/isolant/silicium.....	113
I.1. Elaboration des jonctions MIS.....	113

I.2. Fabrication des dispositifs.....	115
I.3. Caractérisation électrique des jonctions MIS.....	116
I.3.a. Structures FMIS avec un substrat Si type P.....	116
I.3.b. Structures FMIS avec un substrat Si type N.....	117
I.4. Elaboration des jonctions MIS dans des tranchées.....	118
I.4.a. Méthode de fabrication.....	118
I.4.b. Mesures électriques sur les jonctions MIS Co/AlO/Si et Co/MgO/Si.....	120
I.5. Mécanismes de transport dans l'oxyde.....	121
II. Caractérisation des jonctions Ge/Ge₃Mn₅.....	128
II.1. Elaboration des jonctions.....	128
II.2. Mesure de la hauteur de barrière ϕ_B du contact Ge ₃ Mn ₅ /Ge(p).....	129
III. Conclusion et perspectives.....	133
Références.....	135
<hr/>	
5. Conclusion générale.....	138
<hr/>	
Annexes.....	142
<hr/>	
➤ Forces d'interactions et modes opératoires de l'AFM.....	143
➤ Lithographie AFM – mécanisme d'oxydation.....	148
➤ Silicium sur isolant.....	150
➤ Blocage de Coulomb – transistor à un électron.....	155
➤ Réalisation technologique des cellules MEMIS.....	158
➤ Modèle de Stöner-Wohlfarth.....	162

1

Introduction générale

Depuis quelques dizaines d'années, l'industrie microélectronique doit son essor à la réduction continue des tailles des circuits élémentaires afin d'augmenter la densité d'intégration et la rapidité des circuits. Cette tendance a été formulée, depuis 1965, par Gordon Moore [1], cofondateur d'Intel. Il a prédit que la complexité (densité de transistors) et la fréquence de fonctionnement des circuits doubleraient à chaque nouvelle génération avec un délai de développement de 18 à 24 mois (voir la figure 1). Cette constatation mémorable est devenue, dès lors, une feuille de route pour le développement des futures générations des circuits microélectroniques.

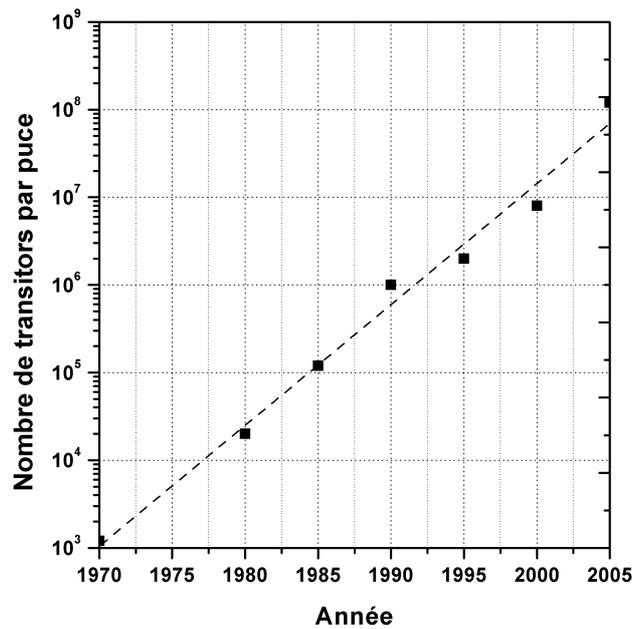


Fig.1. Illustration du nombre de transistors par puce selon la loi de Moore [1].

Ainsi, le nombre de transistors par puce augmente exponentiellement avec le temps. Cette évolution est rendue possible grâce aux efforts soutenus en matière d'amélioration des procédés de fabrication et de diminution des règles de dessin des transistors (voir Fig. 2).

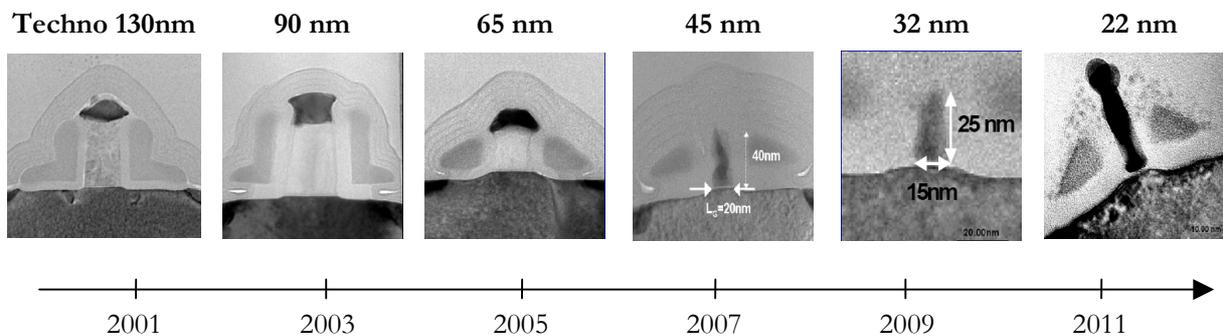


Fig.2. Réduction progressive des dimensions du transistor et nœuds technologiques, un défi technologique s'annonce à l'horizon de 2013. © Intel

L'industrie actuelle des microprocesseurs côtoie la double barrière technologique et financière annoncée à l'horizon de 2013. Une rupture technologique devrait alors se produire à la fois dans les procédés (lithographie) et dans les dispositifs (remplacement du FET).

1. Limites des techniques traditionnelles de lithographie "top-down" - procédés émergents.

L'approche top-down est une approche descendante qui consiste à réduire la taille d'un objet afin de fabriquer des nanostructures. Elle a été portée par l'industrie microélectronique dans l'élan de la miniaturisation, et s'est appuyée principalement sur le développement des techniques de photolithographie. Néanmoins, depuis une vingtaine d'années, la recherche en électronique explore plusieurs techniques de nanofabrication afin de proposer des applications prototypes qui pourraient déboucher sur des dispositifs industriels. Ainsi, de nouvelles techniques de lithographie à haute résolution telles que la lithographie par faisceau d'électrons [2] ou la lithographie par faisceau d'ions focalisés [3], sont venues compléter les techniques conventionnelles de photolithographie :

- *Photolithographies par proximité ou par projection* : Ces techniques consistent à insoler, généralement avec de la lumière ultraviolette (UV), une surface recouverte d'une résine photosensible à travers un masque de quartz avec des motifs en chrome. Le développement de la résine insolée permet de révéler les motifs (les ouvertures) dans la résine. Les résolutions de ces techniques sont limitées par l'efficacité d'alignement du masque sur l'échantillon et la diffraction de la lumière sur les rebords des zones opaques du masque.

Dans le cas de la photolithographie par proximité, le masque est positionné parallèlement à la surface à une distance d . La résolution est donnée par la relation : $R = 3\sqrt{\lambda \cdot d}$, où λ désigne la longueur d'onde de la lumière utilisée. Ainsi, la technique permet d'obtenir une résolution de l'ordre de $2 \mu\text{m}$, mais nettement meilleure ($\sim 250 \text{ nm}$) quand le masque est en contact avec la résine.

Dans le cas de la photolithographie par projection, l'ombre du masque est focalisée sur la résine à travers une lentille. Le critère de Rayleigh définit ainsi la résolution par la relation : $R = \frac{k \cdot \lambda}{N.A.}$

où $N.A.$ est l'ouverture numérique de la lentille et k est un facteur qui dépend de la lentille et de la résine utilisée. La résolution est fondamentalement limitée par la longueur d'onde de la lumière ; l'augmentation de l'ouverture numérique impliquerait la diminution de la profondeur du champ focalisé, les défauts relatifs à la planéité du substrat et l'épaisseur de la résine deviennent alors plus critiques. Les lasers excimers F_2 ($\lambda=157 \text{ nm}$) permettent d'obtenir une résolution de l'ordre de 80 nm .

- *Lithographie UV extrême* : cette technique a le même principe que la photolithographie par projection, sauf que la lumière utilisée est un rayon X mou de faible longueur d'onde (13 nm). En raison des effets de diffraction, la lithographie EUV fait recours aux optiques réfléchives

avec des miroirs faits de multicouches (Mo/Si par exemple). D'autre part, la lithographie EUV nécessite d'opérer sous vide pour limiter la perte par absorption du rayonnement. Cette technique permet de réaliser des structures sub-50 nm.

- *Lithographie par rayon X* : l'utilisation des rayons X permet de réduire les effets de diffraction de la lumière et de s'affranchir des problèmes de poussières ou de contaminants organiques. Le masque utilisé est constitué d'une fine membrane (de SiC ou de diamant) pour une meilleure transparence aux rayons X, avec des parties absorbantes réalisées en matériau lourd (tantale). La lithographie par rayon X permet d'atteindre une résolution de 30 nm, elle est cependant limitée par les difficultés technologiques de réalisation des masques (masque à l'échelle 1 à cause du problème de focalisation) et la complexité des sources de rayons X.
- *Lithographie par faisceau d'ions focalisés* : les ions sont utilisés pour insoler la résine mais également pour graver directement une surface. Cette technique consiste à déplacer, sur la surface à lithographier, le faisceau d'une source d'ions à métal liquide. La résolution de la technique est d'une dizaine de nanomètres.
- *Lithographie par faisceau d'électrons* : la technique consiste à balayer un faisceau d'électrons sur une surface recouverte d'une résine électrosensible. En raison de leur faible longueur d'onde ($\lambda=0.04$ nm pour un électron d'énergie de 1 keV), la lithographie par faisceau d'électrons est moins sensible aux diffractions et permet d'atteindre des tailles de l'ordre du nanomètre.

Ces techniques d'élaboration sont confrontées aux limites physiques des procédés notamment pour la fabrication d'objets de tailles sub-100 nm. D'autre part, de sérieux défis se posent quant aux techniques et au coût d'élaboration des masques de lithographie ; les coûts de fabrication des circuits sont de plus en plus exorbitants à mesure que la densité d'intégration augmente. La loi de Rock, corollaire à celle de Moore, stipule que les investissements dédiés au développement des futures générations de circuits semiconducteurs double tous les quatre ans.

L'élaboration de structures unidimensionnelles suscite de plus en plus d'intérêt, notamment la fabrication de nanofils sur des surfaces isolantes [4, 5] qui trouvent des applications directes dans le stockage d'information, l'électronique et l'optique. Ainsi, des techniques de microscopie en champ proche permettent la visualisation et la modification des propriétés d'une surface isolante ou semiconductrice à l'échelle atomique [6]. La nanofabrication par lithographie AFM [7] constitue une technique prometteuse pour la réduction des tailles et des coûts de fabrication des dispositifs nanométriques.

Ces techniques émergentes de lithographie top-down sont plus efficaces pour l'amélioration de la résolution, néanmoins la lenteur des procédés de fabrication en série est l'handicap majeur pour être intégrés dans la production de masse. Dans ce sens, IBM a mis au point la technologie

millipede (mille-pattes) qui consiste à réaliser des opérations d'écriture et de lecture de points mémoires sur un film de polymère. Les têtes d'enregistrement ne sont autres que des pointes AFM thermomécaniques qui viennent perforer ou reboucher le support en polymères. La figure 3 en illustre le principe et les performances de stockage et de rapidité.

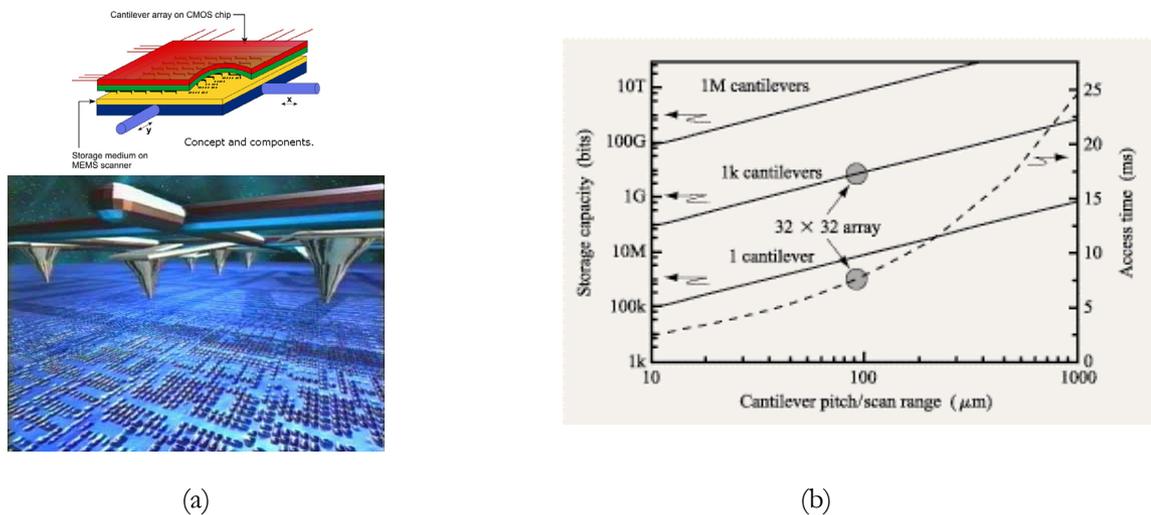


Fig.3. Technologie millipede développée par IBM [8, 9], (a) le réseau de pointes thermomécaniques et la matrice des points mémoires, (b) Capacité de stockage et le temps d'accès en fonction du pas des pointes AFM pour différentes tailles du réseau. ©IBM

Cette technologie permet d'obtenir des densités de stockage de quelques dizaines de Gbits/cm² [10] et des fréquences de fonctionnement de plusieurs Mbits/s.

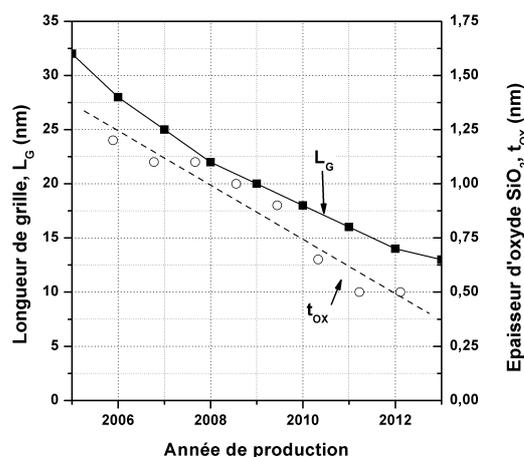
2. Verrous technologiques et fonctionnels des MOSFET¹ - nouvelles architectures du FET.

La microélectronique a été largement dominée par la technologie des circuits intégrés numériques CMOS (Complementary MOS) grâce à ses avantages en terme d'intégration, consommation statique et immunité au bruit. Le transistor MOS est principalement défini par ses dimensions caractéristiques (longueur et largeur de la grille L_G et W , épaisseur d'oxyde H_{OX} et la profondeur des jonctions source-substrat et drain-substrat X_j) et par ses paramètres électriques (la tension de seuil V_T et le courant de saturation I_{SAT}). Les procédés CMOS traditionnels ont permis jusqu'à présent de réduire constamment la longueur de grille, la technologie 22 nm prévue à l'horizon de 2011 devrait comporter un canal long d'une dizaine de nanomètres seulement. Néanmoins, la réduction drastique des tailles des circuits intégrés se heurte à des limitations d'ordre fonctionnel :

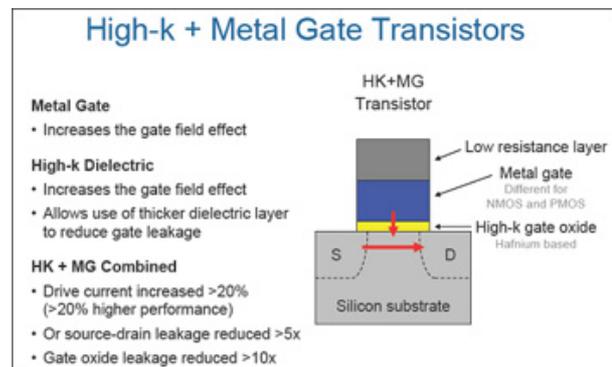
¹ MOSFET : Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor

- La réduction des épaisseurs d'oxyde de grille est une conséquence directe à la réduction des dimensions latérales du transistor. En effet, réduire la longueur de grille impliquerait la diminution de la tension de seuil à cause de l'effet "canal court", d'où l'intérêt d'un amaigrissement homothétique des dimensions du transistor ; la technologie 65 nm actuellement industrialisée fonctionne avec un oxyde de grille en SiO_2 d'épaisseur 1.2 nm (5 couches atomiques).

Cependant, cette diminution n'est pas sans poser des difficultés de réalisation, par dépôt ou par croissance, des oxydes de plus en plus minces ; d'autre part elle exacerbe les effets indésirables comme des courants de fuite considérables et des tensions de claquage plus faibles. La figure (a) présente l'évolution de la longueur de grille et l'épaisseur de l'oxyde de grille SiO_2 . De nouvelles alternatives à l'oxyde de silicium s'avèrent imparables ; à titre d'exemple, Intel vient tout juste de lancer en production son nouveau processeur Intel® Core™ 2 Penryn en technologie 45 nm [11], réalisé avec un oxyde à très haute permittivité (High-K) à base de hafnium. Néanmoins, les applications industrialisables avec des oxydes High-K restent peu concluantes.



(a)



(b)

Fig.4. (a) Evolution de la longueur de grille et l'épaisseur d'oxyde de grille des transistors MOS [12], (b) schéma du transistor en technologie 45 nm avec un oxyde de grille high-K et une grille métallique. ©Intel.

- La miniaturisation exige un excellent contrôle du dopage des dispositifs. En effet, le courant à l'état passant (I_{ON}) est directement lié à la concentration des dopants dans le canal. Une bonne maîtrise du dopage permet de contrôler la conductivité des porteurs dans les transistors MOS et la tension de seuil. Néanmoins, avec la réduction des tailles, le dopage des différentes régions pose des problèmes d'isolation entre transistors ; d'un autre côté les concentrations des dopants

deviennent très critiques malgré les efforts Pour pallier les problèmes des dopages (canal à dopage rétrograde, poches, halos).

L'architecture conventionnelle du MOSFET semble donc atteindre ses limites physiques avec des longueurs de grille de 50 nm. Des architectures émergentes du transistor ont été conçues afin disposer le transistors de la façon la plus compacte grâce au confinement des charges. Par exemple, les structures MOSFET sur SOI à grilles multiples [13, 14] permettent un meilleur contrôle des porteurs dans le canal et une réduction du courant sous seuil. La figure 5 présente quelques structures alternatives pour les transistors à effet de champ.

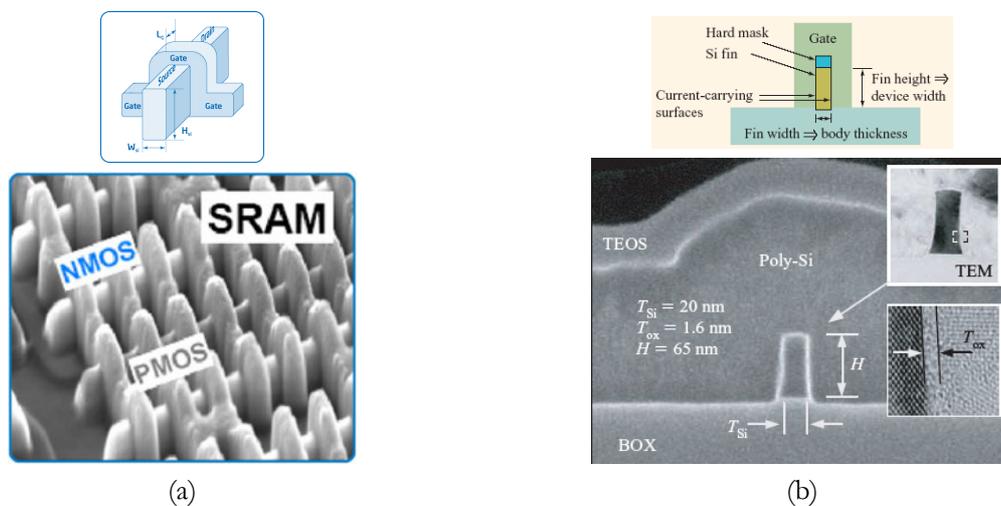


Fig.5. Exemples d'architectures MOSFET alternatives. (a) MOSFET à triple grille [15] réalisé par Intel et exploitable pour la fabrication des cellules SRAM, ©Intel (b) transistor avec une architecture FinFET [16,17].

3. Nouveaux dispositifs.

Le nanomagnétisme a connu un regain d'intérêt depuis une décennie en raison de la demande grandissante pour l'enregistrement magnétique (tête de lecture, mémoires) et de la volonté d'introduire de nouvelles fonctionnalités aux circuits élémentaires [18].

Cette évolution a été également motivée par l'évolution du marché des applications grand public telles que les appareils d'enregistrement, les décodeurs, etc. ; le prix unitaire d'un point mémoire a considérablement chuté au fil des années.

Cette évolution a été ressentie dans le domaine des mémoires. Les DRAM [19] (Dynamic RAM) ont majoritairement dominé le marché des mémoires depuis leur introduction en 1970. En 2004, les mémoires MRAM (Magnetic RAM) ont été introduites sur le marché. D'autre part, le développement des mémoires avec de nouvelles architectures a suscité un engouement particulier

ces dernières années. Les mémoires à silicium contraint en technologie SiGe [20] ont démontré leur efficacité en terme de vitesse d'écriture/lecture et de rétention de l'information. Un autre axe de recherche consiste à intégrer des éléments de stockage d'information directement dans une structure en silicium comme par exemple les technologies FeRAM (Ferroelectric Random Access Memory).

4. Objet de l'étude.

Dans le cadre de ce travail, nous nous proposons d'explorer les limites d'intégration du canal du MOSFET ainsi que de nouveaux dispositifs intégrés sur silicium. Parmi les impasses technologiques auxquelles devra faire l'industrie microélectronique et citées précédemment, nous nous sommes intéressés à :

- Fabrication et caractérisation des nanofils de silicium élaborés par la technique de lithographie assistée par AFM (chapitre 2). Ce chapitre traite d'un procédé de lithographie non conventionnel, pouvant remplacer la photolithographie, moyennant la parallélisation du procédé. Ainsi, nous avons élaboré des transistors à effet de champ dont le canal est un nanofil ultramince (~ 8 ou 20 nm) de silicium et dont la conductivité est modulable par une tension de grille. Les mesures électriques ont révélé les limitations dans l'utilisation de nanofils de silicium comme canal de MOSFET.
- Etude du transport dépendant du spin dans un canal de silicium intégré dans une structure, similaire à un transistor bipolaire, comportant des éléments magnétiques. Nous nous sommes intéressés, en l'occurrence, à l'injection et la collecte des électrons à travers des contacts du type métal ferromagnétique/oxyde/silicium (FMIS), ainsi qu'à la précession du spin dans le canal de silicium sous l'action d'un champ magnétique extérieur. Cette partie permet de déterminer les grandeurs qui régissent le transport du spin dans le silicium en terme de longueurs de diffusion et de rotation du spin après l'injection. Cette étude fait l'objet du chapitre 3.
- Elaboration et caractérisation de jonctions hybrides ferromagnétiques semiconductrices qui pourraient servir d'injecteur et de détecteur de spin (chapitre 4). Nous avons ainsi étudié les caractéristiques électriques de jonctions FMIS de type $\text{Co}/\text{AlO}_x/\text{Si}$ et $\text{Co}/\text{MgO}/\text{Si}$ avec des épaisseurs d'oxyde de l'ordre du nanomètre. L'étude des mécanismes de transport à travers l'oxyde nous a permis d'améliorer la technique de fabrication des jonctions. Par ailleurs, nous avons étudié des jonctions du type semiconducteur magnétique/semiconducteur (MSS) réalisées par épitaxie et recuit de manganèse sur un substrat de germanium ; nous présentons les résultats préliminaires de la caractérisation électrique des hétérostructures $\text{Ge}_3\text{Mn}_5/\text{Ge}$.

REFERENCES

- [1] G. Moore, "Cramming more components onto integrated circuits", *Electronics* **38 (8)**, p. 114 (1965).
- [2] W. Neu, R. Augke, F. E. Prins, D. P. Kern, "", *Microelectronic Engineering* **57**, p. 989 (2001).
- [3] M. Prestigiacomo, F. Bedu, F. Jandard, D. Tonneau, H. Dallaporta, L. Roussel, P. Sudraud, "Purification and crystallization of tungsten wires fabricated by focused-ion-beam-induced deposition ", *Appl. Phys. Lett.* **86**, p. 192112 (2005).
- [4] Y. Cui, X. Duan, J. Hu, C. M. Lieber, "Doping and Electrical Transport in Silicon Nanowires", *J. Phys. Chem. B* **104 (22)**, p. 5213 (2000).
- [5] A. Houel, D. Tonneau, N. Bonnail, H. Dallaporta, V. Safarov, "Direct patterning of nanostructures by field-induced deposition from a scanning tunneling microscope tip", *J. Vac. Sci. Technol. B* **20(6)**, p. 2337 (2002).
- [6] M. T. Cuberes, R. R. Schlittler, J. K. Gimzewski, "Manipulation of C₆₀ molecules on Cu(111) surfaces using a scanning tunneling microscope", *Appl. Phys. A: Mat. Sc. and Proc.* **66**, p. 669 (1998).
- [7] B. Irmer, M. Kehrle, H. Lorenz, J.P. Kotthaus, "Fabrication of Ti/TiO_x tunneling barriers by tapping mode atomic force microscopy induced local oxidation", *Appl. Phys. Lett.* **71**, p. 1733 (1997).
- [8] <http://www.zurich.ibm.com/st/storage/index.html>
- [9] P. Vettiger, M. Despont, U. Drechsler, U. Dürig, W. Häberle, M.I. Lutwyche, H.E. Rothuizen, R. Stutz, R. Widmer, G.K. Binnig, "The 'Millipede'--More than one thousand tips for future AFM data storage", *IBM J. Res. Dev.* **44 (3)**, p. 323 (2000).
- [10] M. I. Lutwyche, "Highly parallel data storage system based on scanning probe arrays", *Appl. Phys. Lett.* **77**, p. 3299 (2000).
- [11] "Introducing the 45nm Next Generation Intel® Core™ Microarchitecture", *Technology@Intel Magazine*, **4 (10)**, p. 2 (May 2007).

- [12] S.I.A Association (2006). "International Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS) ". <http://public.itrs.net>
- [13] J. Kavalieros, B. Doyle, S. Datta, G. Dewey, M. Doczy, B. Jin, D. Lionberger, M. Metz, W. Rachmady, M.Radosavljevic, U. Shah, N. Zelick, R. Chau, "Tri-gate transistor architecture with high-k gate dielectrics, metal gates, and strain engineering", *VLSI Technology Digest of Technical Papers*, p. 62 (Juin 2006).
- [14] T. Ernst, S. Cristoloveanu, G. Ghibaudo, T. Ouisse, S. Horiguchi, Y. Ono, Y. Takahashi, K. Murase, "Ultimately thin double-gate SOI MOSFETs", *IEEE trans. Elec. Dev.* **50 (3)**, p. 830 (2003).
- [15] R. Chau, " Integrated CMOS Tri-Gate Transistors: Paving the Way to Future Technology Generations", *Technology@Intel Magazine*, p. 1 (August 2006).
- [16] H.-S. P. Wong, "Beyond the conventional transistor", *IBM J. Res. & Dev.* **46**, p. 133 (2002).
- [17] J. Kedzierski, et al., "High-performance symmetric-gate and CMOS-compatible V_t asymmetric-gate FinFET devices", *IEDM Tech. Digest*, p. 437 (2001).
- [18] I. Zutic, J. Fabian, S. D. Sharma, "Spintronics: Fundamentals and applications", *Rev. Mod. Phys.* **76**, p. 323 (2004).
- [19] R. H. Dennard "Field-effect transistor memory", US patent 3, 387, 286 June (1968).
- [20] D. Zhao, Y. Zhu, R. Li, J. Liu, "Transient process in a Ge/Si hetero-nonocrystal p-channel memory", *Solid-State Electronics* **50**, p. 362 (2006).

2

Fabrication et caractérisation des nanocircuits en silicium sur isolant.

Introduction.

Depuis une quarantaine d'années, la microélectronique sur silicium est animée par la réduction des dimensions caractéristiques des composants. Cette course vers la miniaturisation, décrite par la loi de Moore, prévoit le doublement du nombre de transistors par puce de même taille tous les dix-huit mois, et la miniaturisation est envisagée jusqu'à des dimensions de l'ordre d'une dizaine de nanomètres.

Cependant, cette approche descendante risque d'atteindre bientôt des limites technologiques et physiques. L'industrie de la microélectronique utilise presque exclusivement la lithographie optique. Elle tente de diminuer la longueur d'onde (lithographie extrême UV) et l'amélioration de l'ouverture numérique des objectifs (lithographie par immersion), afin de permettre la réalisation des circuits de dimensions sub-50nm. D'autres techniques alternatives de lithographie sont également considérées (lithographie par faisceau d'électrons, par nano-imprint, etc.).

Au delà des limites de la microélectronique conventionnelle, de nouveaux composants prometteurs sont au stade de la recherche, sans pour autant modifier complètement la

technologie. Ils mettent en jeu de nouvelles architectures (transistor multigrilles), et des effets quantiques liés au spin de l'électron (spintronique).

La fabrication et l'étude des nanostructures en silicium s'inscrit dans le cadre de la miniaturisation des composants électroniques, afin d'examiner la potentialité de leur intégration dans des futures générations de circuits. En effet, les transistors se voient diminuer leurs dimensions (horizontales et verticales) à des tailles critiques, les dimensions du canal tendent vers celles d'un nanofil semiconducteur isolé d'une grille par une couche d'oxyde, il est donc légitime de s'interroger sur les propriétés du transport électronique à ces échelles.

Outre la miniaturisation, l'originalité des nanostructures réside dans des nouvelles propriétés de transport à charges discrètes qu'elles peuvent fournir. A basses températures et à faible champ longitudinal, les nanofils présentent une signature du phénomène de blocage de Coulomb, qui se manifeste par des oscillations périodiques du courant dans le canal lorsqu'une rampe de tension est appliquée sur la grille. Cette granularité de la charge est amortie à température ambiante par l'agitation thermique. Ainsi un nanofil de silicium peut être assimilé à un ensemble d'îlots de Coulomb, localisés autour des dopants, séparés par du silicium intrinsèque et se comportant comme des puits de potentiel dont la largeur et l'amplitude sont contrôlées exclusivement par la grille arrière. Sous ces conditions, le dispositif est similaire à un SET ("Single Electron Transistor").

Dans ce sens, nous avons mis une technique du type "top-down" au profit de la fabrication des nanocircuits. Elle nous a permis d'opérer sous des conditions flexibles et de conserver les propriétés cristallines des nanofils en silicium. Il s'agit de la nano-oxydation assistée par microscopie à force atomique. Nous avons travaillé sur des échantillons de silicium sur isolant où la couche superficielle de silicium, qui sert de canal pour nos transistors, est seulement de quelques nanomètres d'épaisseur. A cette échelle, le canal a une faible section et une épaisseur comparable à la distance entre les dopants, ce qui peut influencer le fonctionnement du transistor. Nous avons donc étudié le comportement de nos transistors à effet de champ afin de voir les effets qui rentrent en jeu et qui sont moins discernables à plus grande échelle.

Dans ce chapitre, nous présenterons les résultats de mesures électriques effectuées sur des nanofils en silicium, avec un seul dopage ($2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) et quelques nanomètres d'épaisseur, ainsi que leurs comportements face à une excitation optique et pour différents types de polarisation.

I. Nano-oxydation assistée par Microscope à Force Atomique.

I.1. Le microscope à force atomique (AFM).

Le début des années 80 a marqué l'avènement et l'essor de la microscopie à sonde locale (Scanning Probe Microscopy : SPM). En effet, Binnig et Rohrer [1, 2] introduisent en 1982 le microscope à effet tunnel ("Scanning Tunneling Microscope": STM) qui leur a valu l'attribution du prix Nobel en 1986. Le STM permet de sonder les propriétés topographiques et physiques [3, 4] d'une surface métallique ou semi-conductrice jusqu'à l'échelle atomique. Opérant à l'air, sous vide ou en milieu liquide, le STM repose sur le passage d'un courant tunnel constant entre la pointe conductrice et le matériau étudié. L'émergence de cette technique a inspiré le développement de nouveaux microscopes à sonde locale dont le microscope à force atomique ("Atomic Force Microscope": AFM). Mis au point par Binnig, Quate et Gerber [5] en 1986, l'AFM offre en outre l'avantage de pouvoir imager, à l'air ou en milieu humide, tout type de surfaces conductrices ou semiconductrices, mais également des surfaces isolantes. Les applications de l'AFM dépassent le cadre de la simple imagerie de la topographie d'une surface pour s'étendre à l'exploration des propriétés mécaniques, électriques, magnétiques ou électrostatiques d'une surface, ainsi que la réalisation de modifications locales telles que la lithographie et l'indentation.

Les paragraphes suivants sont dédiés à la description du microscope à force atomique, son principe de fonctionnement selon différents modes. Nous ferons le point sur les limites et la résolution du microscope.

I.1.a. Descriptif et principe de fonctionnement.

Comme illustré sur la figure 1, un microscope à force atomique est muni d'une sonde constituée d'une pointe pyramidale (fig. 1(b)) soutenue par un bras de levier souple (cantilever), des actionneurs à base de céramiques piézo-électriques, d'une photodiode capable de détecter la position d'un faisceau laser, provenant d'une source laser, qui se réfléchit sur la face arrière de la pointe.

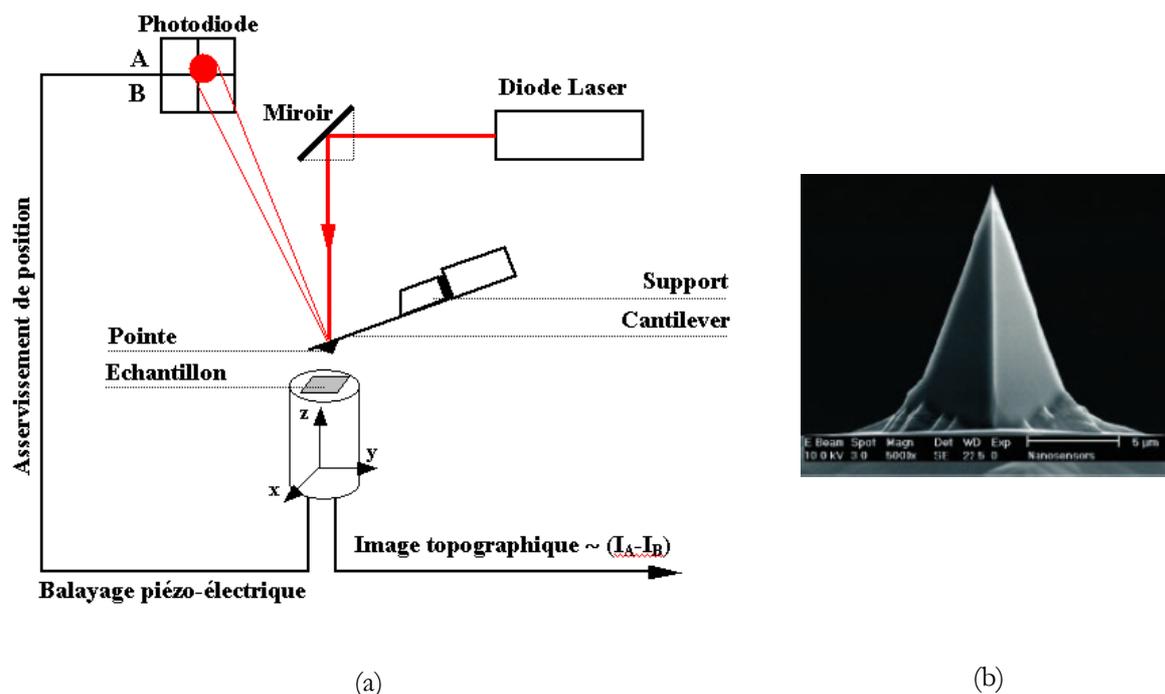


Fig.1. (a) principe de fonctionnement du microscope à force atomique, (b) Image TEM illustrant la forme pyramidale de la pointe AFM [Nanosensors].

Le schéma illustre le principe de fonctionnement de l'AFM : la pointe sonde peut être déplacée dans le plan (x,y) de l'échantillon et suivant l'axe z perpendiculairement à la surface. Pour ce faire, on peut choisir de déplacer la pointe par rapport à l'échantillon (cas de notre dispositif expérimental) ou l'inverse (cas de la fig. 1(a)). Les déplacements sont assurés par des céramiques piézo-électriques permettant une précision subnanométrique dans le plan (x,y) et de l'ordre de l'angström (0.1 nm) selon l'axe z .

Un faisceau laser est envoyé sur la face supérieure et réfléchissante du cantilever, "support de pointe". La réflexion du faisceau sur le cantilever est envoyée sur une photodiode à quatre cadrans dont chaque cadran délivre une tension proportionnelle à sa surface éclairée et on détecte la différence $I_A - I_B$. Au repos, on ajuste le spot au centre de la photodiode grâce au miroir.

La pointe est déplacée à la surface de l'échantillon en jouant sur les mouvements (x,y) et une boucle de régulation maintient constant le signal reçu par la photodiode. Ainsi, si la pointe rencontre une aspérité, le spot laser se déplacera verticalement vers le haut sur la photodiode. La boucle de régulation enverra un signal sur le mouvement vertical z pour baisser l'échantillon et donc diminuer l'interaction pointe échantillon pour retrouver le signal photodiode au centre de ce capteur : la pointe suit alors un contour adjacent à celui de la surface (voir fig. 2). Connaissant l'étalonnage de la céramique z , on peut remonter à la hauteur de l'aspérité. On obtient donc une image de la surface de type "isoforce" sous forme de matrice dont chaque élément représente la

tension envoyée sur le piézo z pour maintenir l'interaction constante, soit une dilatation. Il s'agit bien sûr de la topographie de la surface.

L'image AFM est affichée selon une échelle de couleur. Sur une échelle de gris, un creux apparaît en tache sombre tandis qu'une protubérance est représentée par une tache claire.

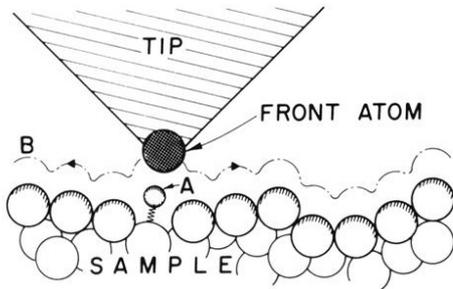


Fig.2. Contour suivi par la pointe AFM sous l'effet de l'interaction [5].

La surface visualisable dépend de la céramique piézoélectrique utilisée, et peut aller de la centaine de nanomètres à environ 150 μm .

La précision de balayage en mode contact dépend de la précision de l'asservissement de position et de la qualité de l'isolation mécanique du système : le dispositif doit donc être équipé d'un amortisseur pour limiter les vibrations. Dans notre cas, il s'agit d'un amortissement pneumatique.

I.1.b. Forces d'interactions et modes opératoires de l'AFM.

Les atomes ont tendance à s'attirer pour former des molécules ou des cristaux. Cette attraction n'est perceptible qu'à très faible distance (force de Van Der Waals). Inversement, les atomes se repoussent lorsqu'ils sont très proches, du fait de la soumission des électrons du cortège électronique au principe d'exclusion de Pauli². Il existe donc une distance d'équilibre qui s'établit entre les atomes en interaction. L'AFM exploite ce principe d'attraction et répulsion entre les atomes en surface de l'échantillon et l'apex de la pointe selon le mode d'imagerie. Trois modes opératoires sont possibles : le mode contact, le mode intermittent et le mode non-contact. L'annexe A recense les forces d'interactions pointe-surface et les modes opératoires du microscope.

I.1.c. Limites et résolutions de l'AFM.

Plusieurs artefacts interviennent lors de l'imagerie d'une surface. Le plus important est la convolution entre la surface des objets imagés et la forme de pointe. Cet artefact survient quand la taille des objets imagés devient comparable voire inférieure au rayon de courbure de l'apex de

² Selon le principe d'exclusion de Pauli les fermions (particules de spin semi-entier telles que les électrons, protons ou neutrons), ne peuvent pas se trouver au même endroit dans le même état quantique.

la pointe. Dans ce cas, la taille réelle est extraite de la taille apparente de l'objet comme le montre la figure 3.

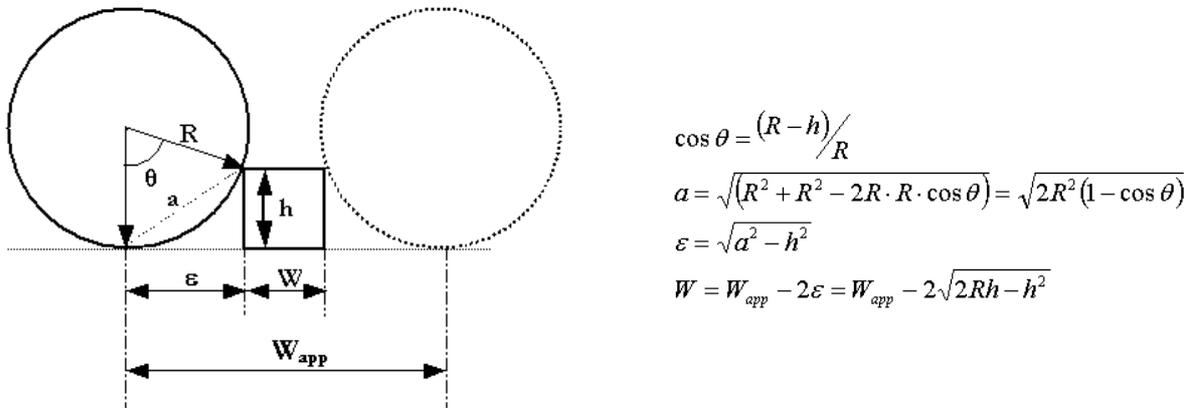


Fig.3. Effet de convolution de la pointe sur des objets de petite taille – correction de la convolution.

L'effet de convolution concerne essentiellement les dimensions latérales (la hauteur ne fait pas objet de convolution). On peut le corriger à l'aide de réseaux de calibrations³ commerciaux dont les dimensions sont bien connues.

Outre les sensibilités aux perturbations (acoustiques et électromagnétiques) et aux dérives thermiques et mécaniques, les actionneurs piézo-électriques peuvent présenter des non linéarités ou des hystérésis lors des déplacements, ce qui peut également induire des artefacts. Des précautions expérimentales sont prévues par le constructeur afin de réduire ces effets parasites pendant l'imagerie.

La résolution de l'appareil est essentiellement liée au rayon de courbure de l'apex de la pointe. Les pointes sont en contact ou très proches du contact et les pointes trop fines s'usent rapidement.

La résolution latérale est de l'ordre de quelques nanomètres, mais la résolution verticale est par contre de l'ordre de l'angström : on peut aisément visualiser des marches atomiques [6,7] sur une surface propre, conductrice ou isolante.

³ www.spmtips.com.

I.2. Nano-oxydation par AFM.

Initialement utilisé pour l'étude de topographie et des propriétés d'une surface, la microscopie à champ proche a rapidement évolué pour s'étendre à la modification des propriétés de la surface. Une des applications est la lithographie par oxydation AFM pour la fabrication de nanostructures. La première expérience du genre a été menée par Dagata en 1990 et a permis la réalisation de motifs d'oxyde de silicium de largeur 100 nm, par oxydation locale du silicium préalablement passivé en utilisant un STM à l'air libre [8]. Ces résultats ont marqué le début de l'utilisation des microscopes à champ proche comme outils de lithographie sur des matériaux différents, comme les résines [9,10], les métaux [11, 12, 13,14], les siliciures métalliques [15] et les semiconducteurs [16, 17]. Le développement des techniques de lithographie a été accompagné de celui des méthodes de transfert des motifs d'oxyde par des gravures humides [18, 19] ou sèches [20, 21]. Sur silicium, il existe deux grandes voies de lithographie par anodisation locale assistée par sonde en champ proche :

- Par STM : la surface du silicium est passivée par de l'hydrogène atomique sous ultravide. La déshydrogénation locale est produite par bombardement électronique de la surface par la pointe STM. Cette méthode a permis la réalisation de motifs de l'ordre du nanomètre de largeur [22], ce qui correspond à la résolution ultime accessible de la lithographie par SPM.
- Par AFM : la surface de silicium est passivée en hydrogène dans une solution acide. La déshydrogénation locale est produite par l'application d'une polarisation entre la surface et la pointe AFM. Cette méthode permet la fabrication des motifs d'une dizaine de nanomètres de largeur.

Dans les paragraphes qui suivent, nous décrirons la technique de la lithographie AFM que nous avons utilisée sur une surface de silicium, la préparation requise des échantillons, ainsi que les mécanismes qui interviennent permettant la formation de l'oxyde.

I.2.a. Préparation des échantillons.

Les surfaces utilisées pour la lithographie AFM, qu'elles soient issues d'un substrat de silicium massif ou d'un substrat SOI (voir §II.1.), sont naturellement oxydées du fait de leur exposition à l'air libre, ce qui donne naissance à une couche d'oxyde natif d'environ 1 nm d'épaisseur. D'autre part, ces surfaces peuvent être couvertes par divers contaminants, comme des traces de résine résultantes des étapes technologiques, des éclats de silicium suite à la découpe de la surface ou des poussières, d'où la nécessité de nettoyer soigneusement les échantillons et retirer l'oxyde natif avant d'entamer une lithographie AFM.

Cette préparation commence par un dégraissage de 15 minutes dans un bain d'acétone sous ultrasons, afin de détacher de la surface les poussières de silicium ainsi que les contaminants organiques. Ce dégraissage est suivi d'un rinçage avec de l'eau désionisée (18 M Ω .cm).

Ensuite, l'échantillon subit une passivation par hydrogénation de surface de silicium dans une solution diluée à 2% d'acide fluorhydrique pendant environ une minute. Cette étape engendre la formation de liaisons hydrogènes Si-H qui passivent la surface, ce qui la rend hydrophobe et inerte vis-à-vis de l'oxydation pendant quelques heures. Cette étape de passivation peut s'effectuer avec un autre traitement composé d'une phase de passivation dans une solution tampon BHF de composition HF, NH₄F (1 :7) afin d'enlever l'oxyde natif, suivie d'un bain de fluorure d'ammonium (NH₄F à 40%, pH = 8) pour la formation prépondérante de liaisons monohydrure [23, 24]. L'étape de la passivation en hydrogène est suivie d'un rinçage abondant avec l'eau désionisée et un séchage à l'azote sec.

La figure suivante montre une surface (1 μ m x 1 μ m) de silicium avant et après nettoyage et passivation. L'image de gauche (avant le nettoyage) montre l'existence d'une poussière de 10 nm de hauteur, la rugosité de la surface mesurée par l'AFM est 0.7 nm. Après le nettoyage, la rugosité est de 0.09 nm.

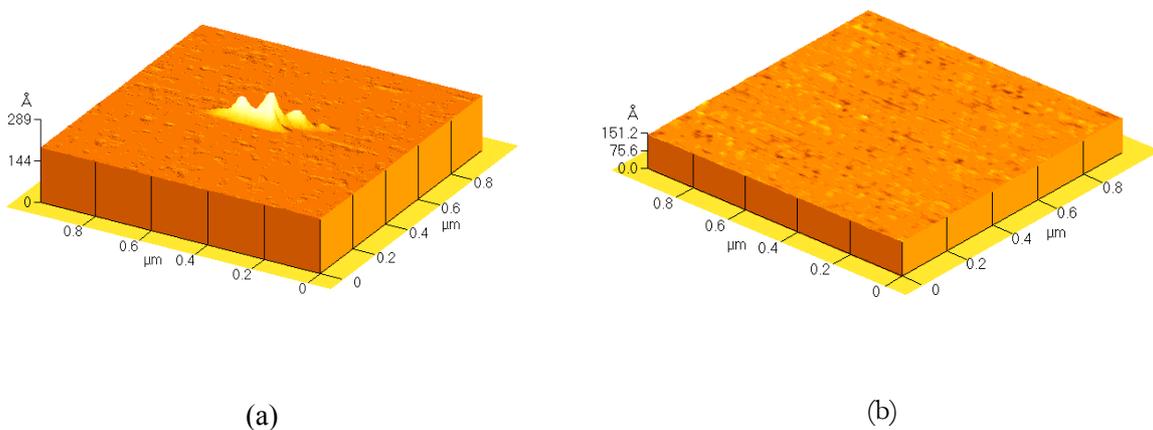


Fig.4. Images AFM d'une surface de silicium (a) avant le nettoyage et la passivation, (b) après le nettoyage et la passivation.

I.2.b. Principe de la technique.

La nano-oxydation par AFM est basée sur l'application d'une différence de potentiel entre la pointe AFM conductrice et le substrat de silicium.

Nous avons trouvé qu'il est nécessaire de procéder à cette oxydation directement après la passivation et le séchage du substrat, puisque la surface Si-H n'est pas stable à l'air. Elle ne reste

inerte que pendant environ quatre heures et commence à s'oxyder lentement au-delà de ce délai : des îlots de SiO_2 croissent alors sur la surface.

La nano-oxydation par AFM ne se produit que quand on applique une différence de potentiel négative entre la pointe AFM conductrice et le substrat de silicium (voir fig. 5(a)). D'autre part, l'humidité est nécessaire pour l'oxydation et la croissance d'oxyde est nulle dans une atmosphère sèche. Il faut donc opérer dans une atmosphère humide, ce qui donne naissance à une couche d'eau adsorbée sur la surface. A partir de cette couche d'eau, un ménisque se forme entre la surface et la pointe quand celle-ci est amenée à proximité de la surface.

Ainsi la nano-oxydation par AFM est un processus d'anodisation électrochimique : la surface de silicium joue le rôle de l'anode, tandis que la pointe représente la cathode, le ménisque d'eau constitue l'électrolyte. Compte tenu de la petite taille de l'apex de la pointe (~ 10 nm) et de la faible distance entre la pointe et l'échantillon (~ 1 nm), l'ensemble pointe-échantillon est considéré comme entièrement immergé dans le ménisque. La différence de potentiel entre la pointe et la surface engendre la dépassivation locale de la surface par désorption d'hydrogène et dirige les ions OH^- , présents dans le ménisque d'eau, vers la surface, ce qui donne lieu à la réaction d'oxydation locale $\text{Si} + 4\text{h}^+ + 2\text{OH}^- \rightarrow \text{SiO}_2 + 2\text{H}^+$, qui se traduit par la formation locale de l'oxyde de silicium. L'annexe B rappelle les mécanismes de formation de l'oxyde lors d'une lithographie AFM. Sur la fig. 5(b), nous avons dessiné des motifs d'oxyde de largeur 100 nm avec cette technique : on peut distinguer des lignes d'oxyde de hauteur 0.9 nm, ainsi qu'un carré (d'oxyde) de repérage de hauteur 3 nm.

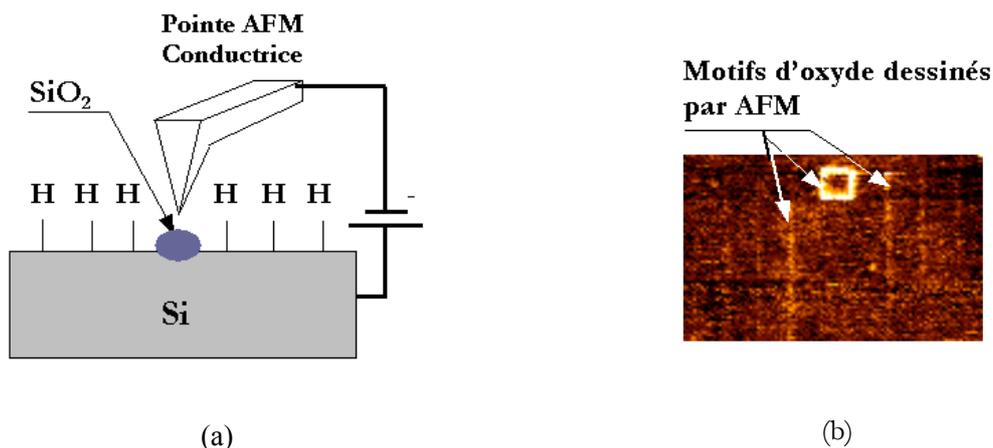


Fig.5. Oxydation locale assistée par AFM d'un substrat de silicium. (a) principe de la technique, (b) image AFM de motifs d'oxyde de silicium faits à tension pointe-échantillon continue.

Pratiquement, le substrat de silicium est collé sur une plaque de cuivre par une laque conductrice à base d'argent et fixé sur la plate-forme de l'AFM qui, elle-même, est reliée à la masse. Tout d'abord, on approche la pointe non polarisée de la surface jusqu'au contact et on image la surface sur laquelle on désire effectuer l'oxydation locale. Un microscope optique permet de visualiser simultanément la pointe et la surface, permettant ainsi le positionnement précis de la pointe à un endroit donné de la surface.

Le logiciel de pilotage de l'AFM comprend un sous-programme permettant de gérer les paramètres de la lithographie, ie :

- Mode de lithographie : par application d'une tension continue dans le cas de la lithographie en mode contact ou par application d'impulsions de tension synchrones avec l'oscillation de la pointe en mode oscillant.
- Valeur de la tension de polarisation pointe-surface.
- Vitesse d'écriture (la vitesse de déplacement de la pointe sur la surface).
- Amplitude de l'oscillation de la pointe lors de la lithographie en mode oscillant.

L'oxydation se passant dans une atmosphère contrôlée en humidité, on utilise un humidificateur permettant la diffusion de la vapeur d'eau dans la pièce. Un hygromètre sert à mesurer le taux d'humidité dans l'enceinte étanche de confinement de l'AFM.

I.2.c. Cinétique de l'oxydation du silicium (100).

L'intérêt d'examiner la cinétique de croissance de l'oxyde est primordial pour la fabrication des nanocircuits. En effet, le contrôle de la hauteur de l'oxyde permet de mener à bien le transfert efficace du motif d'oxyde lors de la phase de gravure humide (§II.2.b.). La largeur du motif quant à elle, définit la résolution de la nano-oxydation. Ainsi, nous nous sommes intéressés à l'impact des paramètres expérimentaux sur les dimensions du masque d'oxyde dessiné.

Cette étude a été réalisée sur un substrat de silicium orienté (100) de type n de résistivité $0,2 \Omega \cdot \text{cm}$ – $0,35 \Omega \cdot \text{cm}$ (dopage $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$).

Après la préparation de l'échantillon, on dessine des lignes d'oxyde par nano-oxydation AFM en utilisant une tension continue en mode contact. L'étude porte sur la variation de l'hauteur et de la largeur de la ligne d'oxyde avec la tension de polarisation et la vitesse d'écriture.

Dans un premier temps, on polarise la pointe avec des tensions négatives continues, avec une vitesse d'écriture typique de $0,5 \mu\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$, la force de contact pointe-substrat est fixée à 17 nN. On mesure la hauteur apparente de l'oxyde pour chaque polarisation.

La figure 6 met en évidence l'existence d'une tension seuil à partir de laquelle l'oxydation est observée. L'extrapolation de la courbe de croissance révèle une tension seuil de l'ordre de -1,8 V.

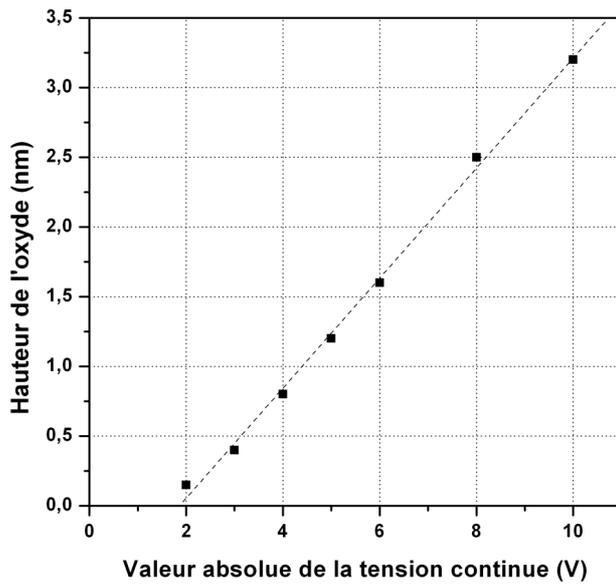


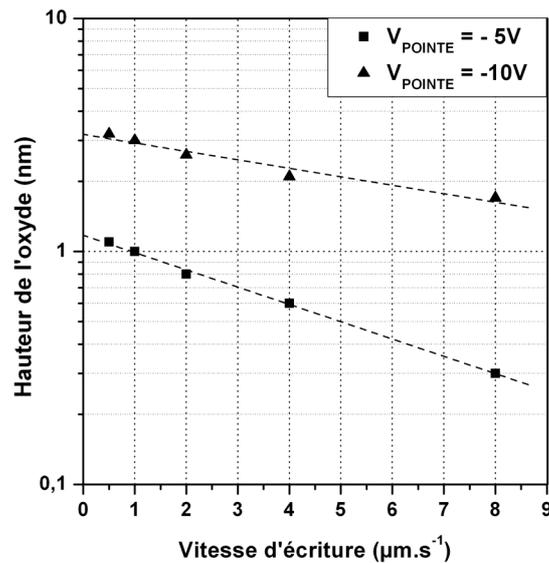
Fig.6. Evolution de la hauteur de l'oxyde en fonction de la tension absolue de polarisation.

Ces résultats sont en parfait accord avec ceux de Teuschler et coauteurs [24]. La valeur de ce seuil dépend essentiellement du traitement d'hydrogénation subi par l'échantillon avant la lithographie, indépendamment du dopage du substrat [17].

Par la suite, nous avons étudié l'influence de la vitesse d'écriture sur la hauteur de l'oxyde. Nous avons effectué deux séries d'oxydation à tension constante sur la pointe (-5 ensuite -10V) avec différentes vitesses d'écriture : 0,5 ; 1 ; 2 ; 4 et 8 $\mu\text{m.s}^{-1}$ (voir fig. 7).

Nous avons constaté que la hauteur de l'oxyde dépend légèrement de la vitesse d'écriture. Dans la gamme [0,5 ; 8 $\mu\text{m.s}^{-1}$], la hauteur varie de moins d'un nanomètre pour une polarisation de -5 V et d'environ 1,5 nm pour -10 V.

Fig.7. Evolution de la hauteur de l'oxyde en fonction de la vitesse d'écriture par la pointe AFM.



Néanmoins, nous avons relevé une décroissance logarithmique de la hauteur lorsque la vitesse d'écriture augmente, pour les deux polarisations de la pointe.

Selon le mode opératoire de la nano-oxydation, la largeur des lignes dépend du mode opérateur utilisé pour l'AFM :

- L'utilisation du mode oscillant permet d'obtenir des oxydes de largeur latérale minimale (10 nm). La résolution latérale peut être améliorée en utilisant de courtes impulsions de tension sur la pointe ce qui a pour effet de réduire la diffusion latérale de l'oxyde [25, 26].
- L'utilisation du mode contact permet de fabriquer des oxydes plus larges ($\approx 50\text{nm}$), et ceci à cause du contact entre la surface et la pointe qui a pour effet d'agrandir le rayon de courbure de l'apex de la pointe.

Elle dépend aussi du rayon de courbure de la pointe à son apex, du taux d'humidité dans l'atmosphère d'oxydation.

Selon le principe d'anodisation électrochimique expliqué au §I.2.b., l'augmentation du taux d'humidité augmente le volume du ménisque d'eau sous la pointe et en conséquence la largeur de la ligne d'oxyde. Une étude dans ce sens [16] a souligné que la largeur d'oxyde passe de 90 nm (pour 61% d'humidité) à 25 nm (pour 14% d'humidité) dans les mêmes conditions.

A la lumière de cette étude de la cinétique de croissance d'oxyde, il ressort que la hauteur de l'oxyde croît avec la tension appliquée sur la pointe et diminue avec la vitesse d'écriture. Ces deux paramètres doivent être choisis de sorte que l'oxyde formé soit épais d'au moins 1 nm pour qu'il ne soit pas attaqué lors de l'étape de gravure.

Jusqu'à présent, nous avons évoqué la nano-oxydation par AFM pour des substrats de silicium, cependant, la technique s'avère plus bénéfique lorsqu'on l'applique sur un substrat de silicium avec une couche inférieure d'isolant : la gravure des zones non protégées par le masque d'oxyde révélerait des circuits en silicium directement sur un isolant, ce qui faciliterait la caractérisation électrique par la suite.

Dans la partie qui suit, nous introduirons le silicium sur isolant, et nous présenterons les structures de test pour la connectique des nanofils en silicium que nous avons fabriqués.

II. Fabrication des nanocircuits en silicium sur isolant.

II.1. Technologie Silicium sur isolant (SOI).

On distingue principalement deux sortes de technologies de fabrication de circuits microélectroniques sur silicium, selon le type de supports sur lesquels elles sont implantées : la technologie Bulk et la technologie Silicium sur Isolant ("Silicon on Insulator" : SOI) décrite en annexe C. Nous avons travaillé sur des échantillons SOI de type Smart-Cut.

Smart-Cut™

Smart-Cut est un procédé de fabrication du SOI inventé par Bruel en 1995 [27] et commercialisé sous la marque Unibond par Soitec. Sorte de scalpel atomique permettant de découper des couches minces dans différents matériaux, le procédé exploite le phénomène du boursoufflement (*Blistering*). En effet, l'implantation de particules de gaz rares ou d'ions d'hydrogène occasionne la formation de microcavités ou de microbulles [28, 29] au niveau de la profondeur de pénétration R_p (correspondant à la concentration maximale des ions implantés). Juste retour des choses, la pression du gaz dans les microcavités entraîne la formation d'une zone fracturée qui servira de couche de rupture. Ce phénomène a lieu généralement pour des implantations à forte dose (typiquement $1,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$) à température ambiante, mais peut aussi être obtenu par activation thermique après implantation à dose moyenne ($5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$).

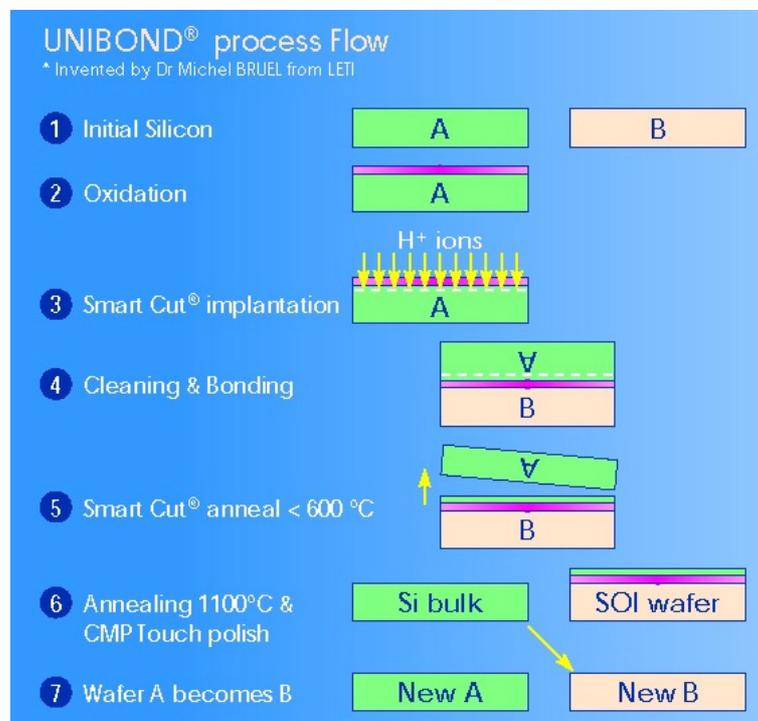


Fig.8. Aperçu du processus technologique SMART-CUT [Soitec].

La figure ci-dessus résume les étapes basiques du procédé. Après une oxydation thermique de 400 nm du substrat de Si, les ions H^+ sont implantés à travers la couche d'oxyde. Ce substrat résultant est ensuite collé par chauffage sur un autre substrat de silicium sous l'action des forces de Van der Waals. Un premier recuit ($400^{\circ}C-600^{\circ}C$) permet la fissuration du substrat de silicium et le clivage du substrat SOI du substrat recyclable de silicium, tandis que le deuxième recuit ($1100^{\circ}C$) sert à éliminer d'éventuels résidus de silanol auprès de l'interface de collage. Le substrat SOI subit ensuite un polissage mécano-chimique pour ramener la couche du silicium superficiel à 100 nm d'épaisseur.

Ce procédé assure une grande uniformité de la couche supérieure du substrat, une faible concentration des dislocations et une interface Si/SiO₂ de bonne qualité. Cette technique est adaptée à de larges volumes de production, et donc propice à une diminution des coûts de production.

II.2. Réalisation des nanofils de silicium connectés.

II.2.a. Réalisation de la structure de test.

Les structures de test ont été réalisées au CEA-LETI (Grenoble), à partir des substrats SOI. Nous allons décrire, dans ce qui suit, les étapes que nous avons effectuées sur un substrat SOI pour réaliser notre structure de test.

➤ Amincissement localisé.

La réalisation des nanofils de silicium connectés selon le principe d'oxydation locale par AFM requiert une structure de test comportant d'emblée des lignes de connexion et des plots de contact. De manière à éviter d'avoir des jonctions Schottky à la connexion entre nos nanofils et les structures de test, les électrodes de test ont été réalisées en silicium dégénéré, dont le type de dopage est identique à celui de la couche de SOI sur laquelle nous travaillerons. Ces lignes et plots de contact doivent donc avoir une très grande épaisseur de manière à subsister après l'attaque humide dans le TMAH pour le transfert de masque d'oxyde.

En effet, durant cette étape, seules les nanostructures seront protégées par le masque d'oxyde. D'autre part, afin d'obtenir les couches ultraminces avec les épaisseurs souhaitées, il faut amincir la couche superficielle en silicium, d'épaisseur standard de 100 nm, à seulement quelques nanomètres. Pour définir les zones actives (niveau 1 du masquage) de la structure, il faut donc réaliser un amincissement localisé de la couche de silicium superficielle.

L'amincissement se fait en deux étapes :

- Une oxydation pleine plaque qui permet de réduire l'épaisseur du silicium superficiel de 100 nm à 80 nm.
- Une oxydation localisée ("LOCAL Oxidation of Silicon" : LOCOS) qui permet d'amincir le silicium de la zone active, les zones de contact étant protégées par un masque de nitrure de silicium (voir fig. 9(a)).

Après désoxydation du substrat (fig. 9(b)), les zones de contact gardent une épaisseur d'environ 80 nm tandis que les zones actives ont une épaisseur réduite de quelques nanomètres. Dans notre travail, on a fabriqué et caractérisé des nanofils à deux épaisseurs du silicium aminci : 15 et 8 nm.

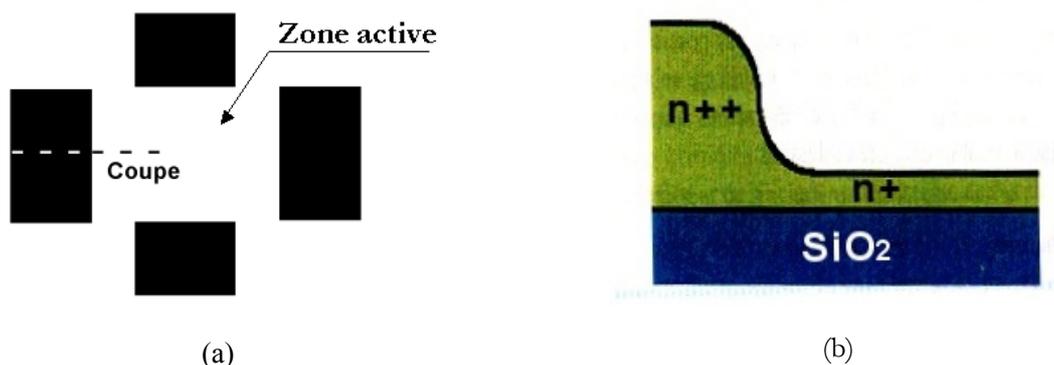


Fig.9. (a) Vue de dessus du niveau de masquage qui permet, à l'aide d'une couche de nitrure de silicium, la protection des zones épaisses du silicium sous-jacent lors des étapes d'amincissement localisé (LOCOS), (b) vue en coupe des zones épaisses et zones minces après amincissement localisé.

➤ Dopage des zones.

Les zones actives (en silicium aminci) seront utilisées pour fabriquer les nanofils de même épaisseur et de dopage 2.10^{17}cm^{-3} .

Pour doper les régions de silicium épais et celles du silicium aminci, deux implantations ioniques ont été effectuées :

- Implantation au phosphore à forte dose et énergie à travers un oxyde formé par LOCOS, avant la désoxydation. En effet, les ions de phosphore pénètrent dans l'épaisseur de la zone de contact. D'autre part, du côté des zones actives, les dopants se trouvent piégés dans l'oxyde épais LOCOS (voir fig. 10(a)).
- Implantation de l'arsenic à faible dose et énergie après la désoxydation du LOCOS. Ce qui permet de localiser les ions de l'arsenic dans l'épaisseur du silicium aminci (fig. 10(b)).

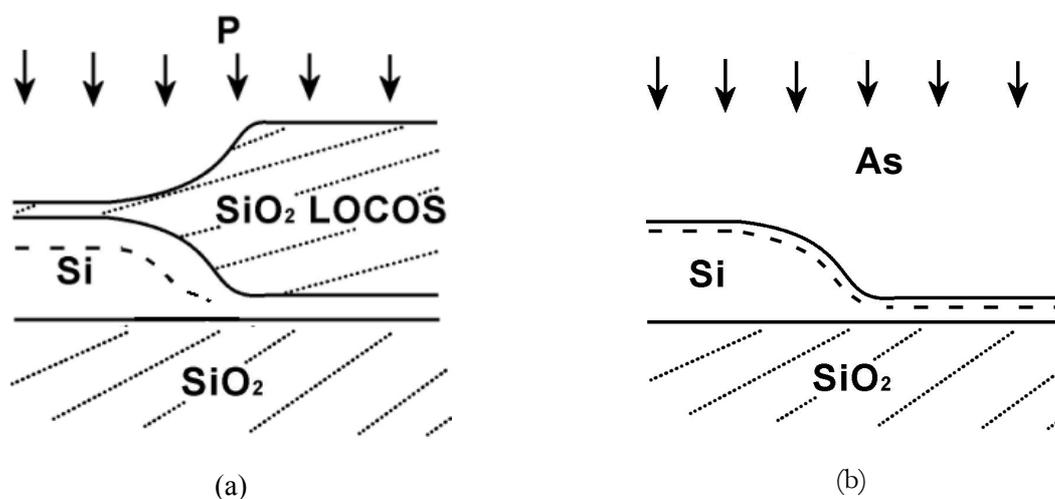


Fig.10. (a) Dopage des zones de contact : implantation au P à fortes dose et énergie travers le LOCOS, (b) dopage des zones actives : implantation au As à faibles dose et énergie après la désoxydation.

Il est particulièrement capital de contrôler la profondeur de l'implantation ionique dans les zones actives, au risque de voir les dopants diffuser dans l'oxyde ou se loger dans l'interface avec l'oxyde enterré, d'où la nécessité de dresser un profil d'implantation pour déterminer les profondeurs des dopants (pic d'implantation).

Nous avons travaillé sur des échantillons avec des plots de contacts dopés à quelques 10^{20} cm^{-3} (implantation $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ de phosphore à 8 keV) et le silicium aminci à $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, (implantation $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ d'arsenic à 8 keV) selon les tests du CEA-Leti. La figure suivante issue de la référence [30] présente un exemple du profil d'implantation de l'arsenic.

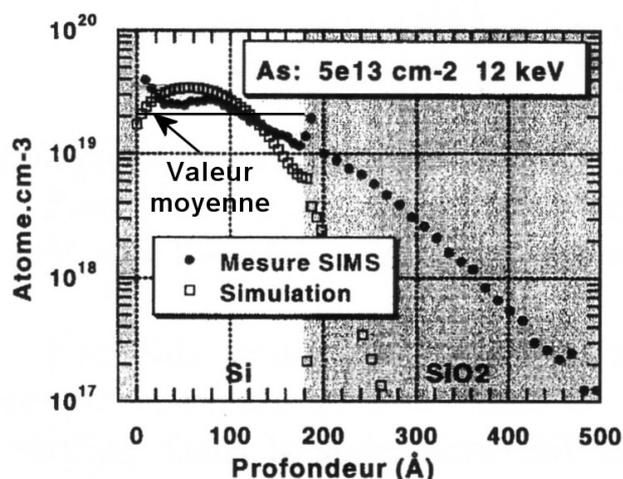


Fig.11. Profil de l'implantation de l'arsenic dans le silicium [30].

➤ Descriptif de la structure de test.

Les motifs comportent des plots épais de silicium, carrés ($110 \mu\text{m} \times 110 \mu\text{m}$) et hauts de 80 nm (voir fig. 12(a)). De l'extrémité de chaque plot de contact, sort une ligne de connexion haute de 80 nm. Une ligne de connexion est constituée d'un bras de $10 \mu\text{m}$ de large qui débouche sur un doigt fin de largeur typique $1 \mu\text{m}$. L'agrandissement de l'image optique présenté sur la figure 12(a) met en évidence ces lignes de connexion. Toutes ces zones sont en silicium fortement dopé, le reste du wafer est le film mince de silicium obtenu après l'amincissement localisé (fig. 12(c)).

Le motif élémentaire de la structure de test comporte trois terminaux en silicium épais, dont deux avec des doigts positionnés face à face. Ces doigts seront contactés par un nanofil fabriqué par la lithographie AFM, et serviront de drain (D) et source (S) pour la caractérisation électrique. Le nanofil jouera le rôle du canal. Le troisième terminal constitue la grille⁴ (G). Les motifs

⁴ Ce contact peut être utilisé comme grille latérale, d'où l'appellation "grille". Il ne sera pas utilisé dans ce travail.

appartenant à la même ligne partagent une grille commune. La figure 12(b) présente le masque de lithographie MEDI servant à fabriquer les motifs de test.

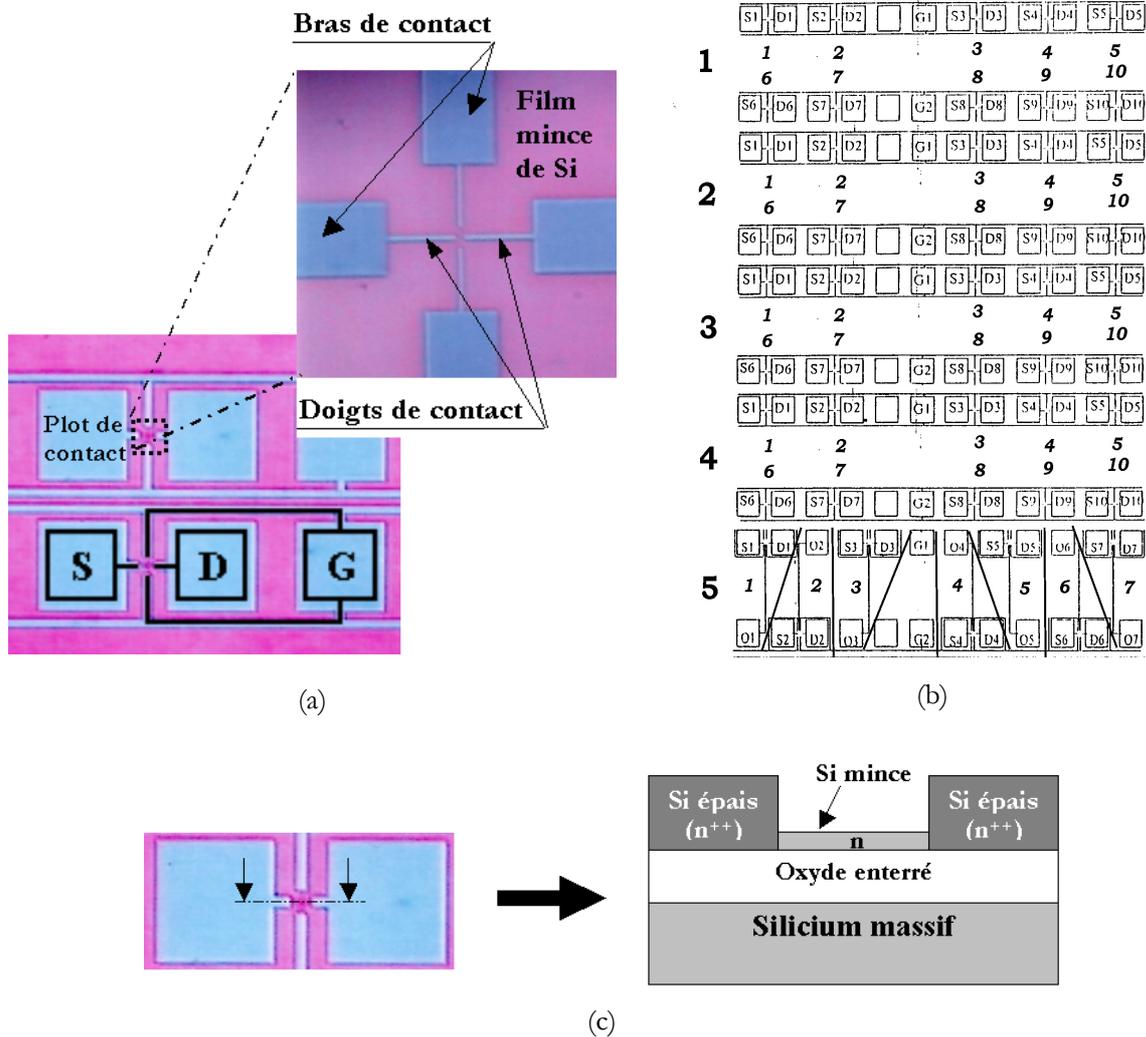


Fig.12. (a) image optique d'un motif élémentaire de la structure de test, montrant les plots et les lignes de contact, l'image zoomée montre les bras et les doigts de contact ainsi que la couche mince de silicium. (b) masque de lithographie MEDI qui sert à la réalisation des motifs de test., (c) vue en coupe de la structure de test.

➤ **Evaporation des plots d'or.**

Pour pouvoir microsouder les échantillons aux contacts d'un support 'standard', nous avons dû recouvrir les plots de contact de Si dégénéré par une couche d'or évaporée.

L'utilisation de l'or est compatible avec l'ensemble des étapes de notre procédé de lithographie (bain de HF, transfert du masque par attaque humide TMAH), d'autre part l'or est un matériau noble donc il est inoxydable. Toutefois, les plots d'or peuvent se décoller s'ils sont soumis longtemps à l'effet de l'acide fluorhydrique.

La figure 13 présente parallèlement le masque de lithographie MEDI (présenté précédemment) et la grille d'évaporation d'or correspondante, les schémas de la figure 13(c) résume le procédé technologique de l'élaboration des structures de test à partir d'un substrat SOI.

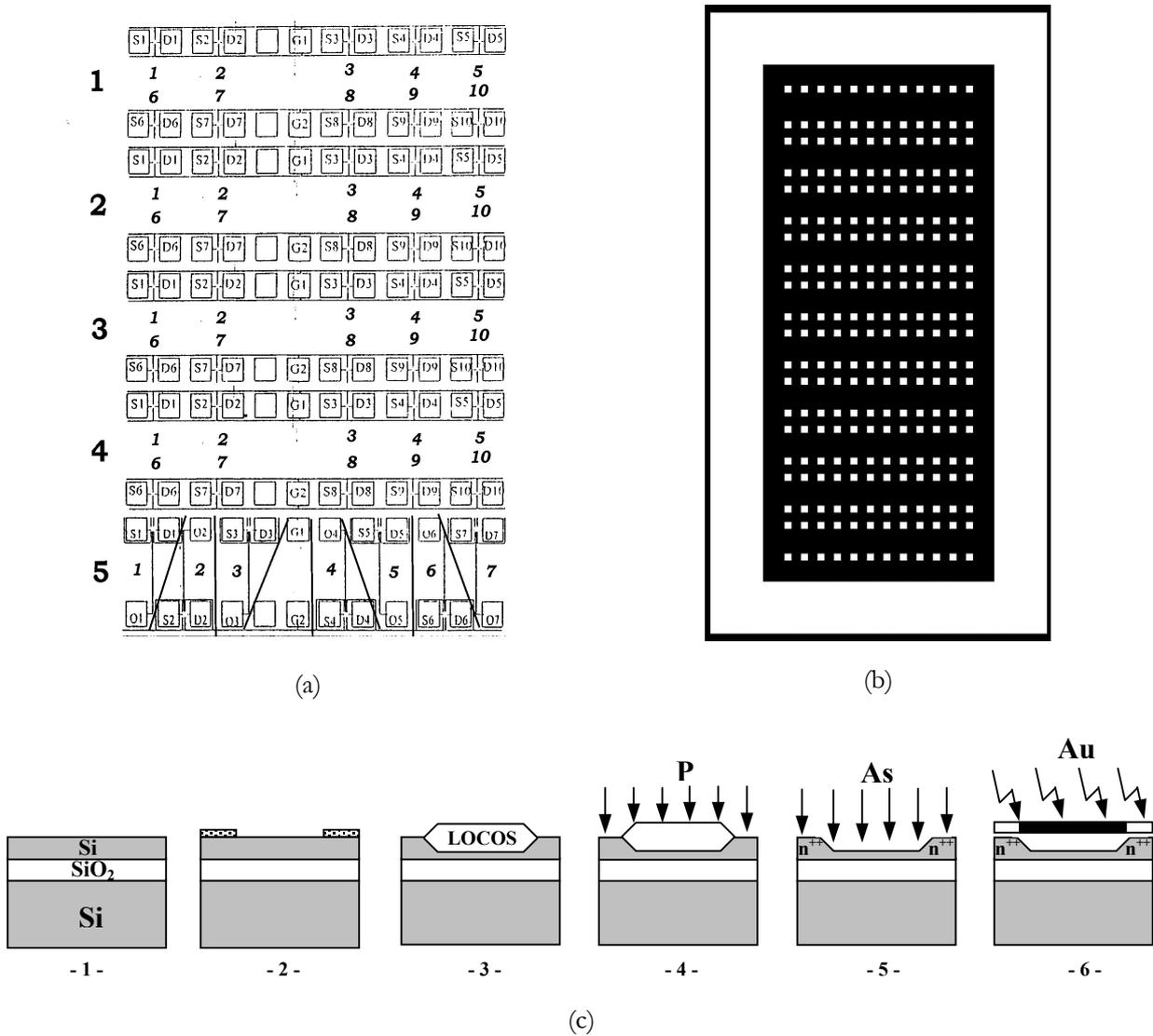


Fig.13. (a) Masque de lithographie MEDI, (b) Grille pour évaporation d'or pour les plots de contact, (c) étapes technologiques de réalisation de la structure de test utilisée pour la fabrication de nanostructures de silicium par oxydation AFM.

Une fois la grille d'évaporation est alignée sur l'échantillon, on commence par évaporer une couche d'accrochage épaisse de 50 nm en chrome, puis une couche de 450 nm d'or. L'évaporation se termine par un recuit à 200°C pendant 30 minutes.

➤ **Lithographie assistée par AFM.**

Après la phase d'évaporation d'or, on procède à la lithographie assistée par AFM entre les doigts de contact selon le principe décrit au §I.2.a. La figure suivante montre une image optique du

motif de test après l'évaporation d'or (fig. 14(a)), ainsi que la zone en silicium mince à lithographier (fig. 14(b) et 14(c)).

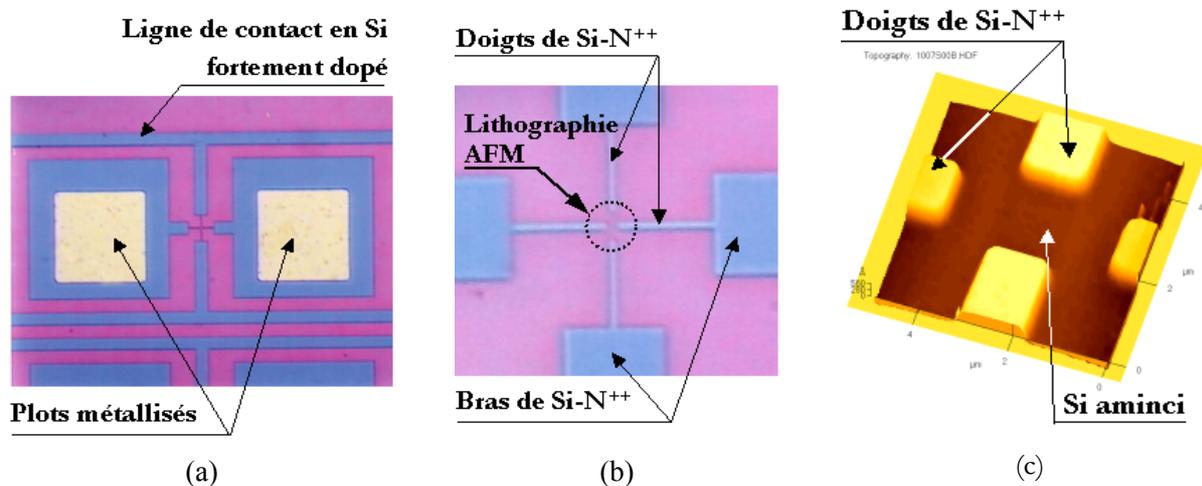


Fig.14. Motif de test (a) image en microscopie optique de motifs de test après l'évaporation, (b) zone du motif de test dédiée à la lithographie assistée par AFM, (c) image AFM de la zone à lithographier montrant les doigts de silicium fortement dopé de largeur $1\ \mu\text{m}$, et la couche du silicium aminci.

L'objectif de cette lithographie est de réaliser une ligne d'oxyde entre les doigts de contact, de sorte à avoir un nanofil connecté après la gravure humide.

Compte tenu de l'étude de la croissance d'oxyde réalisée au §I.2.c. et des raisons techniques, nous avons choisi de réaliser le masque en mode contact à tension continue (-10V), avec une vitesse d'écriture de $2\ \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et un taux d'humidité de 28% .

II.2.b. Transfert de masque – gravure humide

Parmi les techniques de gravure, on distingue deux catégories :

- Les gravures sèches dont la plus utilisée est la gravure ionique réactive (Reactive Ion Etching : RIE) qui se distingue avec sa forte anisotropie, mais ne permet pas une bonne sélectivité sur silicium [31].
- Les gravures humides qui font appel à des solutions chimiques telles que l'hydroxyde de potassium (KOH) ou l'hydroxyde de tétraméthyle d'ammoniac (TMAH). Dans notre cas, on utilise ce dernier en solution diluée (25%) en TMAH pour éviter les contaminations en ions K^+ . Des précautions sont à prendre lors de la manipulation de cette solution cancérigène et inflammable.

L'oxyde fabriqué par AFM est assez résistant vis-à-vis de la gravure humide, ce qui rend la nanolithographie assistée par AFM adaptée à la fabrication de nanostructures sur silicium. La figure qui suit montre un exemple de la lithographie sur une structure de test.

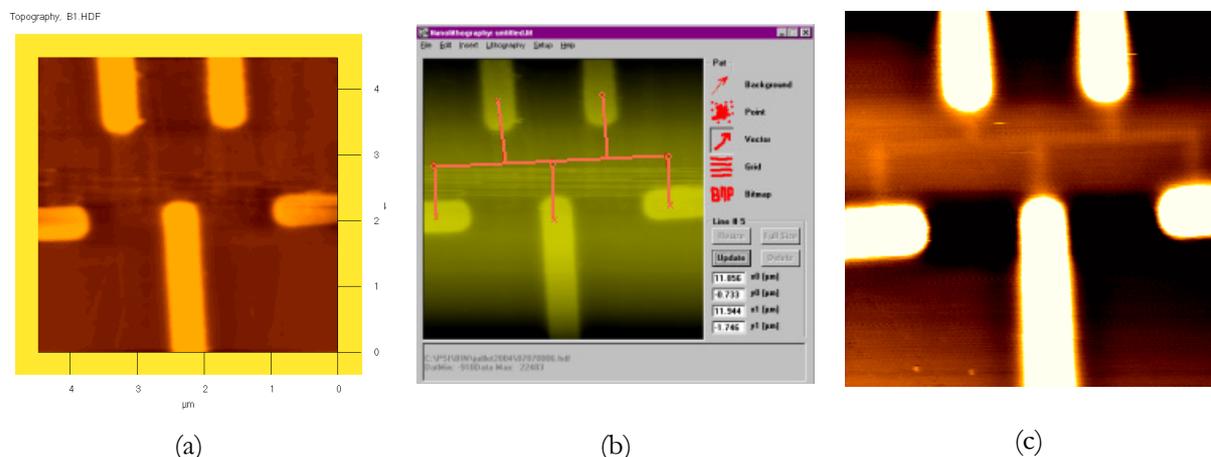


Fig.15. Génération du masque d'oxyde. (a) échantillon avant lithographie, (b) interface de la routine de lithographie : dessin du masque d'oxyde, (c) échantillon après lithographie.

Les plots de contact font $0,5 \mu\text{m}$ de large et 80 nm de haut, les lignes d'oxyde ont une largeur d'environ 100 nm et environ 1 nm de hauteur (les lignes d'oxyde ne sont visibles qu'avec un fort contraste, voir fig. 15(c)). Il est utile de souligner que la réalisation des lignes d'oxydes entre les plots de contact fournit des largeurs plus grandes que celles obtenues sur un substrat de silicium nu. En effet, à la traversée des marches abruptes des plots de contact (hauts de 80 nm), la pointe se détériore et voit grandir le rayon de courbure de son apex : la résolution diminue.

Après la réalisation de l'oxyde, on procède à l'attaque humide par TMAH pour développer le masque d'oxyde. La fin de la gravure est annoncée par le changement de couleur de l'échantillon du rose au vert. La gravure est ensuite arrêtée en plongeant l'échantillon dans un béccher d'eau désionisée. Un rinçage abondant à l'eau désionisée assure l'arrêt complet de la gravure et élimine toute trace résiduelle de TMAH.

La gravure humide par TMAH est très sélective vis-à-vis de l'oxyde de silicium puisque après l'attaque, l'épaisseur de l'oxyde reste invariante à 1 \AA près. Néanmoins, les plans (111) plus denses sont gravés moins vite que les plans (100), ce qui révèle l'angle 54.74° qui existe entre les deux plans (voir fig. 16). Il en résulte que la largeur des lignes augmente suivant la relation : $e=1,4 h$, où h est la hauteur de ligne et e l'élargissement de ligne dû à l'étape de gravure.

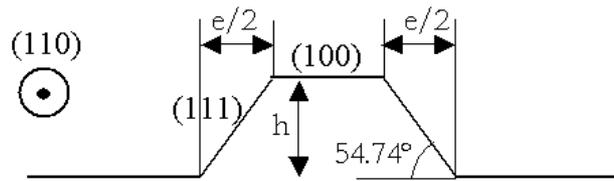


Fig.16. Profil de la gravure humide par TMAH du silicium.

Malgré le fait que l'attaque humide s'arrête sur l'oxyde quand le silicium aminci est gravé, il est important de contrôler cette étape en raison de la faible épaisseur du silicium aminci et de la présence du motif de test en silicium dégénéré.

En effet, pour une meilleure homogénéité de l'attaque, il faut amener la solution de TMAH à une température suffisante; d'un autre côté, pour un meilleur contrôle de la gravure, il faut que le temps d'attaque soit assez long afin de détecter, à l'œil nu, la disparition de la couche mince de silicium. Dans ce sens, nous avons étudié la cinétique de la gravure humide des films minces de silicium dopés N dans une solution à 25% de TMAH, la figure 17 présente la vitesse de gravure en fonction de la température pour trois niveaux de dopages $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et 10^{21} cm^{-3} .

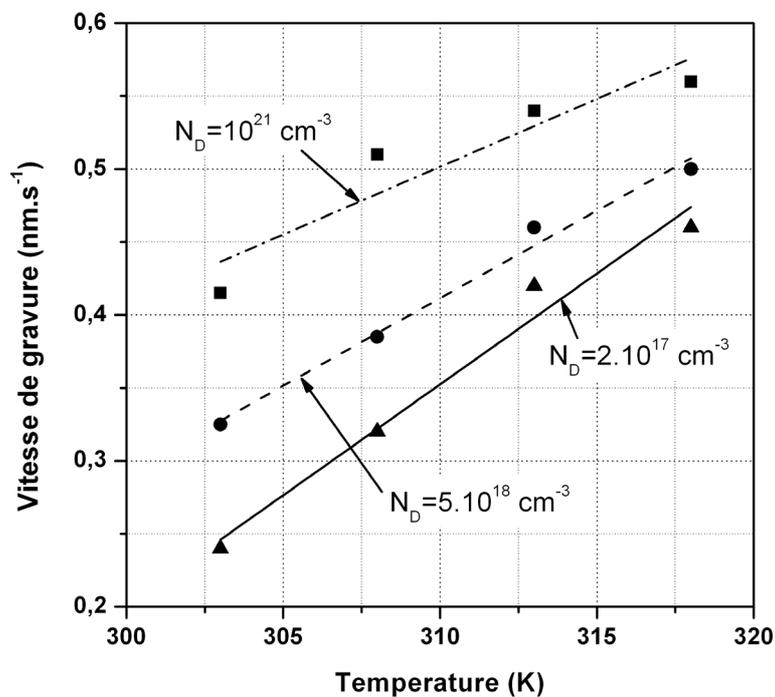


Fig.17. Vitesse de gravure, dans une solution à 25% de TMAH, de substrats de silicium dopés N (avec différents niveaux de dopage) en fonction de la température de la solution.

La figure montre que la vitesse de gravure dépend du niveau de dopage du silicium et de la température de la solution de TMAH. En effet, la vitesse de l'attaque humide augmente considérablement avec la température du TMAH dilué ; à titre d'exemple, augmenter la température de 300 à 315 K augmente la vitesse de gravure d'un facteur 2 pour un dopage de $2.10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

D'autre part, la gravure est plus rapide pour les forts dopages : le silicium dégénéré (10^{21} cm^{-3}) est gravé plus rapidement que le silicium faiblement dopé ($2.10^{17} \text{ cm}^{-3}$). Ceci signifie que les lignes de contacts en silicium dégénéré de notre structure de test seraient gravées lors de l'attaque humide.

Par cela, nous avons étudié l'influence de l'exposition des échantillons à l'air après la passivation en hydrogène vis-à-vis l'attaque humide. Sur la figure 18, nous présentons l'évolution du temps de gravure de films de 8 nm d'épaisseur de silicium de type N (avec les trois dopages de la figure 17), en fonction du temps d'exposition à l'air après le bain HF. La température de la solution de TMAH a été fixée à 40°C .

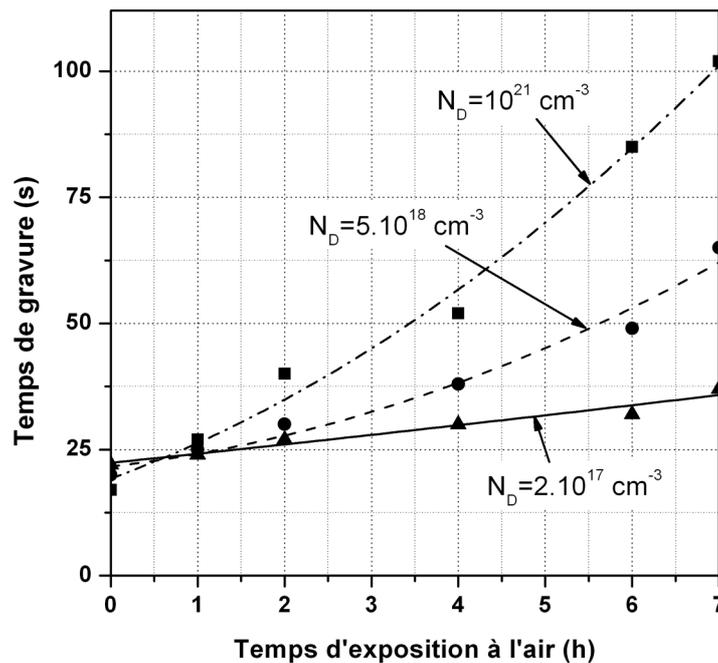


Fig.18. Temps de gravure, dans une solution à 25% de TMAH, de 8 nm de silicium dopé N (avec différents niveaux de dopage) en fonction du temps d'exposition à l'air après passivation en hydrogène.

Pour les trois dopages, nous pouvons noter que la gravure est d'autant plus lente quand les échantillons sont exposés à l'air. De plus, nous observons que plus le dopage est fort, plus le temps de gravure augmente. Ainsi, le silicium dégénéré s'oxyde à l'air plus vite que celui faiblement dopé. En effet, l'exposition des échantillons à l'air entraîne la formation d'une fine

couche d'oxyde natif, qui est gravée beaucoup plus lentement (1000 fois moins) que le silicium. Cette oxydation protège les lignes de contacts de la structure de test qui autrement seraient dissoutes plus rapidement (que le silicium aminci) dans le TMAH.

Compte tenu de cette étude, nous avons choisi d'effectuer la gravure humide avec une solution de TMAH à 40°C. La durée de la gravure du silicium aminci (à 8 nm) et faiblement dopé ($2.10^{17} \text{ cm}^{-3}$) de nos structures est d'environ 30 s. Les plots de contact sont rapidement oxydables à l'air libre, ce qui les préserve lors de l'attaque humide.

Sur la figure qui suit, nous illustrons la progression de la gravure humide de la couche mince de silicium, épaisse de 8 nm, qui permet d'obtenir un nanofil connecté. La gravure se manifeste par des bulles et un changement de couleur de l'échantillon, ce qui indique que la couche superficielle du silicium disparaît pour laisser à nu l'oxyde enterré du substrat SOI du départ.

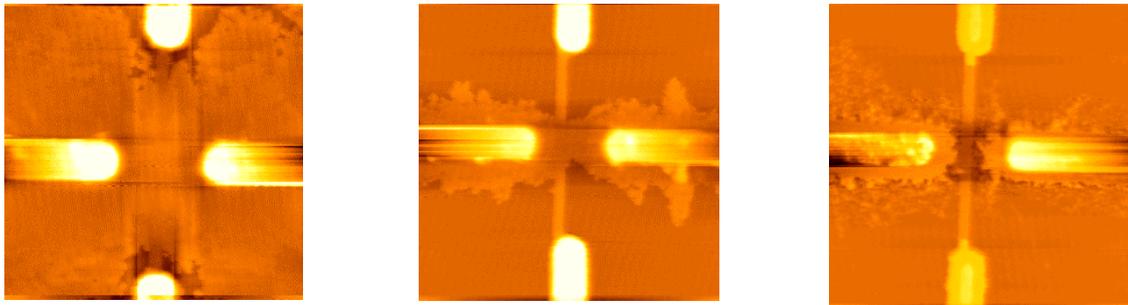


Fig.19. Illustration de la progression de gravure humide sur des couches minces de silicium d'épaisseur 8nm.

A proximité des doigts de contact, la gravure est naturellement plus délicate. La non-uniformité de la gravure est beaucoup plus visible sur les couches de 8 nm que sur celles de 15 nm, et peut être attribuée à des résidus de la résine utilisée pour l'étape d'implantation ionique (un débordement d'implantation des dopants en dehors des plots de contact aurait eu un profil plus régulier). Pour éliminer tout le silicium aminci non protégé par le masque, il est nécessaire de remuer l'échantillon latéralement pendant la gravure avant d'arriver au résultat de la figure suivante.

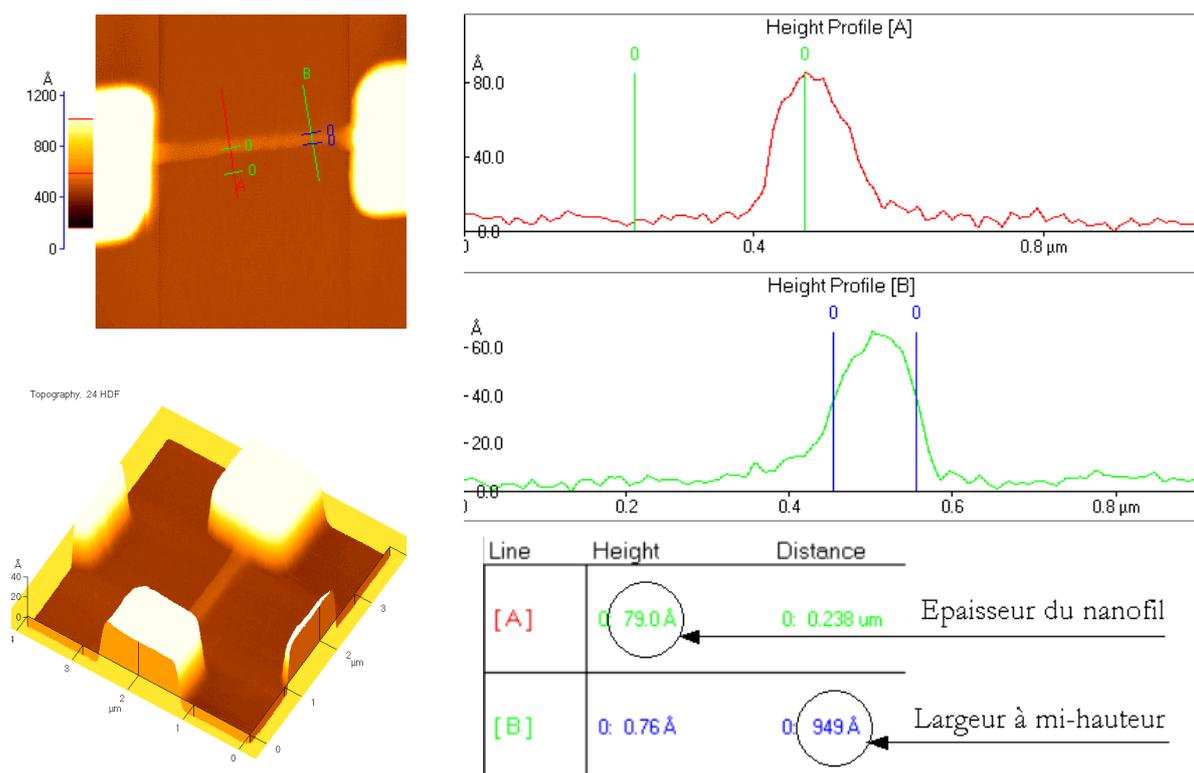


Fig.20. Profil et dimensions du nanofil connecté. Les images AFM à gauche montrent le nanofil de silicium connecté entre les doigts de silicium fortement dopé (le décalage vertical entre les plots de contact est dû à la dérive de notre AFM pendant l'imagerie). Les profils sur la droite fournissent les dimensions du nanofil.

Sur la figure 20, nous montrons un nanofil en silicium, sur une surface de silice, connecté entre les doigts de silicium fortement dopé. L'épaisseur du nanofil correspond à celle du film mince (8nm), sa largeur est d'environ 100 nm.

Le spectre de diffraction⁵ (fig. 21), réalisé par TEM (Microscope Electronique en Transmission), montre la bonne qualité cristallographique du silicium constituant le nanofil. Le paramètre de maille mesuré est 3.13 \AA , ce qui correspond au silicium monocristallin orienté (100).

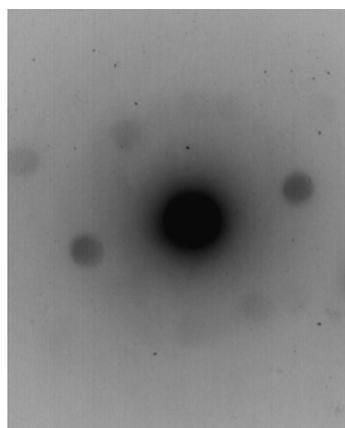
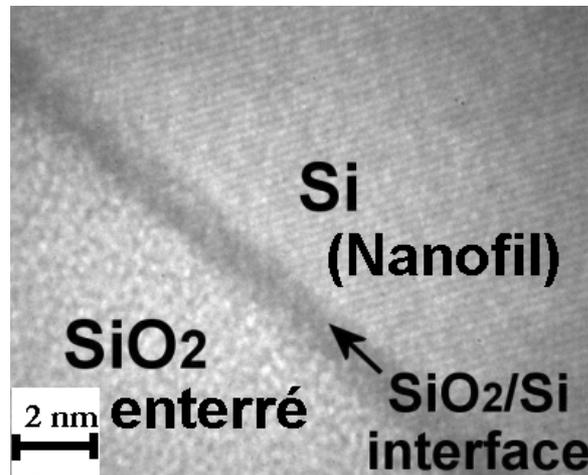


Fig.21. Spectre de diffraction obtenu sur un nanofil de silicium.

⁵ Sur le spectre, il y a 6 tâches de diffraction dont deux qui ne sont pas très visibles sur l'image.

D'autre part, l'image TEM de la figure 22 montre une coupe du nanofil fabriqué par AFM. On voit que la zone de transition à l'interface Si-SiO₂ s'étend sur quelques couches atomiques. Dans ce travail, on s'intéressera à la caractérisation électrique des nanofils avec deux épaisseurs caractéristiques de 8 nm et 15 nm.

Fig.22. Coupe TEM du nanofil fabriqué par lithographie AFM, et de son interface avec l'oxyde enterré.



➤ Microsoudure des échantillons.

Après la réalisation des nanofils connectés, l'échantillon est collé sur le support avec une laque conductrice à l'argent, (la face arrière du substrat massif est métallisée). Ensuite, les échantillons sont microsoudés, par chauffage local assisté par ultrasons, sur un support 8 contacts par l'intermédiaire d'un fin fil d'or de diamètre 50 μm . Cette étape est réalisée avec une microsoudreuse de type "wedge bonding" (Küliche and Sofa). Les paramètres à contrôler sont le temps, la puissance des ultrasons et la force de l'appui de sur le fil en or utilisé pour la microsoudure. La fiabilité des paramètres de la microsoudure est testée à l'aide d'une faible résistance en parallèle.

Par la suite nous allons présenter les mesures électriques effectuées sur les nanofils.

III. Caractérisation électrique des nanocircuits.

III.1. Introduction - transistor à effet de champ.

Avant de développer les mesures faites sur les nanofils, nous présentons d'abord une brève description du transistor à effet de champ et son principe de fonctionnement.

Un transistor à effet de champ est un dispositif de source de courant commandée en tension. Il est l'association de deux réservoirs de porteurs (ici des électrons), appelés zones de "source" et de "drain". Ces zones sont séparées d'un semiconducteur de type différent et isolé de la "grille" par un oxyde. La grille est conductrice (métallique ou semiconductrice très dopée se comportant comme un conducteur). Quand on applique une tension sur la grille, on forme le "canal" entre le drain et la source et on module la conductivité. Le courant I_{DS} passe à cause de la différence de potentiel entre la source et le drain.

La conduction dans un transistor MOS s'établit selon le type de canal. Dans le cas d'un MOSFET standard, le canal d'inversion se forme entre le drain et la source avec les porteurs minoritaires du substrat (voir fig. 23(a)). Dans ce cas, il faut appliquer sur la grille une tension suffisamment élevée pour les attirer vers le canal, sans quoi le transistor reste à l'état bloqué.

La technologie SOI permet d'élaborer un autre type de transistors à effet de champ, qui commence à être intégré dans la technologie MOS : le canal est fait d'une couche mince dopée du même type que la source et drain (voir fig. 23(b)). Il se comporte alors comme une résistance $n^+/n/n^+$ et l'application d'une différence de potentiel entre le drain et la source permet le passage du courant dans le volume du canal. Le transistor est à l'état passant. L'application d'une tension sur la grille permet d'augmenter la conduction dans le canal en attirant les électrons de la source et drain ou de bloquer le canal en repoussant les électrons vers la source et le drain. Le substrat massif sert uniquement de support mécanique pour le transistor.

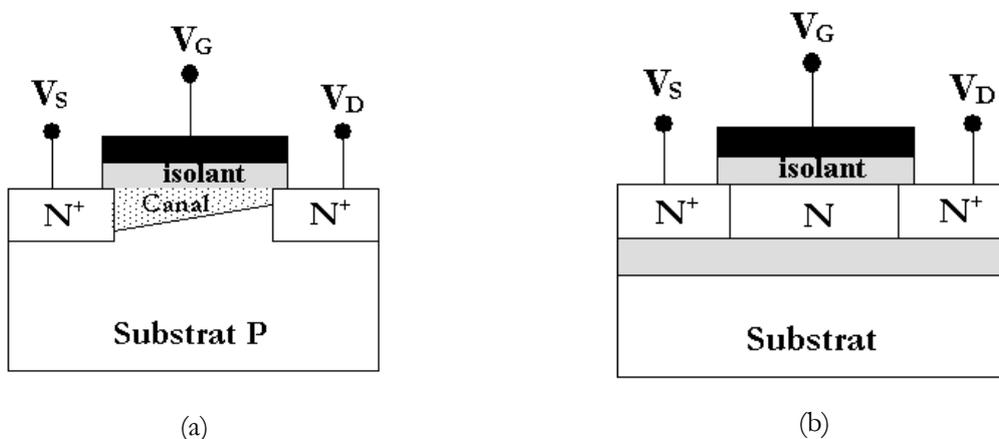


Fig.23. Vues en coupe de transistors MOS à canal N. (a) en technologie Si-bulk (canal d'inversion), (b) en technologie SOI (canal d'accumulation).

Dans le cas d'un transistor SOI idéal, la jonction $N^+/N/N^+$ présente un diagramme énergétique comme le montre la figure 24. Dans la zone N^+ , le niveau de Fermi est situé pratiquement au niveau de la bande de conduction, la différence de dopage entre les deux types de régions se traduit par la création d'une barrière de potentiel égale à $k_B T \ln(N^+/N_D) = 150 \text{ meV}$ (fig. 24(a)). L'application d'un potentiel négatif sur la source fait baisser les bandes d'énergie côté drain (fig. 24(b)), l'existence de la barrière entre la source et le canal empêche toutefois le passage d'électrons. Pour diminuer la hauteur de cette barrière, il faut appliquer une tension positive sur la grille (fig. 24(c)). Dans ce cas, les électrons se déplacent favorablement de la source vers le drain.

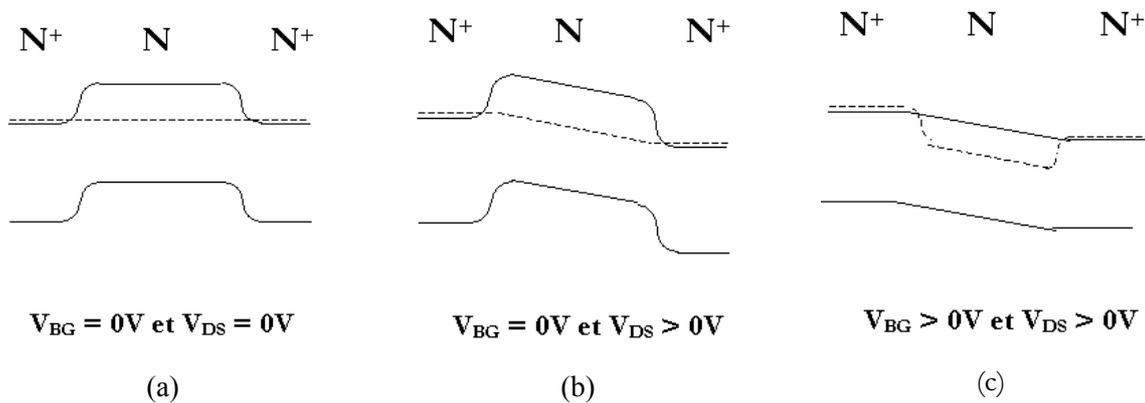


Fig.24. Diagramme de bandes de la jonction $N^+/N/N^+$ dans le cas idéal (en absence de défauts) pour différentes polarisations V_{DS} et V_{BG} : (a) à $V_{DS} = V_{BG} = 0V$, (b) à $V_{DS} > 0V$ et $V_{BG} = 0V$, (c) à $V_{DS} > 0V$ et $V_{BG} > 0V$.

Dans notre cas, la structure est analogue au MOS du deuxième type (voir fig. 25). Un nanofil en silicium (dopé N) est connecté à deux plots de contacts (N^{++}), l'un jouant le rôle de la source et l'autre celui du drain. La source est toujours connectée à la masse et la polarisation est directement appliquée sur le drain. Le substrat massif des échantillons que nous avons est en silicium type P ($N_A = 5.10^{14} \text{ cm}^{-3}$), sa face arrière est métallisée et il nous sert de grille (grille arrière) ou "Backgate" indexé BG dans la suite du document.

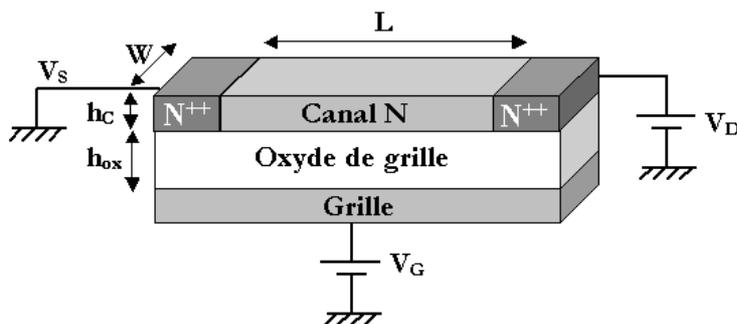


Fig.25. Structure du dispositif que nous avons utilisée, analogue à un transistor à effet de champ.

La conductance (inverse de la résistance) G dans le canal dépend de Q , la charge totale par unité de surface dans le canal. Q est la somme de deux composantes, l'une résistive (Q_0 due au dopage) et l'autre "capacitive" (Q_i induite par la polarisation de la grille à V_G) :

$$G = \frac{\mu_n \cdot W}{L} (Q_0 + Q_i) = \frac{\mu_n \cdot W}{L} (e \cdot N \cdot h_C + \epsilon_{OX} \cdot V_G / h_{OX}) \text{ où}$$

- μ_n est la mobilité des porteurs.
- W , L et h_C sont respectivement la largeur, la longueur et l'épaisseur du canal.
- e est la charge de l'électron.
- N est la densité des porteurs dans le canal.
- ϵ_{OX} et h_{OX} représentent respectivement la permittivité et l'épaisseur de l'isolant.

Afin de contrôler la conductance par la tension de grille, il faut que le deuxième terme soit prépondérant ($Q_i \gg Q_0$), c'est à dire : $V_G \gg e \cdot N \cdot h_C \cdot h_{OX} / \epsilon_{OX}$.

L'application de la tension de grille agit sur le potentiel de surface du semiconducteur (Ψ_s) à l'interface avec l'oxyde de grille et le dispositif à canal N fonctionne selon l'un des régimes :

- Accumulation pour $V_G > 0$ soit $\Psi_s > 0$: à l'interface canal/oxyde, la tension de grille induit une courbure des bandes vers le bas, ce qui entraîne une augmentation locale de la concentration des électrons.
- Déplétion (ou désertion) pour $V_G < 0$ soit $\Psi_s < 0$ ⁶ : une zone désertée positive (N_D), de largeur proportionnelle à $\Psi_s^{1/2}$, se forme à l'interface canal/oxyde.

Dans notre cas, le canal N est dopé $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, et l'oxyde de grille est épais ($h_{OX} = 400 \text{ nm}$). A titre indicatif, pour observer un effet de champ dans un canal mince d'épaisseur 15 nm , il faut que $V_G \gg 5.6 \text{ V}$.

Le montage utilisé pour les mesures est illustré dans la figure 26.

⁶ Quand $\Psi_s \ll 0$ (de l'ordre de -1 V dans le silicium), le dispositif entre dans le régime d'inversion, la concentration des trous devient localement supérieure à celle des porteurs majoritaires à l'interface canal/oxyde. Le régime d'inversion ne sera pas exploité lors de nos expériences.

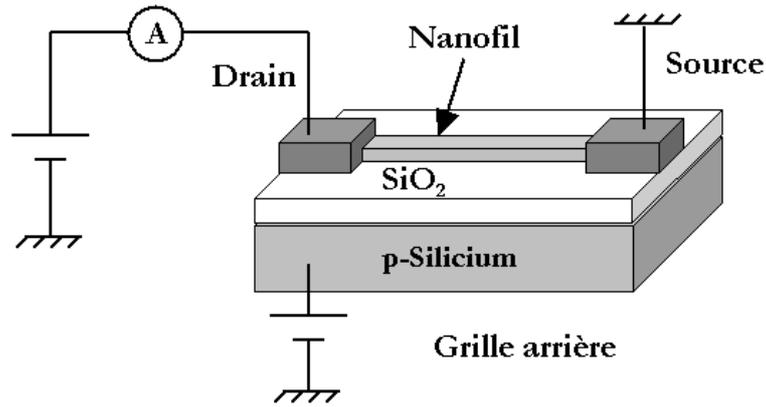


Fig.26. Montage expérimental pour les mesures électriques.

Les mesures électriques effectuées sur les nanofils ont été réalisées, avec un pico-ampèremètre HP4140B, à température ambiante ou à très basses températures, dans l'obscurité ou sous illumination. Afin de diminuer le bruit de mesure dans les courbes $I(V)$, les mesures ont été effectuées avec des temps d'intégration longs, adaptés au niveau du courant (266ms dans la gamme 10^{-2} à 10^{-10} A, 1066ms dans la gamme 10^{-11} A et 2133ms dans la gamme 10^{-12} A).

Nous présenterons dans un premier temps des mesures sur les nanofils d'épaisseur 15 nm où nous évoquerons le comportement du nanofil sous excitation optique. Par la suite nous présenterons les résultats des mesures pour des nanofils d'épaisseur 8 nm.

III.2. Mesures électriques sur les nanofils de 15 nm.

III.2.a. Mesures électriques sur un fil large.

Dans un premier temps, nous présentons la courbe $I_D(V_{DS})$ mesurée, à température ambiante et avec une polarisation nulle de la grille, pour un fil en silicium de dimensions $h=15$ nm, $W=725$ nm et $L=1\mu\text{m}$ et de dopage $N_D=2.10^{17}\text{cm}^{-3}$.

La figure ci-dessous montre le courant dans le canal à $V_{BG}=0\text{V}$. Le nanofil se comporte comme une résistance de $0.75\text{ G}\Omega$.

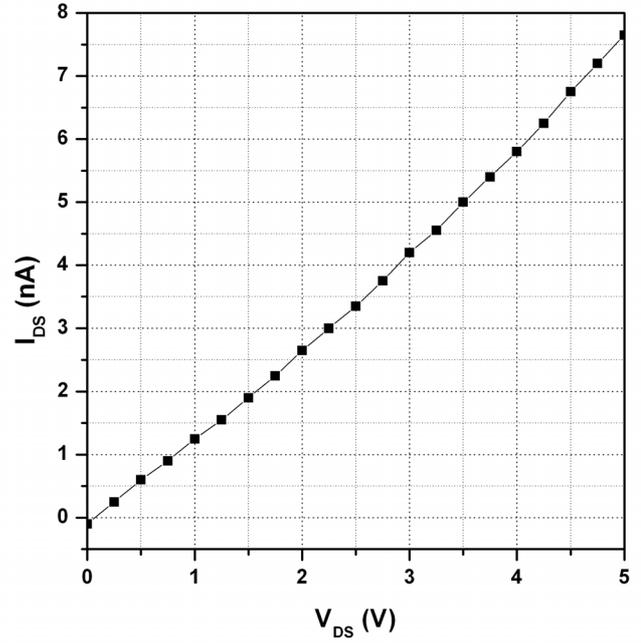


Fig.27. Caractéristique $I_{DS}(V_{DS})$ à $V_{BG} = 0\text{V}$.

En effet, en absence de polarisation sur la grille arrière, le courant I_{DS} s'écrit

$$I_{DS} = e.N_D.v_{drift}.W.h_C, \text{ où } v_{drift} = \mu_n E = \mu_n \frac{V_{DS}}{L} \text{ désigne la vitesse de dérive des électrons dans le}$$

canal. La conductance dans le nanofil est donc $G = \mu_n \cdot \frac{W}{L} e.N_D.h_C$.

En prenant $\mu_n = 10^3 \text{ cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$, la mobilité typique des électrons dans le silicium de ce dopage, l'estimation du courant drain-source à $V_{BG} = 0\text{V}$ est 10^4 fois plus grande que celui mesuré ($R_{CALCULÉE} = 0.06 \text{ M}\Omega$, $R_{MESURÉE} = 750 \text{ M}\Omega$). Ceci montre que nous sommes donc en régime de déplétion même si l'on ne polarise pas négativement la grille. Le potentiel de surface Ψ_s est donc négatif. Cette déplétion peut être causée par des charges négatives piégées à l'interface entre le nanofil et l'oxyde AFM ou dans l'oxyde lui-même. En effet, les défauts d'interface avec l'oxyde

AFM et dans l'oxyde introduisent des niveaux d'énergie dans la bande interdite de l'oxyde et peuvent donc capturer des électrons.

Cette hypothèse est confirmée par les mesures $I_D(V_{DS})$ que nous avons effectuées à différentes valeurs de la tension de grille, comme le montre la figure 28. L'application d'une tension positive sur la grille arrière engendre l'augmentation de la conductance. Dans la zone ohmique, la résistance du nanofil est de $0.25 \text{ M}\Omega$ pour $V_{BG}=45 \text{ V}$: le courant a donc augmenté de plus de 3 ordres de grandeur par rapport à $V_{BG}=0 \text{ V}$.

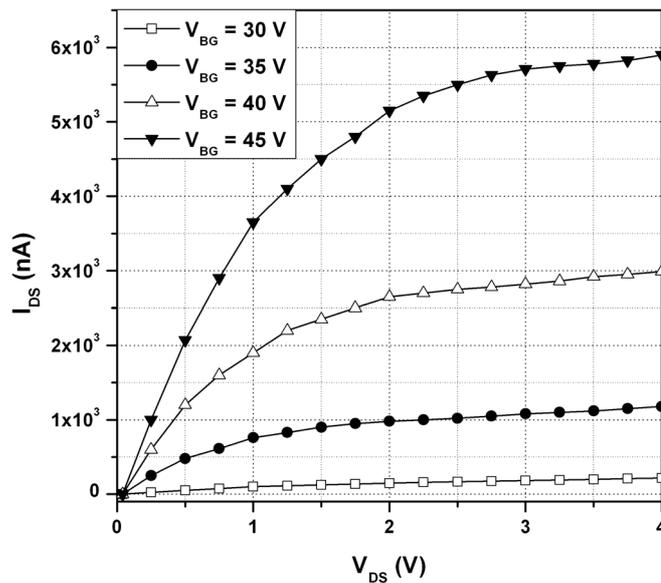


Fig.28. Caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$ à différentes polarisation de grille arrière.

En effet, une tension positive suffisante sur la grille permet de peupler le canal d'électrons et le nanofil devient conducteur. Les valeurs des tensions appliquées sur la grille sont élevées par rapport aux quelques volts appliqués sur la grille d'un MOSFET classique. Ceci est dû à la grande épaisseur de l'oxyde SOI, comme nous l'avons signalé plus haut (voir §III.1.). Le nanocircuit se comporte donc comme un dispositif à effet de champ.

La figure 29 illustre l'effet des charges piégées sur la structure de bandes du système source/canal/drain à $V_{DS} = V_{BG} = 0 \text{ V}$.

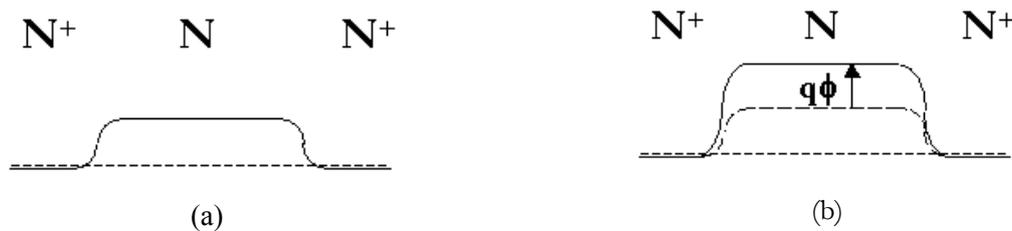


Fig.29. Illustration de la bande de conduction de la jonction $N^+/N/N^+$ à $V_{DS} = V_{BG} = 0 \text{ V}$ dans le cas idéal (en absence de défauts) : (a) en absence de charges piégées dans l'oxyde, (b) en présence de charges négatives piégées dans l'oxyde.

Cet effet réside dans le fait qu'à polarisations nulles, les charges négatives piégées introduisent une barrière de potentiel supplémentaire ($q\phi$) entre les zones N^+ et N , ce qui a pour effet de diminuer la concentration des électrons dans le canal selon l'expression $n = N_D \cdot \exp\left(\frac{-q\phi}{kT}\right)$.

Connaissant la résistance dans le nanofil, nous pouvons remonter à la concentration dans le canal et donc estimer la hauteur de barrière due aux charges piégées.

Les charges piégées dans l'oxyde fabriqué par AFM agissent comme le ferait une grille polarisée négativement et qui serait située au-dessus du canal. Ces charges provoquent donc la déplétion du canal qui se traduit par une grande résistance du nanofil. Compte tenu de la résistance à $V_{BG}=0V$, la hauteur de barrière due aux charges piégées est estimée à 240 meV.

En revanche, l'application d'une tension positive sur la grille arrière (fig. 28) permet de compenser, par influence, les charges négatives dans l'oxyde. La concentration des électrons dans le canal augmente : la résistance du nanofil diminue. A titre d'exemple, à $V_{BG}=45V$, la barrière de potentiel due aux charges piégées est réduite à environ 35.7 meV.

III.2.b. Effet de l'excitation optique.

L'effet des pièges d'électrons est confirmé par les mesures sous excitation optique. Dans cette section, nous avons étudié le comportement d'un nanofil de dopage $2.10^{17}cm^{-3}$ et de dimensions $h=15$ nm, $W=800$ nm et $L=1,3$ μm sous illumination par faisceau laser. Les mesures électriques ont été réalisées dans l'obscurité avec possibilité d'illumination du fil. Le schéma du dispositif expérimental est présenté dans la figure 30.

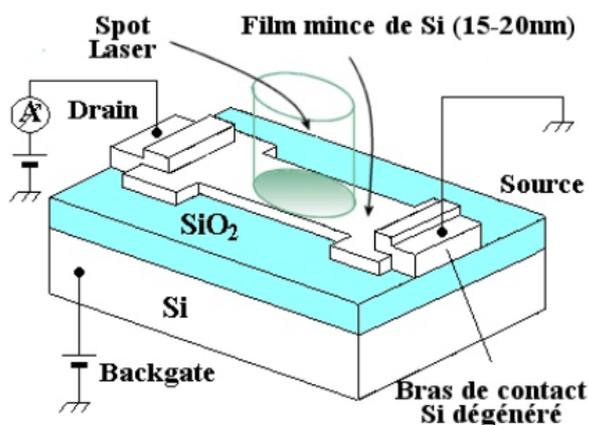


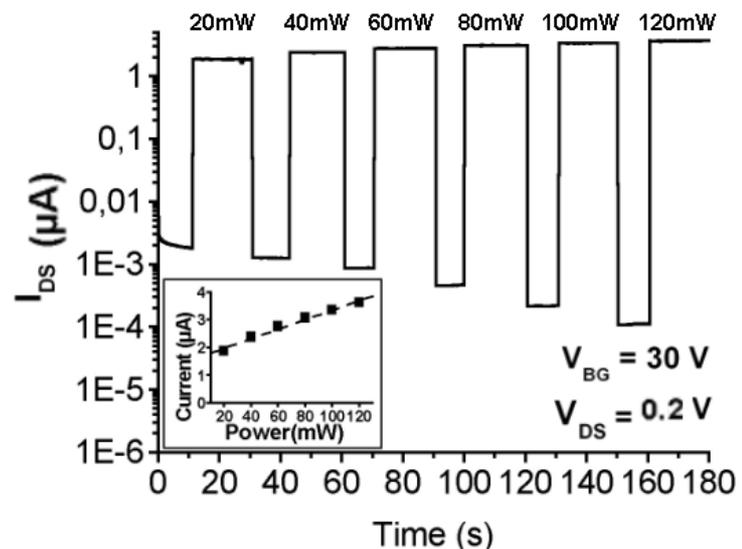
Fig.30. Dispositif expérimental utilisé pour les mesures électriques sous illumination.

Le film mince a été illuminé par un faisceau Laser Ar⁺ opérant dans le mode multi-raies aux longueurs d'onde principales $\lambda=488$ et 514 nm ce qui correspond à une énergie des photons $E_{ph}\sim 2,5eV$. Cette énergie est supérieure à celle de la bande interdite du silicium ($E_g\sim 1,12eV$).

Ainsi, des paires électrons-trous sont créées dans le film mince. Le faisceau laser peut-être focalisé sur l'échantillon et le spot laser couvre donc toute la surface du nanofil. La puissance du laser peut varier de $10\mu\text{W}$ à 1W .

L'expérience consiste à placer alternativement un nanofil sous illumination puis dans l'obscurité, chaque exposition lumineuse se fait à une puissance différente (20, 40, 60, 80, 100, 120 mW) et dure 20s. La polarisation du nanofil est constante pendant l'expérience ($V_{\text{DS}}=0,2\text{V}$ et $V_{\text{BG}}=30\text{V}$). La figure 31 rapporte les résultats de cette expérience.

Fig.31. Evolution temporelle de I_{DS} à $V_{\text{BG}} = 30\text{V}$ et $V_{\text{DS}} = 0,2\text{V}$ en fonction du temps pour différentes puissances de lumière (20, 40, 60, 80, 100, 120 mW).



Cette figure montre que le courant sous illumination est supérieur de 2 à 3 ordres de grandeur au courant dans l'obscurité. A chaque retour dans l'obscurité (après illumination), la conductivité diminue et entre le début et la fin de l'expérience, la conductivité a baissé d'environ une décade.

L'augmentation du courant sous illumination peut avoir deux origines : la génération d'un photocourant ou la génération des porteurs suite à l'échauffement du fil. La courbe réduite sur la figure précédente montre une dépendance linéaire entre le courant et la puissance incidente du laser, ce qui suppose que l'augmentation du courant sous illumination est due à la génération de photoporteurs dans le nanofil.

La diminution du courant après l'éclairage peut être expliquée, dans le cadre de notre modèle, par la présence de pièges dans l'oxyde.

La figure 32 montre la bande de conduction de la structure $\text{N}^+/\text{N}/\text{N}^+$. Le long du nanofil, les pièges induisent des fluctuations de potentiel.

L'absorption de la lumière procure aux électrons une énergie $E_{\text{ph}} \sim h\nu$. L'énergie des photons est supérieure à celle du gap E_{G} (1.12eV), ce qui entraîne la création d'électrons à haute énergie qui

peuvent passer dans l'oxyde et être piégés. Au retour dans l'obscurité, les charges négatives piégées dans l'oxyde créent une zone désertée dans le canal, le nanofil fonctionne donc en régime de déplétion et le niveau du courant diminue. Les charges piégées se comportent alors comme une tension de grille négative. A chaque illumination du nanofil, la densité d'états d'interface augmente ainsi que la déplétion du nanofil, le courant au retour dans l'obscurité diminue. Les fluctuations de potentiel de la bande de conduction le long du canal ont un effet sur le niveau de courant d'autant plus marqué que l'épaisseur du canal est faible : dans notre cas, la diminution du courant est d'une décade.

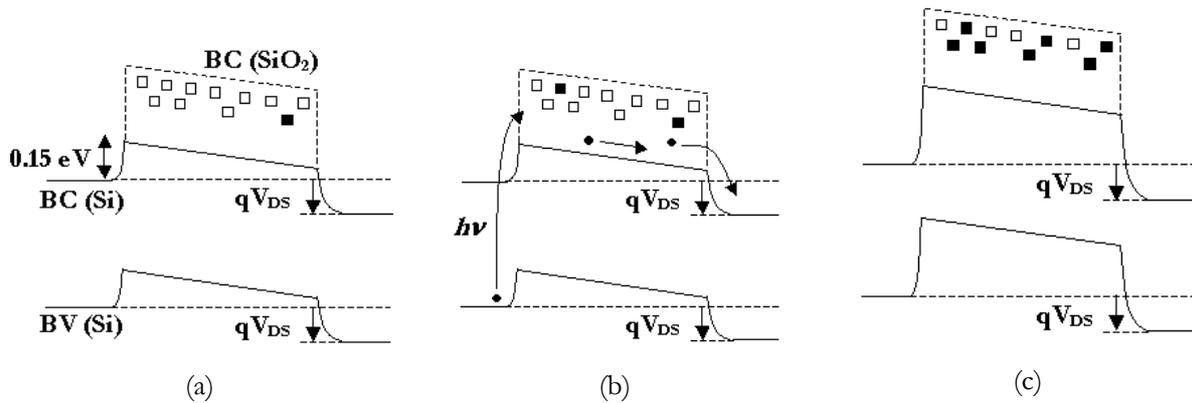


Fig.32. Illustration du diagramme de bandes le long du nanofil (a) avant l'excitation optique, (b) pendant l'excitation optique - piégeage des électrons dans l'oxyde et augmentation des hauteurs de barrière entre le canal et les source et drain, (c) après l'illumination – déplétion du canal par les charges piégées.

Toutefois, la diminution du courant dans l'obscurité, induite par l'éclairage, est réversible. L'effet se relaxe progressivement (voir fig. 33(a)) et le courant mesuré avant l'illumination est complètement rétabli après 24h.

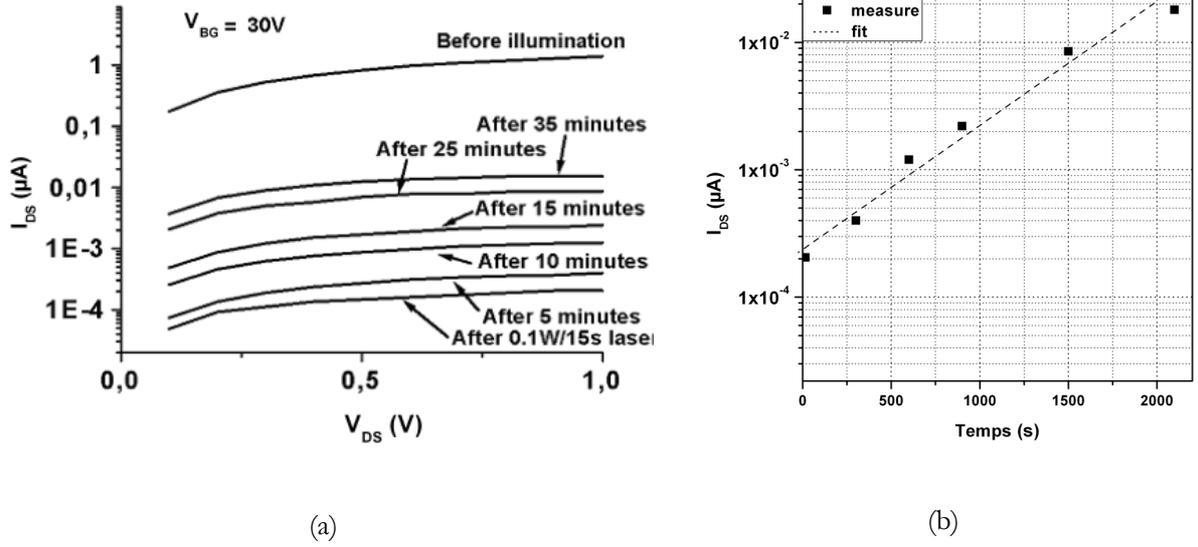


Fig.33. Courbes de relaxation du courant I_{DS} dans l'obscurité après l'illumination. (a) courbe $I_{DS}(V_{DS})$ avec $V_{BG} = 30V$, (b) courant I_{DS} en fonction du temps après retour à l'obscurité à $V_{DS} = 1V$ et $V_{BG} = 30V$.

La courbe (b) de la figure 33 montre l'évolution temporelle du courant dans l'obscurité à $V_{BG}=30V$ et $V_{DS} = 1V$, pendant les 35 premières minutes. Le lissage de cette courbe permet d'obtenir une augmentation du courant I_{DS} de la forme $I_0 \exp(t/\tau)$ avec $I_0 =$ et $\tau=840s$. La concentration des électrons dans le canal est proportionnelle à I_{DS} , elle augmente dans le temps suivant la même loi : $n \propto \exp(t/\tau)$.

Qualitativement, le dépiégeage des charges s'effectue par effet tunnel ou par activation thermique, la densité σ_T des charges piégées peut s'écrire de façon raisonnable : $\sigma_T = \sigma_0 \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right)$. Pour des

temps $t \ll \tau$, l'approximation $\exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \cong 1 - \frac{t}{\tau}$ nous conduit à une variation linéaire entre la concentration des états remplis de l'oxyde et le temps : $\sigma_T \propto 1 - \frac{t}{\tau}$.

D'autre part, la densité de charges piégées dans l'oxyde introduit une barrière de potentiel $q\phi \propto \sigma_T \propto 1 - \frac{t}{\tau}$. Or la concentration des électrons dans le canal s'écrit $n = N_D \cdot \exp\left(\frac{-q\phi}{kT}\right)$, on en

déduit que n augmente exponentiellement $n \propto \exp\left(\frac{t}{\tau}\right)$. On s'attend donc bien à une augmentation exponentielle du courant I_{DS} .

D'autre part, nous avons observé que l'application d'une tension négative sur la grille arrière permet d'accélérer le rétablissement de la conductivité dans l'obscurité (voir fig. 34).

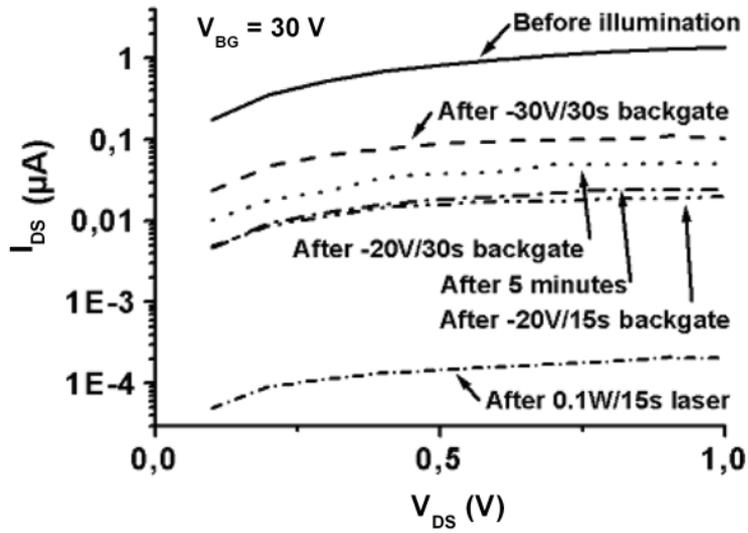


Fig.34. Courbe de relaxation du courant I_{DS} dans le noir après application de tensions négatives V_{BG} .

A titre d'exemple, l'application de $-20V$ pendant seulement $15s$ permet d'augmenter le courant de deux décades. Le dépiégeage des charges avec une tension négative sera discuté plus loin (§III.3.b).

III.3. Mesures électriques sur les nanofils de 8 nm.

III.3.a. Résultats de la caractérisation électrique.

Toutes ces mesures ont été effectuées à l'air libre et à température ambiante. Pour éviter, ou du moins pour la limiter la génération de photoporteurs, les mesures sont faites dans l'obscurité. On utilise le dispositif expérimental décrit précédemment (fig. 26).

Dans cette section, nous avons étudié le comportement d'un nanofil de dopage $2.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et de dimensions ($h=8 \text{ nm}$, $W=95 \text{ nm}$ et $L=2 \mu\text{m}$). Pour de telles dimensions, le nanofil comporte environ 300 atomes dopant. Avec un petit dopage et une épaisseur si faible, le nanofil devrait être plus sensible aux fluctuations du potentiel de surface. La figure 35 montre les courbes successives de courant drain-source en fonction de V_{DS} . La grille arrière est connectée à la masse (voir fig. 35, 1^{ère} mesure).

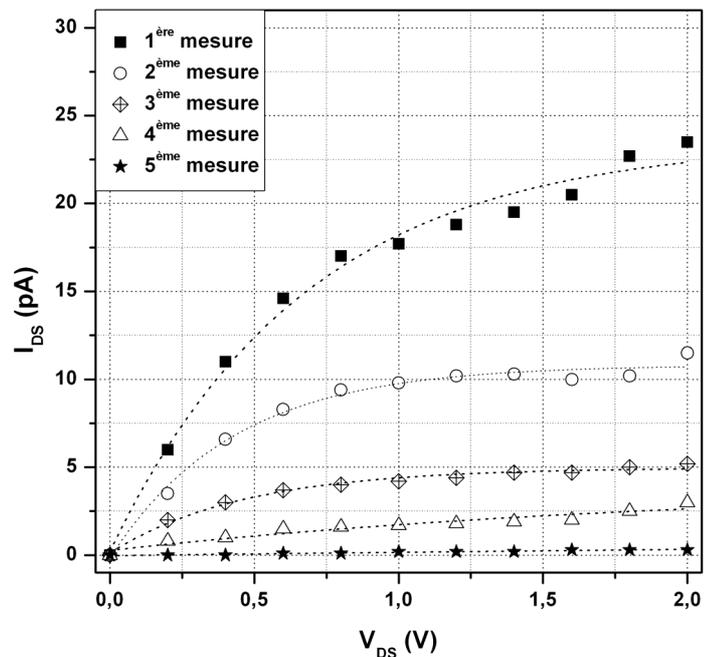


Fig.35. Evolution de la courbe $I_{DS}(V_{DS})$ à $V_{BG} = 0V$.

Dans ce cas, il existe un courant I_{DS} à $V_{BG} = 0V$. Compte tenu de son dopage et de sa section, la résistance calculée pour ce nanofil est d'environ $0,7 \text{ M}\Omega$ pour une valeur mesurée de près de $50 \text{ G}\Omega$. Le rapport $R_{\text{MESURÉE}} / R_{\text{CALCULÉE}}$ est d'environ 7.10^4 (contre 10^4 pour les nanofils de 15 nm d'épaisseur) : c'est un signe, de nouveau, que le nanofil est fortement déplété à cause des charges dans l'oxyde.

De plus, nous avons observé que dans ces nanofils, le niveau de courant diminue quand nous répétons la mesure $I_{DS}(V_{DS})$ à $V_{BG} = 0V$. Cette chute de courant conduit progressivement à la désertion complète du canal (voir fig. 35, 5^{ème} mesure).

Dans ce qui suit, nous avons effectué des mesures électriques sur le transistor avec des tensions positives sur la grille arrière pour une même excursion de V_{DS} . La figure 36 montre le réseau de caractéristiques correspondant.

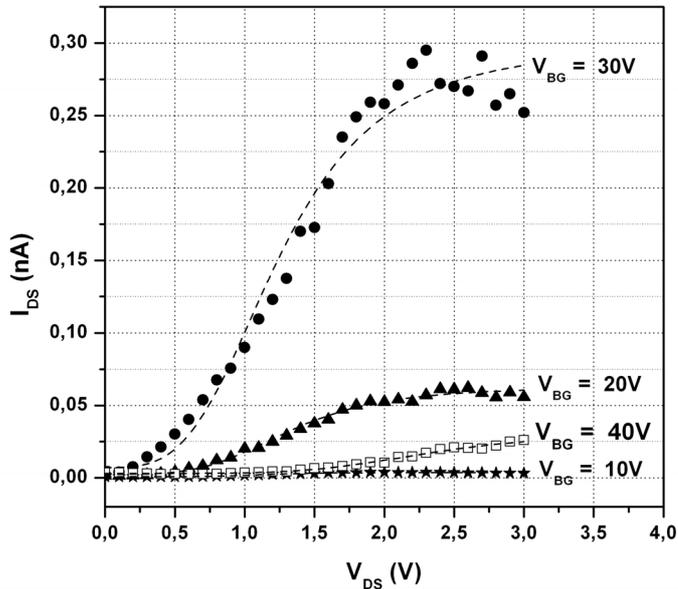


Fig.36. Caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$ pour différentes valeurs positives de V_{BG} .

Le niveau du courant I_{DS} augmente progressivement avec la tension appliquée sur la grille. La caractéristique présente une évolution ohmique puis une saturation suivant le champ électrique appliqué. Ceci correspond à la caractéristique d'un transistor MOS typique comme dans le cas précédent. Toutefois, après l'application de 30 V sur la grille, le niveau de courant chute considérablement alors que l'on s'attendait à avoir un courant plus élevé que celui à $V_{BG}=30V$. La variation du courant avec la tension de grille n'est pas monotone. Ceci ne peut pas être attribué à une diminution de mobilité des électrons qui serait due à l'échauffement. En effet les densités de courant en jeu sont trop faibles (de l'ordre de 40 A.cm^{-2}) pour observer cet effet.

Pour essayer de comprendre cet effet et les conditions de sa relaxation, nous avons fixé une valeur faible de la tension V_{DS} (50mV) et nous avons étudié la variation du courant I_{DS} en fonction de la tension appliquée sur la grille V_{BG} d'amplitude inférieure à 30V. La figure 37 résume les résultats de cette expérience.

Dans un premier temps, nous avons répété le balayage de la tension V_{BG} de 0 à 30 V et nous avons mesuré le courant I_{DS} en fonction de V_{BG} (1^{ère}, 2^{ème} et 3^{ème} rampe). Le courant a un caractère séquentiel similaire à un effet mémoire puisque son niveau est moindre à chaque balayage. Une attente de 30 min n'induit pas la relaxation du nanofil, la chute du courant persiste (4^{ème} et 5^{ème} rampe).

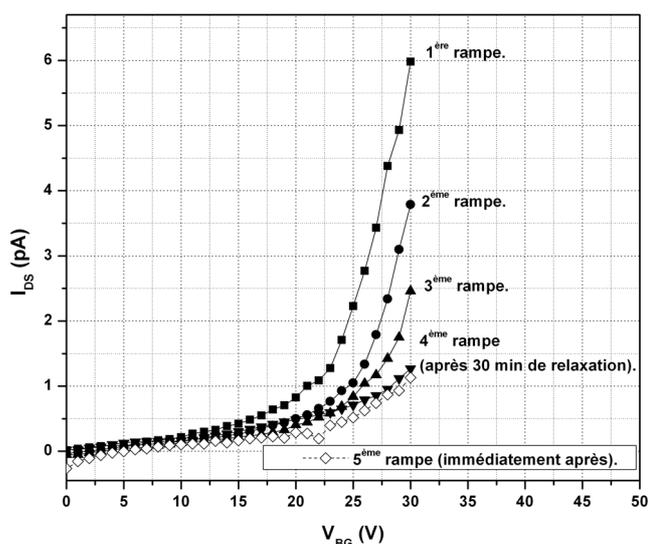
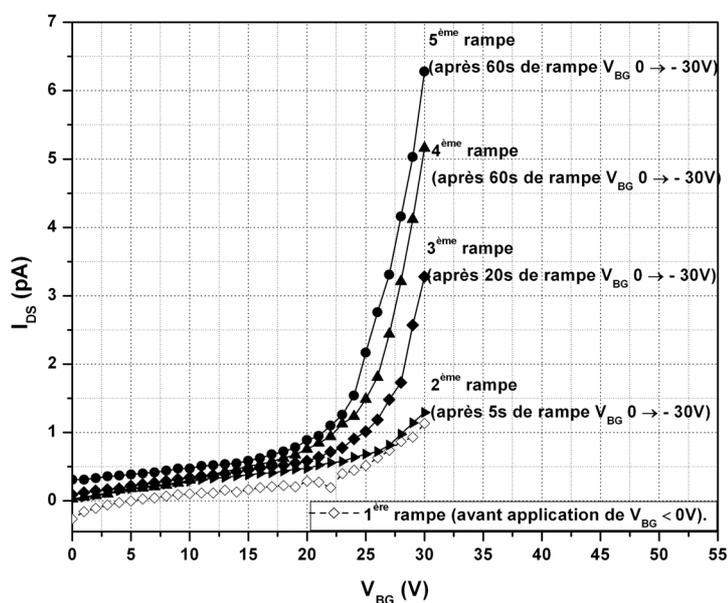


Fig.37. Evolution de la courbe $I_{DS}(V_{BG})$ à $V_{DS} = 50$ mV avec des rampes successives de V_{BG} et à température ambiante.

D'autre part, nous avons observé que l'application d'une tension V_{BG} négative entraîne la relaxation du courant comme le montre la figure 38. La 1^{ère} rampe correspond au niveau de courant mesuré précédemment (5^{ème} rampe de la figure 37). Nous avons mesuré le courant $I_{DS}(V_{BG})$ après application de rampes négatives ($0 \rightarrow -30$ V) de V_{BG} avec différentes vitesses de balayage.

Fig.38. Relaxation du courant $I_{DS}(V_{BG})$ à $V_{DS} = 50$ mV et à température ambiante, après application de tensions négatives V_{BG} .



L'application de rampes négatives de tension sur la grille arrière permet d'augmenter graduellement la conductivité du nanofil ; l'itération de la manipulation permet le rétablissement complet du courant (5^{ème} rampe). La diminution du courant est donc un effet réversible sous l'application d'une tension négative sur la grille arrière.

Nous pouvons en conclure que le piégeage et le dépiégeage des charges dans l'oxyde en polarisation directe sont directement liés aux durées respectives des rampes positives et négatives de la tension V_{BG} . Nous rapportons sur la figure 39 les caractéristiques de I_{DS} à $V_{DS}=50\text{mV}$ et $V_{BG}=30\text{V}$ en fonction des durées totales d'applications des polarisations positives (courbe A) et négatives (courbe B).

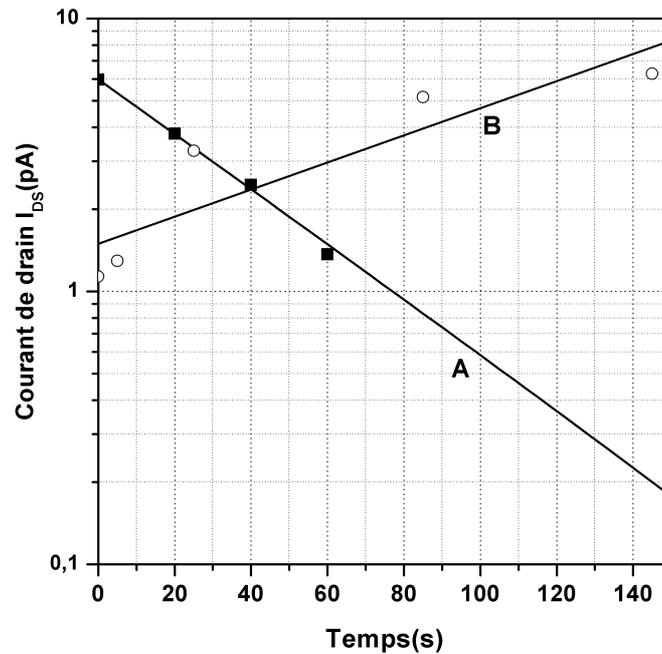


Fig.39. Evolution temporelle de l'amplitude du courant I_{DS} à $V_{BG} = 30\text{ V}$ et $V_{DS} = 50\text{ mV}$. La courbe A représente I_{DS} en fonction de la durée d'application de rampes positives de V_{BG} , la courbe B correspond l'évolution de I_{DS} avec la durée des rampes de V_{BG} négatives.

Le dispositif est similaire à une cellule mémoire dont les opérations d'écriture et d'effacement sont réalisées par polarisation de la grille arrière, néanmoins les temps d'accès sont très élevés ($>100\text{s}$).

III.3.b. Discussions.

Les effets que nous avons observés sont liés à la différence entre le cas idéal et le cas réel d'un transistor FET à canal mince. D'après notre modèle, cette différence (voir fig. 40) réside dans l'existence des pièges dans l'oxyde pouvant attraper des électrons.

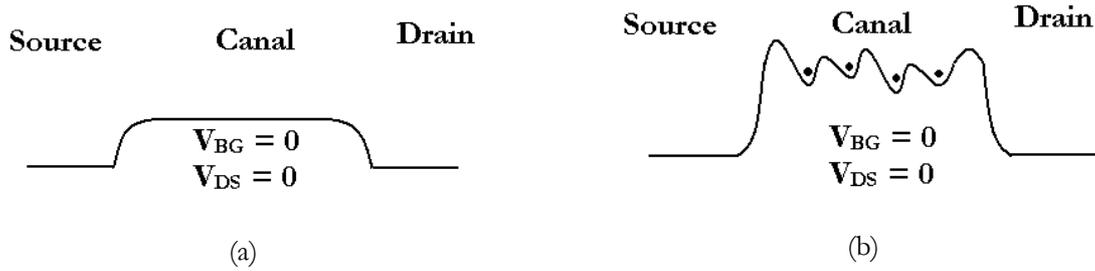


Fig.40. Illustration des bandes de conduction le long du nanofil à $V_{DS} = V_{BG} = 0V$, (a) en absence de défauts d'interface (cas idéal), (b) avec des états dans l'oxyde susceptibles de capturer des charges négatives (cas réel).

Précédemment, nous avons observé à $V_{BG}=0V$, que le niveau de courant mesuré est inférieur au niveau attendu, pour les deux épaisseurs du canal (fig. 27 et fig. 35), ce qui indique ainsi que le nanofil est en régime de déplétion et qu'il y a une quantité non négligeable de charges piégées.

A faible V_{DS} , nous avons observé que la conductivité du nanofil chute au fur et à mesure qu'on répète la mesure $I_{DS}(V_{BG})$ pour des tensions positives sur la grille. La figure 41 illustre le modèle de piégeage des électrons pour de faibles polarisations drain-source.

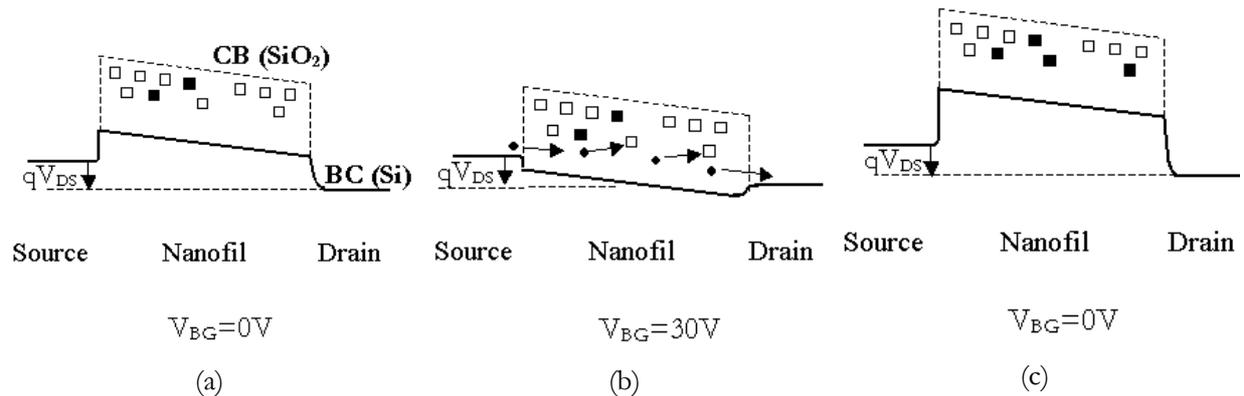


Fig.41. Illustration de la déplétion progressive du nanofil d'épaisseur 8nm à $V_{DS} > 0V$. (a) à $V_{BG} = 0V$ des charges sont présentes dans les pièges de l'oxyde (b) à $V_{BG} > 0V$ le passage des électrons provoque le piégeage des charges supplémentaires, (c) les charges piégées augmentent la barrière de potentiel vue par les électrons de provoquant ainsi la désertion complète du nanofil.

L'application d'une tension positive sur la grille permet de baisser les bandes de conduction dans le canal.

Quand on applique une tension positive sur la grille, la bande de conduction du canal se s'abaisse par rapport à la source, ce qui favorise le transit des électrons de la source au drain. Certains se trouvent piégés à l'interface avec l'oxyde ou dans le volume de ce dernier (fig. 41(b)). Les électrons s'accumulent ainsi dans les pièges, ce qui a pour effet d'augmenter la hauteur de la barrière source-canal, et dépléter davantage le canal (fig. 41(c)). Ainsi, la répétition des rampes

positives de tension de grilles a pour effet le piégeage cumulatif des électrons à chaque rampe jusqu'à la déplétion totale du nanofil.

D'autre part, nous avons observé sur les nanofils de 8 nm une chute du courant quand nous répétions les mesures $I_{DS}(V_{DS})$ à $V_{BG}=0V$ (voir fig. 35). Ceci s'explique par le fait qu'à chaque répétition de la mesure $I_{DS}(V_{DS})$, le passage du courant dans le canal provoque le piégeage de charges supplémentaires dans l'oxyde (Fig. 42(b)), ce qui a pour effet l'augmentation de la barrière vue par les électrons de la source et de la zone de charges d'espace. Au bout de quelques mesures, le nanofil est isolant.

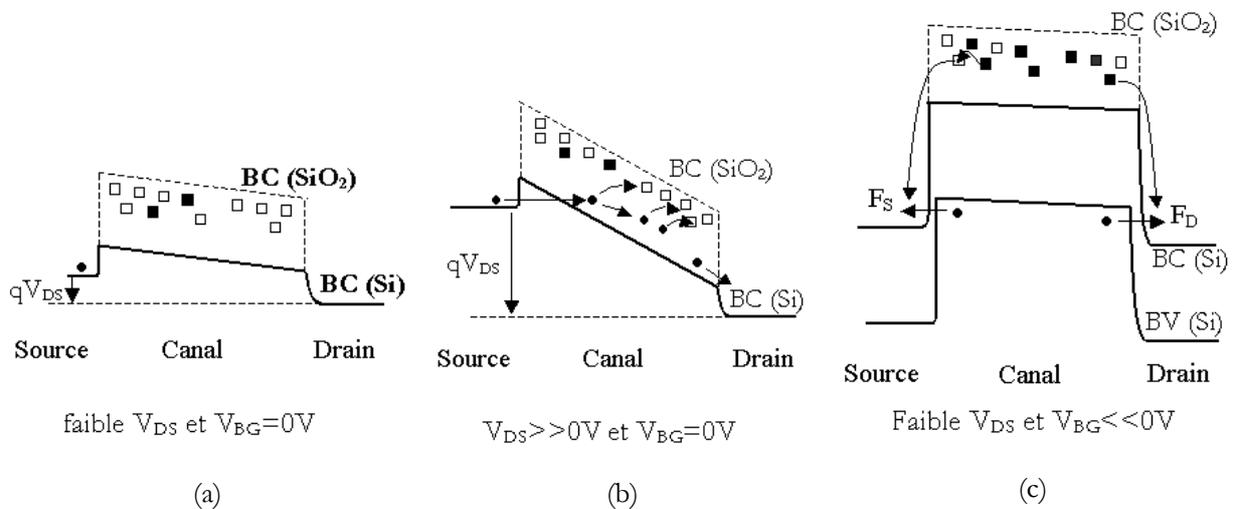


Fig.42. Illustration des bandes d'énergie le long du nanofil et les pièges dans l'oxyde. (a) faible conductivité à faible $V_{DS} > 0$ et $V_{BG} = 0$, (b) Piégeage des charges par effet tunnel à fort $V_{DS} \gg 0$ et $V_{BG} = 0$, (c) relaxation des charges piégées à faible $V_{DS} > 0$ et fort $V_{BG} < 0$.

Le piégeage de charges dans l'oxyde est un effet réversible, le rétablissement du courant se fait par application d'une tension négative sur la grille (voir fig. 38). A $V_{BG} < 0V$ (Fig. 42(c)), la bande de conduction du nanofil augmente et empêche les électrons de la source de passer dans le canal. Néanmoins, les électrons piégés dans l'oxyde possèdent des énergies favorables à leur passage dans la source et drain, ce qui provoque l'évacuation des pièges et le rétablissement du courant. La relaxation des pièges peut être accompagnée par des transferts de trous provenant de la bande de valence du nanofil.

Afin de confirmer ce modèle, nous avons effectué, sur le nanofil de 8 nm d'épaisseur, une série de mesures $I_{DS}(V_{BG})$ à faible champ longitudinal ($V_{DS} = 50$ mV) pour des tensions négatives de la grille après application d'une tension positive, afin d'observer ce qui se produit lors du dépiégeage des charges (voir fig. 43) :

- 1- Dans un premier temps, nous avons appliqué une rampe positive de V_{BG} inférieure à la valeur de 30V au delà de laquelle nous avons observé la chute de conductivité (voir Fig. 36).
- 2- Ensuite nous avons effectué la mesure $I_{DS}(V_{BG})$ pour une rampe négative sur la tension de grille (courbe A de la figure 43(a)).
- 3- Nous répétons la même mesure $I_{DS}(V_{BG})$ à $V_{BG} < 0$ immédiatement après (courbe B de la figure 43(a)).

Cette manipulation a été ensuite reproduite par la suite, la figure 43(b) présente les courbes I-V obtenues : la courbe C a été réalisée après application d'une rampe $0 \rightarrow 30V$ sur la grille et la courbe D a été effectuée immédiatement après la courbe C.

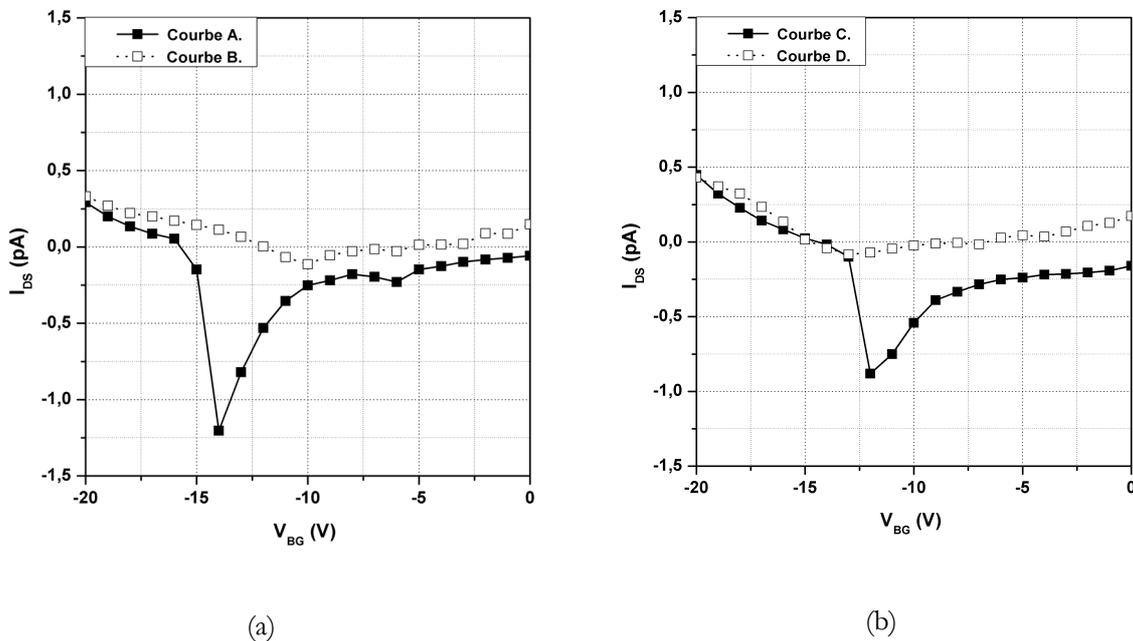


Fig.43. Evolution des courbes $I_{DS}(V_{BG})$ à température ambiante et à $V_{DS} = 50$ mV, pour $V_{BG} < 0V$ après application de $V_{BG} > 0V$. (a) la courbe A présente la courbe I-V effectuée après la rampe positive ($0 \rightarrow 30V$) de V_{BG} , la courbe B a été réalisée directement après la courbe A. (b) la caractéristique C effectuée juste après la rampe positive de V_{BG} , montre la reproductibilité du pic négatif du courant qui disparaît dans le balayage suivant (courbe D).

Dans un premier temps, nous avons observé l'allure de la courbe juste après l'application d'une rampe positive de tension sur la grille. La courbe présente un net pic de courant de valeur négative, ce qui présente un résultat paradoxal car $V_{BG} < 0V$. Lors du balayage suivant, la courbe présente un courant nul et le pic de courant négatif n'est pas observé. La répétition de cette manipulation met en évidence la reproductibilité du pic de courant systématiquement quand la grille a été polarisée positivement au préalable.

Le pic du courant I_{DS} peut être expliqué dans le cadre du modèle précédent par l'évacuation des charges piégées dans les régions de drain et source.

Pour des tensions élevées appliquées sur la grille, la forte déplétion du nanofil peut entraîner le régime d'inversion, la conductivité du canal devient du type P. Des électrons de la bande de valence du nanofil peuvent alors passer dans les bandes de conduction de la source et drain par un mécanisme de tunnel bande à bande. Les flux de charges F_S et F_D (voir Fig. 42(c)) correspondants aux charges évacuées respectivement dans la source et le drain dépendent de la distribution des charges piégées, le pic négatif de courant de drain peut être expliqué par une asymétrie dans l'évacuation des charges (plus d'électrons qui s'évacuent par la source que par le drain).

Les mesures précédentes confirment le modèle à une dimension que nous avons présenté.

III.3.c. Mesures électriques à basses températures.

A très basses températures ($T=4.4K$), nous avons effectué une série de mesures $I_{DS}(V_{BG})$ pour différentes gammes de la tension de grille arrière. La figure 44 montre une caractéristique à basse température.

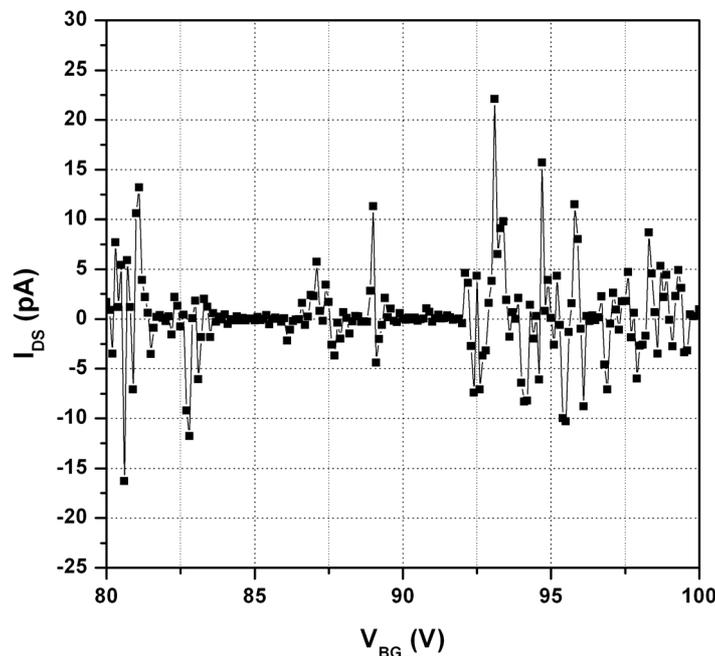


Fig.44. Caractéristique $I_{DS}(V_{BG})$ à $V_{DS} = 50$ mV et $T=4.4K$ pour le nanofil d'épaisseur 8 nm.

Les oscillations de Coulomb (voir annexe D) dans le nanofil se produisent pour des tensions de grille non reproductibles, les pics de courant sont décalés d'une mesure à l'autre à cause du

changement de configuration des pièges à l'interface. D'autre part, elles présentent des valeurs négatives de I_{DS} qui ne peuvent correspondre qu'à des états transitoires comme nous l'avons déjà observé à température ambiante.

IV. Conclusions.

Dans ce chapitre, nous avons exposé la technique de fabrication de nanocircuits, à partir de substrats SOI, par lithographie assistée par AFM. Cette technique nous a permis de fabriquer des nanofils connectés d'une centaine de nanomètres de largeur en mode contact. La technique permet de réaliser des nanofils connectés de 50 nm en mode intermittent. L'étude de la cinétique de formation d'oxyde selon la tension appliquée entre la pointe AFM et l'échantillon pour différentes vitesses d'écriture a permis de contrôler les paramètres de la nano-oxydation et les dimensions du masque d'oxyde. Le développement du nanocircuit se fait par gravure humide dont la cinétique a été étudiée pour déterminer le temps d'attaque et la température de la solution de la gravure.

Les nanofils conçus avec cette technique conserve les mêmes propriétés cristallines et le même dopage que le silicium superficiel du substrat SOI.

Néanmoins, la lithographie assistée par AFM est un processus électrochimique, et l'oxyde résultant de la nono-oxydation peut contenir des ions outre les liaisons pendantes et peut capturer des charges. Les mesures électriques ont révélé une conductivité de canal plus faible que pour un fil massif de même dopage (de 10^4 et 7.10^4 respectivement pour des épaisseurs de 15 et 8 nm). Ceci est dû au piégeage de charges d'autant plus efficace quand on diminue l'épaisseur du canal de 15 nm à 8 nm. D'autre part, nous avons vu que le piégeage des charges peut être induit suite à une excitation optique.

L'existence des charges piégées affecte le courant dans le canal, elle est fortement ressentie quand le canal est ultramince. En effet, la déplétion du canal est d'autant plus importante que la densité des pièges occupés est grande et on arrive à expliquer la chute de conductivité par le piégeage.

D'autre part, chaque mesure électrique change la configuration des charges piégées, ce qui change l'état des fluctuations du potentiel de surface. A très basses températures, nous avons effectué une série de mesures $I_{DS}(V_{BG})$ pour différentes gammes de la tension de grille arrière. Les oscillations de coulomb dans le fil sont observées pour des valeurs non reproductibles de la tension de grille arrière, et présentent des courants I_{DS} circulant en sens inverse de celui imposé par la direction de V_{DS} comme nous avons déjà l'observé à température ambiante.

Le piégeage des charges est un effet réversible. Le dépiégeage peut être accéléré par l'application d'une tension négative sur la grille arrière du dispositif, qui pour effet d'évacuer les charges piégées par les zones de drain et source.

La présence de deux interfaces nanofil/oxyde enterré et nanofil/oxyde AFM induit l'existence de centres de piégeage pour les porteurs majoritaires. Chaque interface est susceptible de créer une

zone désertée. La compréhension du transport électronique dans ces conditions est très délicate car elle nécessite le découplage des effets de ces deux interfaces. Pour ce faire, il serait utile de passiver le nanofil après la gravure humide et l'encapsuler avec un oxyde chimique.

En terme de perspectives, nous pouvons penser à la fabrication de masque directement par implantation ionique (dans le silicium aminci) comme alternative à la nano-oxydation par AFM. En effet, la gravure humide par TMAH du silicium type N étant sélective par rapport au le type P, nous avons essayé de fabriquer, sur les mêmes structures de test, des masques de silicium dopé P par implantation de gallium avec un Faisceau d'Ions Focalisés ("Focused Ion Beam" : FIB). L'énergie d'implantation minimale pour le FIB disponible est de 30 keV. Elle était trop élevée et a causé l'arrachage de la zone bombardée. Néanmoins, la technique pourrait être une perspective pour la réalisation des nanofils de silicium avec une grande résolution latérale (~50 nm).

Afin de favoriser la conductance dans les transistors à canal ultramince, l'utilisation des substrats très dopés peut s'avérer nécessaire. En effet, une augmentation du dopage de deux décades réduirait la zone de charges d'espace d'une décade.

Cependant, travailler sur des substrats avec des dopages élevés requiert :

- Des implantations ionique à forte dose, ce qui peut nuire à la cristallinité du silicium constituant le canal. En effet, des simulations d'implantation à fortes doses ($\cong 10^{14} \text{ cm}^{-2}$) sur du silicium d'épaisseur inférieure à 7 nm ont montré que la probabilité d'amorphisation est très grande [32].
- Une augmentation des tensions de la grille arrière ou une diminution de l'épaisseur de l'oxyde de grille, pouvant générer des courants de fuite importants.

Outre le challenge technologique, la diminution des tailles donne naissance à des anomalies dans les composants. La sensibilité des transistors à canal ultramince aux défauts d'interface semble compromettre le transport électronique, ce qui nécessite une bonne maîtrise de fabrication d'oxyde.

REFERENCES

- [1] G. Binning, H. Rohrer, C. Gerber, E. Weibel, "Surface studies by scanning tunneling microscope", *Phys. Rev. Lett.* **49**, p. 57 (1982).
- [2] G. Binning, H. Rohrer, C. Gerber, E. Weibel, "7x7 reconstruction on Si(111) resolved in real space", *Phys. Rev. Lett.* **50**, p. 120 (1983).
- [3] J.A. Stroscio, R.M. Feentra, A.P. Fein, "Local state density and long-range screening of adsorbed oxygen atoms on the GaAs(110) surface", *Phys. Rev. Lett.* **58**, p. 1668 (1987).
- [4] R.M. Feentra, J.A. Stroscio, J. Tersoff, A.P. Fein, "Atom-selective imaging on the GaAs(110) surface", *Phys. Rev. Lett.* **58**, p. 1192 (1987).
- [5] G. Binning, C.F. Quate, C. Gerber, "Atomic force microscope", *Phys. Rev. Lett.*, **56**, p. 930 (1986).
- [6] F.J. Giessibl "Atomic resolution of the Silicon (111)-(7x7) surface by atomic force microscopy", *Science* **267**, p. 68 (1995).
- [7] C. Barth, M. Reichling "Imaging the atomic arrangements on the high-temperature reconstructed α -Al₂O₃(0001) surface", *Nature* **414**, p. 54 (2001).
- [8] J.A. Dagata, J. Schneir, H.H. Harary, C.J. Evans, M.T. Postek, J. Bennet, "Modification of hydrogen-passivated silicon by a scanning tunnelling microscope operating in air", *Appl. Phys. Lett.* **56**, p. 2001 (1990).
- [9] C.R.K. Marrian, E.A. Dobisz, J.A. Dagata, "Electron-beam lithography with the scanning tunnelling microscope", *J. Vac. Sci. Technol. B* **10**, p. 2877 (1992).
- [10] M. Ishibashi, S. Heike, H. Kajiyama, Y. Wada, T. Hashizume, "Characteristics of nanoscale lithography using AFM with a current-controlled exposure system", *Jpn. J. Appl. Phys.* **37**, p. 1565 (1998).
- [11] E.S. Snow, D. Park, P.M. Campbell, "Single-atom point contact devices fabricated with an atomic force microscope", *Appl. Phys. Lett.* **69**, p. 269 (1996).

- [12] B. Irmer, M. Kehrle, H. Lorenz, J.P. Kotthaus, "Fabrication of Ti/TiO_x tunneling barriers by tapping mode atomic force microscope induced local oxidation", *Appl. Phys. Lett.* **71**, p. 1733 (1997).
- [13] E.S. Snow, P.M. Campbell, "AFM fabrication of sub-10-nanometer metal-oxide devices with in situ control of electrical properties", *Science* **270**, p. 1639 (1995).
- [14] J. Shirakashi, M. Ishii, K. Matsumoto, N. Miura, M. Konagai, "Surface modification of niobium (Nb) by atomic force microscope (AFM) nano-oxidation process", *Jpn. J. Appl. Phys.* **35**, L1524 (1996).
- [15] E.S. Snow, P.M. Campbell, F.K. Perkins, "High speed patterning of a metal silicide using scanned probe lithography", *Appl. Phys. Lett.* **75**, p. 1476 (1999).
- [16] P. Avouris, T. Hertel, R. Martel, "Atomic force microscope tip-induced local oxidation of silicon: kinetics, mechanism, and nanofabrication", *Appl. Phys. Lett.* **71**, p. 285 (1997).
- [17] F. Marchi, V. Bouchiat, H. Dallaporta, V. Safarov, D. Tonneau, "", *Journal of Vacuum Science and Technology*, **B16**, p. 2952 (1998).
- [18] P.M. Campbell, E.S. Snow, P.J. McMarr, "Fabrication of nanometer-scale side-gated silicon field effect transistors with an atomic force microscope", *Appl. Phys. Lett.* **66**, p. 1388 (1995).
- [19] K. Morimoto, K. Araki, K. Yamashita, K. Morita, M. Niwa, "", *Applied Surface Science*, **117/118**, p. 652 (1997).
- [20] E.S. Snow, W.H. Juan, S.W. Pang, P.M. Campbell, "Si nanostructures fabricated by anodic oxidation with an atomic force microscope and etching with an electron cyclotron resonance source", *Appl. Phys. Lett.* **66**, p. 1729 (1995).
- [21] S.C. Minne, H.T. Soh, P. Flueckiger, C.F. Quate, "Fabrication of 0.1 μ m metal oxide semiconductor field-effect transistors with the atomic force microscope", *Appl. Phys. Lett.* **66**, p. 703 (1995).
- [22] J.W. Lyding, T.-C. Shen, J.S. Hubacek, J.R. Tucker, G.C. Abeln, "Nanoscale patterning and oxidation of H-passivated Si(100)-2x1 surfaces with an ultrahigh vacuum scanning tunneling microscope", *Appl. Phys. Lett.* **64**, p. 2010 (1994).

- [23] G. S. Higashi, Y.J. Chabal, G.W. Trucks, K. Raghavachari, "Ideal hydrogen termination of the Si(111) surface", *Appl. Phys. Lett.* **56**, p. 656 (1990).
- [24] T. Teuschler, K. Mahr, S. Miyazaki, M. Hundhausen, L. Ley, "Nanometer-scale field-induced oxidation of Si(111):H by a conducting-probe scanning force microscope: doping dependence and kinetics ", *Appl. Phys. Lett.* **67**, p. 3144 (1995).
- [25] R. Garcia, M. Calleja, H. Rohrer, "Patterning of silicon surfaces with noncontact atomic force microscopy: Field-induced formation of nanometer-size water bridges", *J. Appl. Phys.* **86**, p. 1899 (1999).
- [26] M. Calleja, R. Garcia, "Nano-oxidation of silicon surfaces by noncontact atomic-force microscopy: Size dependence on voltage and pulse duration", *Appl. Phys. Lett.* **76**, p. 3427 (2000).
- [27] M. Bruel, "Silicon on insulator material technology", *Electron. Lett.* **31 (14)**, p. 1201 (1995).
- [28] W. K. Chu, R. H. Kastl, R. F. Lever, S. Mader, B. J. Masters, "Radiation Damage of 50-250 keV Hydrogen Ions in Silicon", in *Ion Implantation in Semiconductors 1976*, edited by F. Chernow, J. A. Borders and D. K. Brice (Plenum Press, New York and London) (1976).
- [29] J. H. Evans, "An interbubble fracture mechanism of blister formation on helium-irradiated metals ", *J. Nucl. Mater.* **68 (2)**, p. 129 (1977).
- [30] L. Palun, "Etude prospective sur les dispositifs Silicium à Blocage de Coulomb dans une perspective d'application à la micro-électronique", *thèse soutenue à l'Université Joseph Fourier-Grenoble*, (2000).
- [31] H. Jansen, H. Gardeniers, M. de Boer, M. Elwenspoek, and J. Fluitman, "A survey on the reactive ion etching of silicon in microtechnology", *Journal of Micromec. and Microeng* **6**, p. 14 (1996).
- [32] D. Fraboulet, X. Jehl, D. Mariolle, C. Leroyer, G. Lecarval, P. Scheiblin. *Essdenc Proceeding*, p. 395, Florence, Italie (2002).

3

Transport du spin dans des microstructures en silicium.

Introduction.

En électronique classique à base de semiconducteurs, la fonctionnalité d'un composant repose sur le mouvement des électrons par action sur la charge électrique. Outre sa charge et sa masse effective, l'électron possède un moment angulaire intrinsèque (spin) $S = \hbar/2$. A ce moment cinétique correspond un moment magnétique propre, appelé moment de spin.

L'électronique de spin (ou la spintronique) exploite le spin des électrons de conduction comme un degré de liberté supplémentaire pour générer de nouvelles fonctionnalités dans les dispositifs [1-5]. Ce domaine de recherche est de plus en plus investi sous l'impulsion du développement des techniques de nanofabrication. Il pourrait apporter une grande percée dans les technologies de l'électronique classique en terme de consommation d'énergie et d'intégration des dispositifs spintroniques en microélectronique et l'informatique quantique ("quantum computation"). La spintronique en est pour l'instant au stade de la recherche et commence à être exploitée industriellement.

L'application prototype des dispositifs à spin déjà industrialisés est la jonction tunnel magnétique. Elle est utilisée comme tête de lecture de disque dur ou comme point mémoire pour le stockage

d'information. Elle est constituée de deux couches d'un matériau ferromagnétique séparées, par une couche isolante, jouant le rôle de barrière tunnel. La résistance de la jonction dépend de l'orientation relative de l'aimantation des couches ferromagnétiques : la configuration parallèle de ces couches correspond à l'état de faible résistance (état logique 0) tandis que la configuration antiparallèle correspond à celui de forte résistance (état logique 1). L'architecture à courant vertical et les faibles dimensions (quelques centaines de nanomètres) des jonctions tunnel magnétiques permettent de les utiliser dans des circuits de microélectronique à très haute densité (10^9 puces/cm²). D'autre part, le stockage et la lecture se faisant sur un même support magnétique, les jonctions magnétiques présentent des courts temps d'accès (quelques ns) donc un gain en rapidité. Elles sont à l'origine des mémoires magnétiques non volatiles à accès aléatoire MRAM (Magnetic Random Access Memory). La figure 1 présente une mémoire MRAM 3x3, à base de jonctions tunnel magnétiques connectées à une matrice de lignes de mots et de bits qui permettent la lecture et l'écriture d'un point mémoire. L'information stockée dans une cellule correspond à l'aimantation relative des électrodes de la jonction tunnel magnétique.

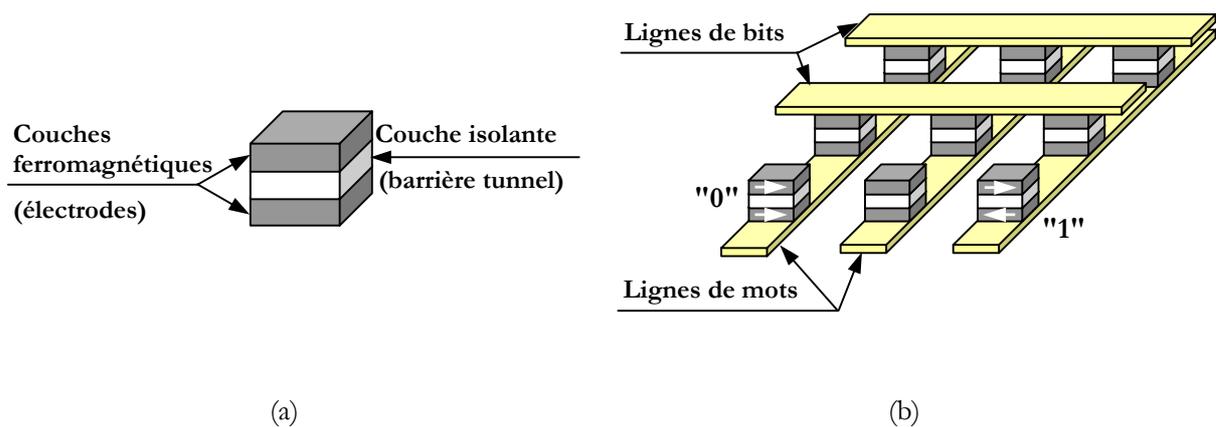


Fig.1. (a) jonction tunnel magnétique constituée de deux couches ferromagnétiques séparées d'une barrière tunnel (isolant), (b) exemple d'une mémoire magnétique MRAM constituée d'un matrice 3x3 de jonctions tunnel magnétiques. Les configurations parallèle et antiparallèle correspondent respectivement aux niveaux logiques "0" et "1".

Ces dernières années, la spintronique s'oriente de plus en plus vers des dispositifs associant des matériaux semiconducteurs et des ferromagnétiques sur la même hétérostructure. Dans cette optique, nous nous sommes interrogés sur la possibilité d'utiliser le silicium comme substrat dans une telle hétérostructure et sur les propriétés du transport du spin et de cohérence du spin. Nous proposons une nouvelle structure de mémoire magnétique intégrée directement sur le silicium pouvant fonctionner à température ambiante.

Dans ce chapitre, nous décrivons la structure de ce dispositif mémoire ainsi que son principe de fonctionnement. Ensuite, nous présenterons une étude théorique du transport du spin dans le silicium, notamment en présence d'un champ magnétique extérieur. Enfin nous expliciterons les résultats des mesures électriques effectuées sur ces mémoires afin d'établir les paramètres déterminants pour le bon fonctionnement de la cellule mémoire.

I. Réalisation de la mémoire magnétique intégrée sur silicium.

I.1. Motivations.

Au-delà des mémoires MRAM, il est important d'étudier la faisabilité d'autres structures comportant des matériaux magnétiques et semiconducteurs, dites « hybrides ». Le principe de ces dispositifs repose sur l'injection, à partir d'un métal ferromagnétique, d'électrons porteurs d'une information magnétique, itinérants dans un milieu semiconducteur et enfin collectés sélectivement par un métal ferromagnétique selon leur orientation.

L'intérêt de ces structures est d'allier la capacité de polarisation/filtrage de spin et de stockage d'information dans les matériaux magnétiques à celle de manipulation et de modulation des courants dans les semiconducteurs. D'autre part, l'intégration des couches magnétiques à l'intérieur du composant semiconducteur réduirait considérablement la complexité des procédés technologiques ainsi que le coût de fabrication, contrairement aux mémoires magnétiques classiques qui insèrent la partie magnétique sur le circuit intégré.

La réalisation de telles structures nécessite la considération des points suivants :

- La possibilité d'injecter des électrons polarisés en spin à partir d'un métal ferromagnétique dans un semiconducteur. Le courant injecté doit être grand puisqu'il correspond au courant collecté dans l'état passant du dispositif.
- La sélectivité de la détection qui se traduit par la différence entre les courants collectés dans les états passant et bloqué du dispositif. Cette différence doit être suffisamment grande pour pouvoir distinguer les deux états.
- Le temps de relaxation de spin (τ_s) qui représente le temps pendant lequel le spin conserve son orientation lors de son transport dans le semiconducteur. En effet, lors de son déplacement, un électron peut subir des diffusions susceptibles d'affecter sa direction de spin.
- La longueur de diffusion du spin (l_s) qui représente la distance que parcourt l'électron sans perdre sa direction de spin. Cette longueur dépend de τ_s et se doit d'être suffisamment grande (supérieure à la distance émetteur/collecteur).

Les semiconducteurs III-V ont été exploités avec succès pour l'étude de l'injection et la diffusion du spin. Ils ont l'avantage de permettre, grâce à une émission lumineuse due à la recombinaison électron-trou, la détection optique du spin par mesure de la polarisation circulaire [6-9]. Les composants III-V sont notamment utilisés pour la fabrication des spin-LED.

La détection du spin par des méthodes optiques ne peut pas être utilisée dans le cas du silicium puisque ce dernier n'a pas un gap direct [10]. Cela dit, l'avantage du silicium par rapport aux composants III-V, hormis sa large utilisation dans l'industrie microélectronique, est un temps de

relaxation de spin plus long (10^{-8} s pour le silicium contre 10^{-10} s pour les III-V à température ambiante) [11], ce qui correspond à des longueurs de diffusion de spin plus importantes.

I.2. Le transistor à précession de spin.

Le transistor à précession de spin (spin-FET) a été proposé en 1990 par Datta et Das [12]. Il est composé de deux plots ferromagnétiques appelés source et drain, d'un canal semiconducteur et d'une grille (voir fig. 2(a)).

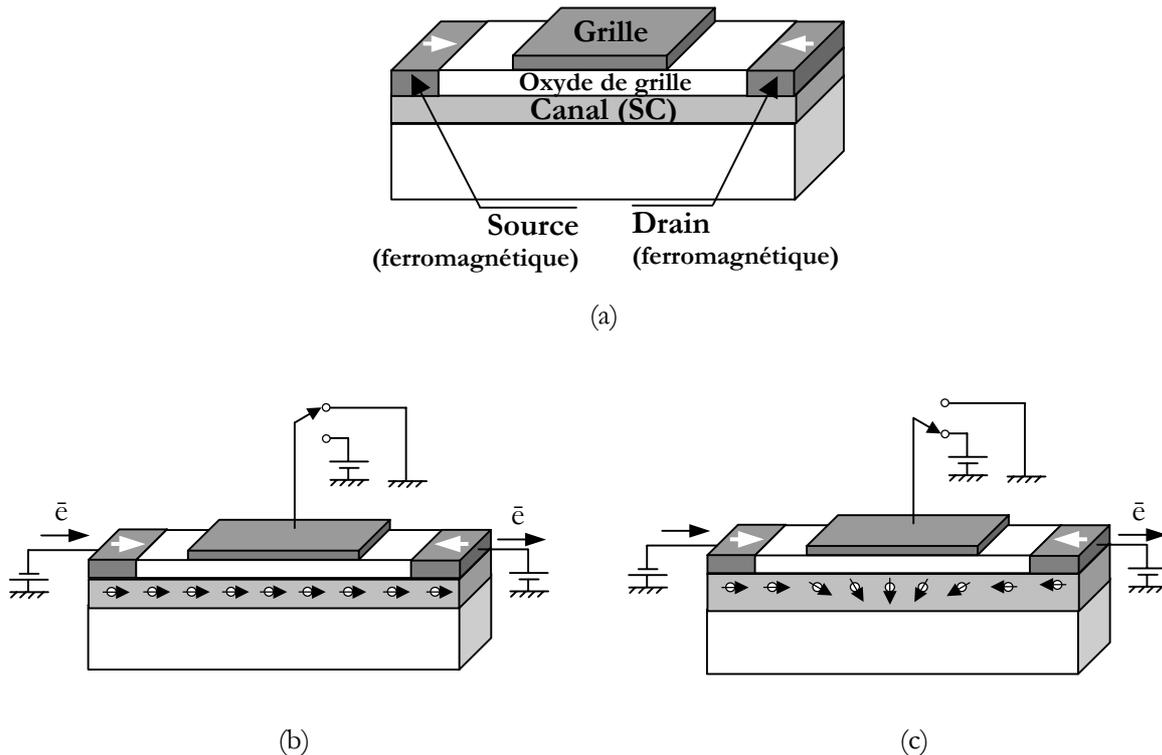


Fig.2. Transistor à précession de spin. (a) Schéma descriptif du transistor : deux plots ferromagnétiques représentent la source et le drain. Le canal de conduction est semiconducteur. Il est séparé de la grille par un isolant, (b) en absence de tension de grille, l'orientation du spin est invariante et le drain empêche le passage des électrons : le transistor est bloqué, (c) l'application d'une tension donnée sur la grille provoque le retournement du spin des électrons qui peuvent passer dans le drain : le transistor est passant.

Par analogie au MOSFET classique, la source envoie des électrons qui se propagent dans le canal vers le drain. Dans le cas du spin-FET, la source et le drain ont pour rôles respectifs d'injecter et de détecter les électrons polarisés en spin par l'intermédiaire de leurs aimantations. Sous réserve de conservation du spin dans le canal, le courant entre la source et le drain est important quand les aimantations respectives de la source et du drain sont parallèles et faible dans le cas contraire. L'idée est donc de commuter le dispositif entre les deux régimes en renversant le spin, par couplage spin-orbite dit de "Rashba" [13], grâce à la tension de grille. Ainsi, en absence de tension

de grille (voir figs. 2(b) et 2(c)), l'orientation du spin reste invariante et le drain empêche le passage des électrons : le transistor est bloqué. La polarisation de la grille, entraîne la rotation du spin le long du canal et son retournement pour une tension déterminée sur la grille : les électrons peuvent désormais passer dans le drain et le transistor est passant. Ce transistor n'a néanmoins jamais été réalisé jusqu'à maintenant.

Dans ce qui suit, nous nous intéresserons en premier lieu à l'évolution du spin dans le silicium et les ordres de grandeurs des paramètres caractéristiques. L'effet Rashba est très faible dans le silicium, pour cela nous allons essayer de moduler le spin par application d'un champ magnétique externe. Pour cela, nous avons effectué dans un premier temps une étude théorique de la précession du spin sous l'action d'un champ magnétique afin d'étudier la précession et le transport du spin entre l'émetteur et le collecteur. Nous présenterons les résultats des mesures électriques effectuées sur les structures de test.

II. Simulation du transport du spin dans le silicium.

II.1. Notations et considérations générales.

L'intérêt de l'étude du transport du spin dans un milieu semiconducteur est de comparer l'évolution des porteurs avec des spins orientés différemment et déterminer dans quelle mesure l'information du spin est conservée. On injecte les électrons avec une densité \vec{J} dans un substrat de silicium de type N (de concentration n) et on s'intéresse à la distribution stationnaire du spin comme décrit sur la figure 3 ; le substrat est dirigé par le repère $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$.

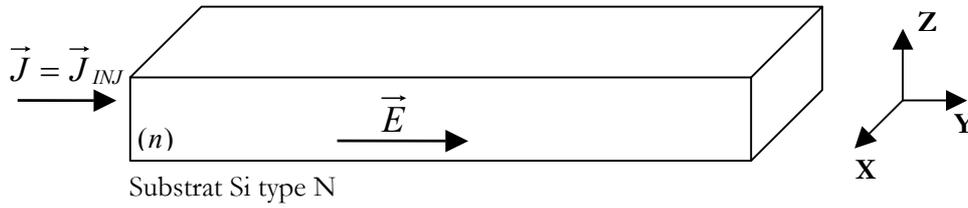


Fig.3. Illustration du schéma simplifié de l'étude du transport du spin dans un substrat de silicium.

La densité du courant \vec{J} portée par les électrons circulant dans le substrat du silicium, s'écrit comme la somme des courants de dérive et de diffusion des électrons selon l'équation de dérive-diffusion :

$$\vec{J} = q\mu n \vec{E} - qD \overrightarrow{\text{grad}}(n) \quad (1)$$

où

- q désigne la charge élémentaire : $q = +1.6 \cdot 10^{-19} \text{C}$.
- μ désigne la mobilité des électrons dans le silicium. Nous supposons qu'il n'y a pas d'impuretés magnétiques dans le canal donc la mobilité est la même pour les électrons spin-up et spin-down ($\mu = \mu_+ = \mu_-$).
- n est la concentration totale des électrons dans le substrat. Elle correspond à la somme des concentrations des populations spin-up (n_+) et spin-down (n_-). La différence entre ces deux concentrations est notée Δn :

$$n = n_+ + n_- \quad (2.1)$$

$$\Delta n = n_+ - n_- \quad (2.2)$$

- \vec{E} représente le champ électrique dans le substrat dû à la différence de potentiel entre le collecteur et l'émetteur.
- D le coefficient de diffusion des électrons dans le silicium. Il est égal pour les deux populations de spin ($D = D_+ = D_-$) puisque que le silicium n'est pas un matériau magnétique. D est défini par la relation d'Einstein :

$$D = \mu \frac{k_B T}{q} \quad (3)$$

La densité de courant \vec{J} correspond directement au flux des électrons itinérants de l'émetteur vers le collecteur. Elle est égale à la somme des densités des courants portés par les électrons orientés spin-up et spin-down notées respectivement \vec{J}_+ et \vec{J}_- . La différence entre ces deux courants est notée $\Delta\vec{J}$:

$$\vec{J} = \vec{J}_+ + \vec{J}_- \quad (4.1)$$

$$\Delta\vec{J} = \vec{J}_+ - \vec{J}_- \quad (4.2)$$

Par l'intermédiaire des densités de courants \vec{J}_+ et \vec{J}_- , nous définissons la polarisation du courant P_J et la polarisation des électrons P :

$$P_J = \frac{J_+ - J_-}{J_+ + J_-} \quad (5.1)$$

$$P = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-} \quad (5.2)$$

Les densités de courants \vec{J}_+ et \vec{J}_- s'écrivent comme les sommes des courants de dérive et de diffusion dans le silicium des électrons avec des orientations respectives spin-up et spin-down [14-16]:

$$\vec{J}_\pm = \sigma_\pm \vec{E} - qD \overrightarrow{\text{grad}}(n_\pm) \quad (6)$$

où σ_+ et σ_- désignent les conductivités respectives des électrons polarisés spin-up et spin-down avec $\sigma_\pm = qn_\pm \mu$. La différence de conductivité est due exclusivement à la différence des populations n_+ et n_- puisque $\mu_+ = \mu_-$. La différence entre les deux conductivités est notée $\Delta\sigma$. La somme de ces deux grandeurs représente la conductivité totale des électrons polarisés, elle est notée σ :

$$\sigma = \sigma_+ + \sigma_- \quad (7.1)$$

$$\Delta\sigma = \sigma_+ - \sigma_- \quad (7.2)$$

D'autre part l'équation de continuité pour les électrons s'écrit :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J} + (G_n - R_n) \quad (8)$$

où G_n et R_n représentent respectivement les taux de création et de perte des électrons.

Si on transpose cette équation pour les concentrations n_+ et n_- en considérant que G_n et R_n comme le taux de création et de perte des électrons spin-up, ils correspondent respectivement aux électrons spin-down qui commutent en spin-up et inversement :

$$G_n - R_n = \frac{n_+ - n_-}{2\tau_s} \quad (9)$$

G_n et R_n ne dépendent donc que de la relaxation du spin.

Nous obtenons donc les équations de continuité de n_+ et n_- .

$$\begin{cases} \frac{\partial n_+}{\partial t} = -\frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_+ + \frac{n_-}{2\tau_s} - \frac{n_+}{2\tau_s} \\ \frac{\partial n_-}{\partial t} = -\frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_- + \frac{n_+}{2\tau_s} - \frac{n_-}{2\tau_s} \end{cases} \quad (10)$$

Il en résulte :

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial n_+}{\partial t} + \frac{\partial n_-}{\partial t} = -\frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J} \\ \frac{\partial(\Delta n)}{\partial t} = \frac{\partial n_+}{\partial t} - \frac{\partial n_-}{\partial t} = -\frac{1}{q} \operatorname{div} \Delta \vec{J} - \frac{\Delta n}{\tau_s} \end{cases} \quad (11)$$

Dans le régime stationnaire, n est considéré constant $\left(\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial(\Delta n)}{\partial t} = 0\right)$, ce qui implique :

$$\begin{cases} \operatorname{div} \vec{J} = 0 \\ \operatorname{div} \Delta \vec{J} = -q \frac{\Delta n}{\tau_s} \end{cases} \quad (12)$$

\vec{J} et $\Delta \vec{J}$ s'écrivent donc :

$$\begin{cases} \vec{J} = \vec{J}_+ + \vec{J}_- = \sigma \vec{E} - qD \overrightarrow{\text{grad}}(n) \\ \Delta \vec{J} = \Delta \sigma \vec{E} - qD \overrightarrow{\text{grad}}(\Delta n) \end{cases} \quad (13)$$

Si on se place dans le cas des faibles injections des électrons, la distribution des électrons est quasiment uniforme ($n = \text{cste}$) dans le silicium. On peut donc considérer que $\overrightarrow{\text{grad}}(n) = \vec{0}$. Cette approximation revient à négliger la contribution de la diffusion des électrons au courant total, ce qui est valable car le substrat du silicium a un dopage homogène et il ne subit pas une excitation locale qui serait à l'origine d'un gradient de porteurs.

Désormais, le champ électrique \vec{E} s'écrit : $\vec{E} = (1/\sigma) \cdot \vec{J}$

$$\Delta \vec{J} = \frac{\Delta \sigma}{\sigma} \vec{J} - qD \overrightarrow{\text{grad}}(\Delta n) = \frac{\Delta n}{n} \vec{J} - qD \overrightarrow{\text{grad}}(\Delta n) \quad (14)$$

A partir de l'équation 14, nous déduisons l'expression de $\text{div} \Delta \vec{J}$:

$$\text{div} \left(\frac{\Delta n}{n} \vec{J} - qD \overrightarrow{\text{grad}}(\Delta n) \right) = -q \frac{\Delta n}{\tau_s} \quad (15)$$

Si on considère le problème à une dimension (l'axe Y) et sachant que $\text{div} \vec{J} = 0$, l'équation précédente devient :

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\Delta n}{n} J - qD \frac{\partial(\Delta n)}{\partial y} \right) = \frac{J}{n} \frac{\partial(\Delta n)}{\partial y} - qD \frac{\partial^2(\Delta n)}{\partial y^2} = -q \frac{\Delta n}{\tau_s} \quad (16.1)$$

soit

$$D \frac{\partial^2(\Delta n)}{\partial y^2} - \frac{J}{qn} \frac{\partial(\Delta n)}{\partial y} - \frac{\Delta n}{\tau_s} = 0 \quad (16.2)$$

En divisant l'équation précédente par n on fait apparaître la polarisation des électrons P :

$$D \frac{\partial^2(P)}{\partial y^2} - \frac{J}{qn} \frac{\partial(P)}{\partial y} - \frac{P}{\tau_s} = 0 \quad (17)$$

La solution de l'équation (17) est explicite et donne la distribution stationnaire des électrons et du courant à l'intérieur du substrat.

Nous pouvons également déduire l'équation différentielle que satisfait la polarisation du courant P_J . En effet, à partir de l'équation (14) nous obtenons par projection sur l'axe Y :

$$\Delta J = \frac{\Delta n}{n} |J| - qD \frac{\partial(\Delta n)}{\partial y} \quad (18)$$

Ainsi, nous pourrions déduire l'expression la polarisation du courant en fonction de celle des électrons :

$$P_J = P - \frac{qD}{|J|} \frac{\partial(\Delta n)}{\partial y} \quad (19)$$

II.2. Transport du spin sous un champ magnétique extérieur.

Nous définissons le vecteur de spin global \vec{S} comme le vecteur moyen des spins individuels (\vec{s}_i) des électrons polarisés en spin :

$$\vec{S} = \sum \vec{s}_i / n \quad (20)$$

Le vecteur de spin global est relié à la polarisation des électrons par la relation :

$$\|\vec{S}\| = \frac{1}{n} \left(\frac{1}{2} n_+ - \frac{1}{2} n_- \right) = \frac{P}{2} \quad (21)$$

La polarisation du spin est directement liée au vecteur de spin \vec{S} défini précédemment, à partir de l'équation (17), nous déduisons l'équation différentielle en \vec{S} :

$$D \frac{\partial^2(\vec{S})}{\partial y^2} - \frac{J}{qn} \frac{\partial(\vec{S})}{\partial y} - \frac{1}{\tau_s} \vec{S} = \vec{0} \quad (22)$$

On se place dans la situation où l'aimantation de l'émetteur est orientée suivant l'axe X. Durant le transport entre l'émetteur et le drain, nous pouvons manipuler l'état de spin par application d'un champ magnétique \vec{B} . Afin d'avoir un couplage maximal entre le champ magnétique et le spin des électrons injectés, il faut que \vec{B} soit perpendiculaire à l'aimantation de l'émetteur. D'autre part, l'injection des électrons se fait à partir de couches magnétiques minces avec une aimantation dans le plan et nous voulons manipuler le spin sans perturber les aimantations des électrodes. Pour cela, nous appliquons un champ perpendiculaire au plan des couches ferromagnétiques ($\vec{B} = B\vec{k}$) parce que cet axe est un axe très difficile d'aimantation ; l'application de ce champ n'influence par les aimantations des deux couches ferromagnétiques. Le courant des électrons polarisés est dirigé selon la direction Y. Nous définissons la condition initiale pour le vecteur de spin au point d'injection:

$$\left(\vec{S} \right)_{y=0} = S_0 \vec{i} \quad (23)$$

En introduisant le terme de couplage entre le spin global $\vec{S} \begin{pmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{pmatrix}$ et le champ magnétique $\vec{B} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B \end{pmatrix}$

dans l'équation (22), et en multipliant par τ_s on obtient :

$$D\tau_s \frac{\partial^2 \vec{S}}{\partial y^2} - \frac{J\tau_s}{qn} \frac{\partial \vec{S}}{\partial y} - \vec{S} + \tau_s \cdot \vec{\Omega} \wedge \vec{S} = \vec{0} \quad (24)$$

$\vec{\Omega}$ étant la fréquence de Larmor : $\vec{\Omega} = g\mu_B \vec{B}$, elle représente la vitesse angulaire de précession de spin dans un plan perpendiculaire au champ magnétique \vec{B} .

Dans l'équation précédente, nous introduisons V_{drift} et V_{diff} qui correspondent respectivement aux vitesses de dérive et de diffusion du spin dans le substrat, définies par :

$$V_{drift} = \frac{J}{qn} \quad (25.1)$$

$$V_{diff} = \sqrt{D/\tau_s} \quad (25.2)$$

Ainsi, les coefficients des différentielles du vecteur du spin de l'équation (24) s'écrivent :

$$\frac{J\tau_s}{qn} = V_{drift} \cdot \tau_s = l_d \quad (26.1)$$

$$D\tau_s = V_{diff}^2 \cdot \tau_s^2 = l_s^2 \quad (26.2)$$

Les longueurs l_d et l_s correspondent respectivement aux longueurs que parcourent les électrons par dérive et par diffusion dans le substrat avant de perdre leurs orientations de spin. En reportant les longueurs de dérive et de diffusion du spin dans l'équation (24), nous obtenons :

$$l_s^2 \cdot \frac{\partial^2 \vec{S}}{\partial y^2} - l_d \frac{\partial \vec{S}}{\partial y} - \vec{S} + \tau_s \cdot \vec{\Omega} \wedge \vec{S} = \vec{0} \quad (27)$$

D'autre part, le terme du couplage champ magnétique-spin s'écrit :

$$\vec{\Omega} \wedge \vec{S} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & \Omega \\ S_x & S_y & S_z \\ \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \end{vmatrix} = \Omega(S_x \vec{j} - S_y \vec{i}) \quad (28)$$

En projetant l'équation (27) sur l'axe Z, nous obtenons l'équation différentielle :

$$l_s^2 \frac{\partial^2 S_z}{\partial y^2} - l_d \frac{\partial S_z}{\partial y} - S_z = 0 \quad (29)$$

dont la solution, compte tenu de la condition aux limites $(S_z)_{y=0} = 0$, est nulle :

$$(\forall y) \quad S_z(y) = 0 \quad (30)$$

Ce résultat signifie que le spin évolue dans un plan perpendiculaire au champ magnétique.

D'autre part, la projection de l'équation (27) sur les axes X et Y donne le système d'équations avec les composantes S_x et S_y qui définissent la distribution du vecteur du spin dans le plan XY :

$$\begin{cases} l_s^2 \frac{\partial^2 S_x}{\partial y^2} - l_d \frac{\partial S_x}{\partial y} - S_x - \tau_s \cdot \Omega S_y = 0 \\ l_s^2 \frac{\partial^2 S_y}{\partial y^2} - l_d \frac{\partial S_y}{\partial y} - S_y + \tau_s \cdot \Omega S_x = 0 \end{cases} \quad (31)$$

En découplant les deux équations précédentes, on déduit l'expression du terme $(S_x + iS_y)$:

$$S_x + iS_y = A_1 \exp(k_1 y) + A_2 \exp(k_2 y) \quad (32.1)$$

$$\text{avec} \quad k_{1,2} = \frac{l_d \pm \sqrt{(l_d^2 + 4l_s^2) + i(4l_s^2 \tau_s \Omega)}}{2 \cdot l_s^2} \quad (32.2)$$

La grandeur $\tau_s \Omega$ est adimensionnelle : elle traduit le rapport du temps de relaxation du spin τ_s

et la période de précession dans le champ magnétique $\tau_B = \frac{2\pi}{\Omega}$:

$$\tau_s \Omega = \tau_s \frac{2\pi}{\tau_B} = 2\pi \left(\sqrt{\frac{\tau_s}{\tau_B}} \right)^2 = 2\pi \cdot \gamma_T^2 \quad (33.1)$$

$$\text{avec} \quad \gamma_T = \sqrt{\frac{\tau_s}{\tau_B}} \quad (33.2)$$

D'autre part, nous introduisons le paramètre γ qui correspond au rapport des vitesses de dérive et de diffusion :

$$\gamma = \frac{V_{drift}}{2 \cdot V_{diff}} = \frac{l_d}{2 \cdot l_s} \quad (34)$$

En prenant compte des conditions aux limites, nous déduisons les solutions de l'équation :

$$S_x = S_0 \exp\left(-\frac{y}{L_1}\right) \cos\left(\frac{y}{L_2}\right) \quad (35.1)$$

$$S_y = S_0 \exp\left(-\frac{y}{L_1}\right) \sin\left(\frac{y}{L_2}\right) \quad (35.2)$$

avec :

$$\begin{cases} L_1 = \frac{l_s}{\sqrt[4]{(\gamma^2 + 1)^2 + (2\pi \cdot \gamma_T^2)^2} \cos\left[\frac{1}{2} \arctan\left(\frac{2\pi \cdot \gamma_T^2}{\gamma^2 + 1}\right)\right] - \gamma} \\ L_2 = \frac{l_s}{\sqrt[4]{(\gamma^2 + 1)^2 + (2\pi \cdot \gamma_T^2)^2} \sin\left[\frac{1}{2} \arctan\left(\frac{2\pi \cdot \gamma_T^2}{\gamma^2 + 1}\right)\right]} \end{cases} \quad (36)$$

Les termes $\cos\left(\frac{y}{L_2}\right)$ et $\sin\left(\frac{y}{L_2}\right)$ traduisent la précession du spin tandis que le terme $\exp\left(-\frac{y}{L_1}\right)$ montre l'atténuation progressive du spin lors de son transport. Les deux composantes S_x et S_y sont en quadrature de phase, elles décrivent une trajectoire sinusoidale de période spatiale $2\pi \cdot L_2$ dans une enveloppe d'une fonction d'atténuation exponentielle de longueur caractéristique L_1 . Nous notons que dans nos conditions stationnaires, les composantes S_x et S_y définissent la distribution stationnaire du spin.

La figure 4 illustre la distribution du spin en fonction de la distance parcourue à partir de la zone d'injection.

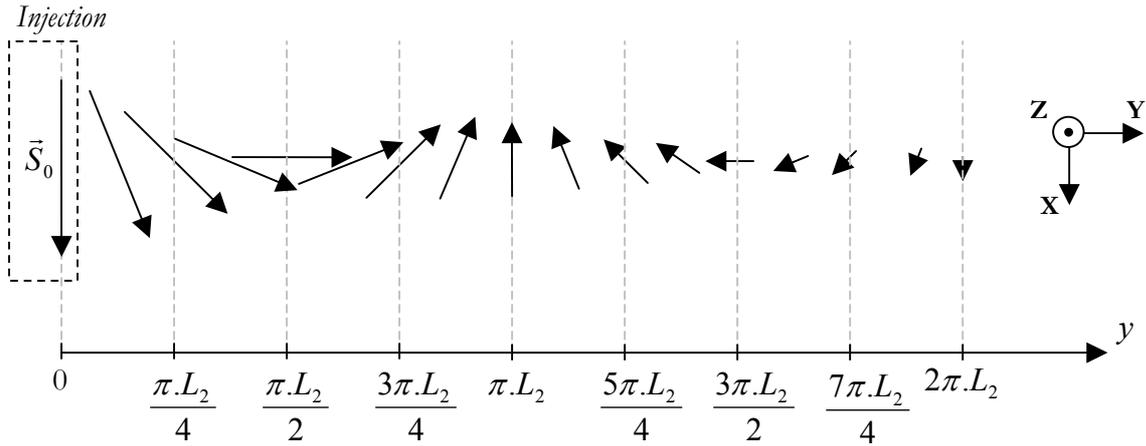


Fig.4. Illustration de la distribution du spin, en régime stationnaire, en présence du champ magnétique vertical. Le spin précesse autour de l'axe du champ magnétique et se relaxe le long du canal N.

Le vecteur \vec{S} , initialement dirigé selon \vec{i} d'amplitude S_0 , est retourné pour la première fois à la distance $y = \pi.L_2$ et son amplitude est égale à $S_0 \exp\left(-\pi \frac{L_2}{L_1}\right)$. La figure qui suit illustre la composante normalisée S_x en fonction de la distance y dans le cas de forte injection des électrons de $J=10^7 \text{ A.m}^{-2}$ et pour un champ magnétique de $B=10 \text{ mT}$.

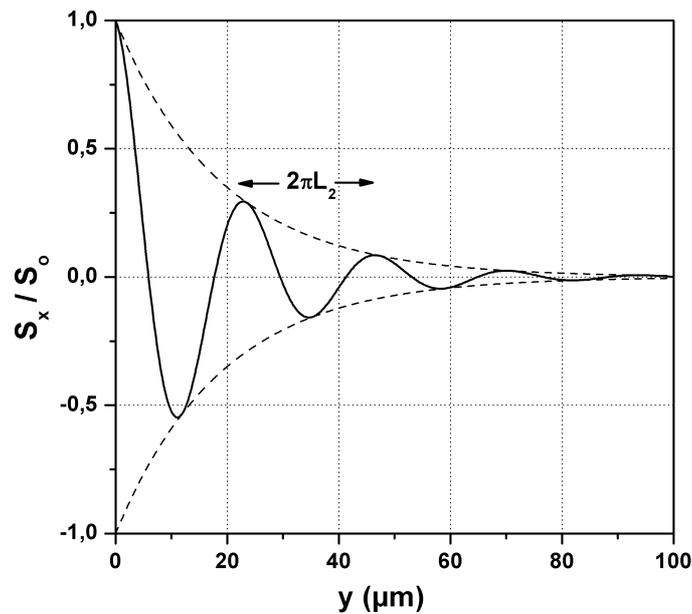


Fig.5. Distribution de S_x , la composante normalisée du spin, en fonction de la distance Y parcourue après l'injection du spin à $J=10^7 \text{ A.m}^{-2}$ et $B=10 \text{ mT}$.

Nous notons que le spin précesse et s'atténue pendant son transport dans le silicium. La figure met en évidence l'enveloppe de la courbe avec une longueur d'atténuation $L_1=19 \mu\text{m}$; la longueur de précession du spin est évaluée à $2\pi.L_2 = 23 \mu\text{m}$.

Pour illustrer plus clairement la distribution du spin dans le silicium sous un champ magnétique, nous présentons les composantes S_x et S_z quand nous appliquons un champ magnétique transversal ($\vec{B} = B.\vec{j}$). Pour une injection du spin suivant l'axe X, la résolution de l'équation différentielle de la même façon donne :

$$S_x = S_0 \exp\left(-\frac{y}{L_1}\right) \cos\left(\frac{y}{L_2}\right) ; S_z = -S_0 \exp\left(-\frac{y}{L_1}\right) \sin\left(\frac{y}{L_2}\right) \quad (37)$$

Le spin précesse donc dans le plan XZ sous l'effet du champ magnétique avec les mêmes longueurs caractéristiques L_1 et L_2 . L'allure du vecteur du spin est décrite dans la figure suivante :

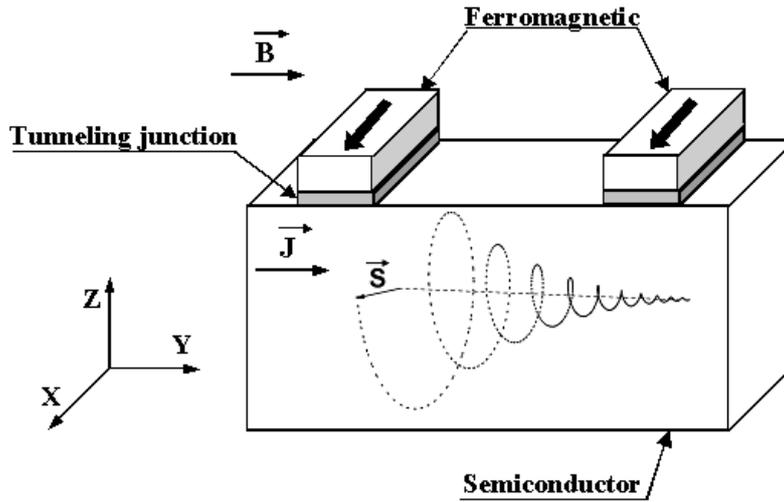
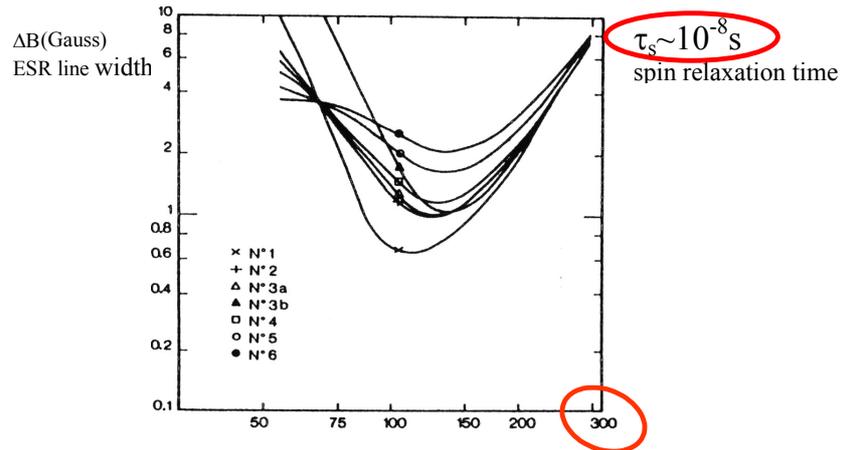


Fig.6. Illustration de la distribution stationnaire du vecteur de spin autour du champ magnétique entre les régions d'injection et de détection.

II.3. Evaluations numériques.

Afin d'évaluer les longueurs de diffusion de spin, nous introduisons les paramètres utilisés dans ce qui suit. Le dopage du canal N est $n=10^{16} \text{ cm}^{-3}$; à ce dopage, le coefficient de diffusion des électrons dans le silicium $D = 3,4.10^{-3} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ pour une mobilité $\mu=1300 \text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$.

Le temps de relaxation du spin à température ambiante est fixé à 10 ns comme le montre la figure suivante [11] :



Relaxation du spin de l'électron (from ESR data)
D.Lépine. Phys.Rev. v2, 2429 (1970)

Fig.7. Mesure de la relaxation du spin en fonction de la température d'après [11].

Dans un premier temps, nous avons étudié l'évolution des longueurs caractéristiques L_1 et L_2 , en fonction de la densité de courant injectée. Nous illustrons l'évolution de ces longueurs en fonction du champ magnétique pour deux valeurs de densité de courant injectée $J = 10^5 \text{ A.m}^{-2}$ et $J = 10^6 \text{ A.m}^{-2}$.

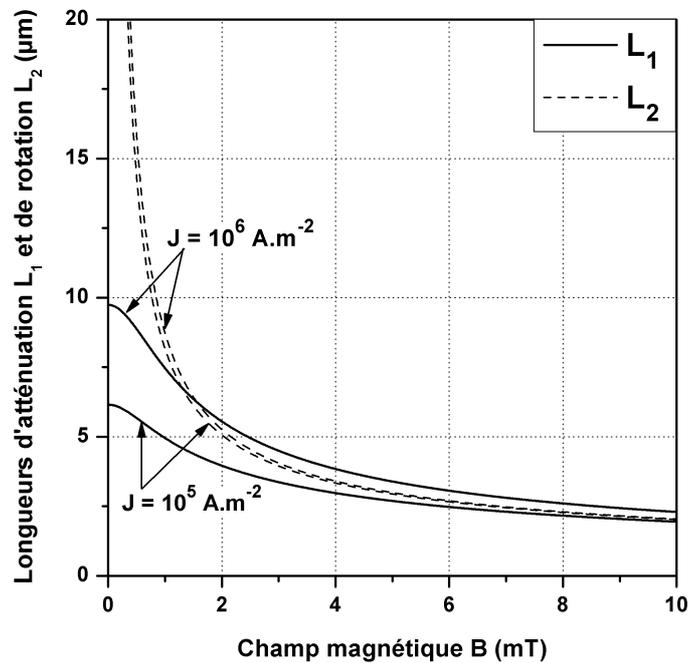


Fig.8. Evolution des longueurs d'atténuation (L_1) et de rotation (L_2) en fonction du champ magnétique externe pour deux densités de courant injecté $J = 10^5$ et 10^6 A.m^{-2} .

A partir de cette figure, nous remarquons que la longueur L_2 est quasiment indépendante de la densité de courant injectée. Elle est décroissante avec l'augmentation du champ magnétique, ce qui correspond au fait que plus le champ magnétique est fort plus les spins précessent plus vite. D'autre part, la longueur L_1 est croissante avec la densité de courant injectée. Ce résultat correspond au fait que la longueur de diffusion du spin est plus importante pour les fortes injections, même en absence du champ magnétique.

D'un point de vue pratique, les longueurs L_1 et L_2 dépendent uniquement du champ magnétique B et de la densité du courant injectée J , qui ont l'avantage d'être contrôlables et mesurables expérimentalement. La variation du champ magnétique permet de moduler la longueur de retournement du spin afin qu'elle soit égale à la distance entre l'émetteur et le collecteur. De faibles champs magnétiques (< 10 mT) suffisent pour moduler les longueurs L_1 et L_2 : la précession du spin est donc très sensible au champ magnétique. La figure 9 présente l'évolution des longueurs L_1 et L_2 en fonction de la densité de courant J en absence de champ magnétique et pour des champs magnétiques de 3mT et 10 mT.

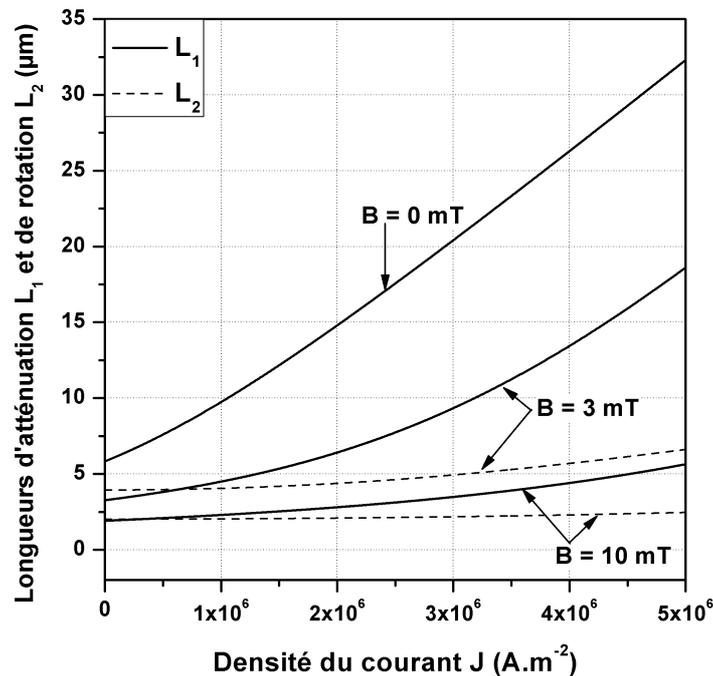


Fig.9. Evolution des longueurs d'atténuation (L_1) et de rotation (L_2) en fonction de la densité de courant J pour $B=0$; 3 et 10 mT.

Cette figure montre que la longueur de rotation L_2 varie peu avec les petites variations du champ magnétique, contrairement à la longueur d'atténuation L_1 qui diminue d'un facteur 4 quand le champ magnétique passe de 3 mT à 10 mT (à $J = 5.10^6 \text{ A.m}^{-2}$).

Pour un champ magnétique nul ($B = 0$) :

- La longueur L_2 est infinie, ce qui veut dire que les spins ne précessent pas.
- La longueur L_1 augmente avec \vec{J} et s'écrit :

$$L_1 = \frac{l_s}{\sqrt{\gamma^2 + 1} - \gamma} = l_s (\sqrt{\gamma^2 + 1} + \gamma) \quad (38)$$

- Le vecteur du spin est dirigé suivant \vec{i} et son amplitude décroît pendant le transport avec la longueur caractéristique ci-dessus.

Dans la figure 10, nous présentons la composante S_x du vecteur du spin, normalisée par rapport à S_0 , en fonction du déplacement y pour une densité d'injection $J = 10^7 \text{ A.m}^{-2}$, en absence du champ magnétique et pour $B=30 \text{ mT}$.

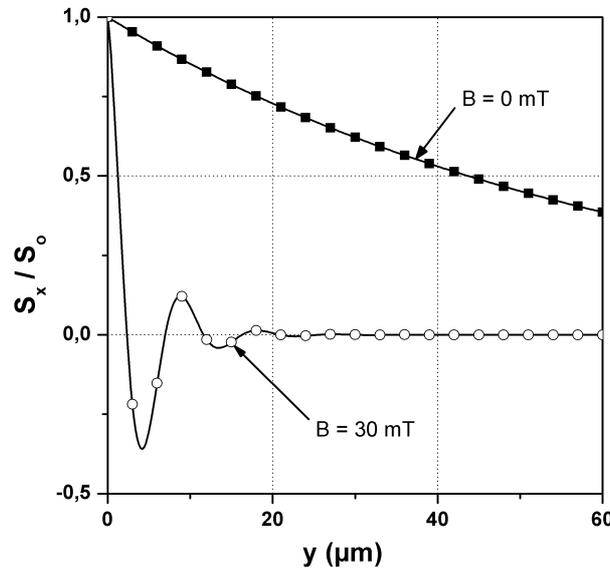


Fig.10. Evolution de la composante normalisée du spin S_x en fonction de la distance parcourue y après l'injection du spin à $J=10^7 \text{ A.m}^{-2}$, en absence de champ magnétique et pour $B=30 \text{ mT}$.

Nous notons que la rotation du spin est provoquée par un champ magnétique assez faible (quelques mT). D'autre part, plus le champ magnétique augmente plus la précession du spin est rapide et plus le vecteur du spin est atténué.

Pour les faibles injections, la vitesse de dérive est faible, le spin des électrons polarisés se relaxe sur une distance faible, inférieure à $10\ \mu\text{m}$ pour des faibles champs de quelques dizaines de mT. Dans la figure 11, nous décrivons l'évolution de la composante S_x du vecteur du spin suivant la direction y pour $J = 10^5\ \text{A.m}^{-2}$, pour trois valeurs du champ magnétique (0, 10 mT, 50 mT).

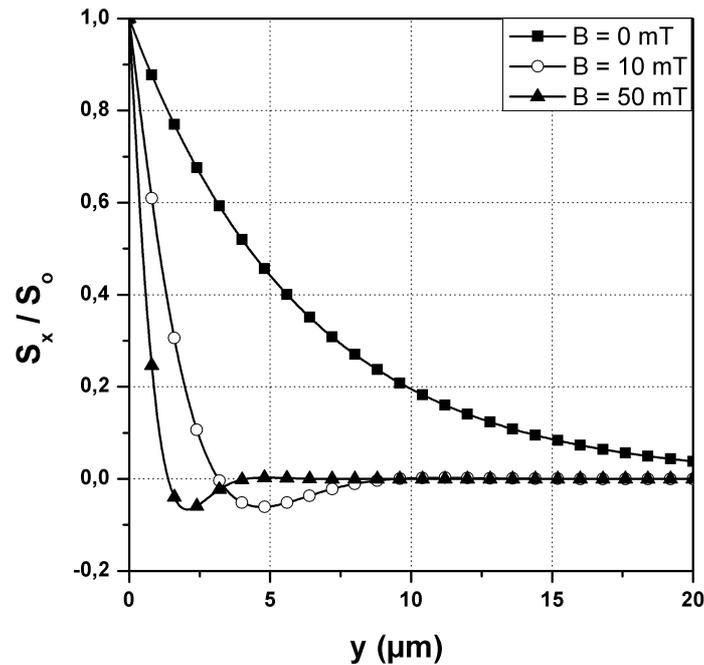


Fig.11. Evolution de la composante S_x en fonction de la distance y après l'injection du spin de densité $J=10^5\ \text{A.m}^{-2}$, en absence de champ magnétique ($B=0\ \text{mT}$) et pour deux valeurs du champ magnétique (10 mT et 50 mT).

En effet, les oscillations du vecteur du spin sont plus atténuées pour de forts champs magnétiques puisque ceci a pour effet de raccourcir la longueur de diffusion du spin.

Nous concluons alors que les oscillations du spin se produisent pour de fortes injections d'électrons polarisés. Pour des faibles injections, l'effet de champ magnétique correspond à un rétrécissement de la longueur de rotation.

II.4. Conclusion.

L'étude théorique que nous avons menée a montré que le transport de spin dans le silicium est caractérisé par des longueurs de diffusion de spin, typiquement quelques microns à température ambiante, ce qui présente un intérêt pratique pour l'industrie de la microélectronique. Le temps de relaxation de spin, typiquement $10^{-8}\ \text{s}$ à température ambiante,

varie en T^{-6} , une augmentation de la température de 150°C implique une réduction d'un facteur 3, ce qui reste acceptable pour des applications microélectroniques.

D'autre part, même si l'effet Rashba est faible dans le silicium, l'application d'un champ magnétique extérieur permet la précession du spin. Plus le champ magnétique est fort plus les spins se renversent vite : la période spatiale de rotation du spin global décroît avec le champ magnétique. Nous avons montré que la vitesse de précession est quasiment indépendante de la densité du courant injecté. Les champs magnétiques nécessaires à la précession du spin sont faibles (quelques mT) et peuvent être créés par des lignes de courant.

A la lumière du modèle présenté, le silicium est un matériau prometteur pour le transport et la précession du spin et pourrait devenir le matériau phare de la spintronique de demain.

III. Mesures électriques des structures MEMIS.

III.1. Mémoire magnétique intégrée sur silicium (MEMIS).

Le spin-FET décrit au §I.2, quoique proposé il y a plus de 15 ans, n'a jamais pu être réalisé avec succès. Son bon fonctionnement s'est heurté à plusieurs obstacles liés à l'injection et à la détection dépendant du spin aux interfaces métal ferromagnétique/semiconducteur. En effet, une telle jonction Schottky permet d'injecter des porteurs (électrons ou trous) exclusivement du semiconducteur vers le métal et pas l'inverse [17].

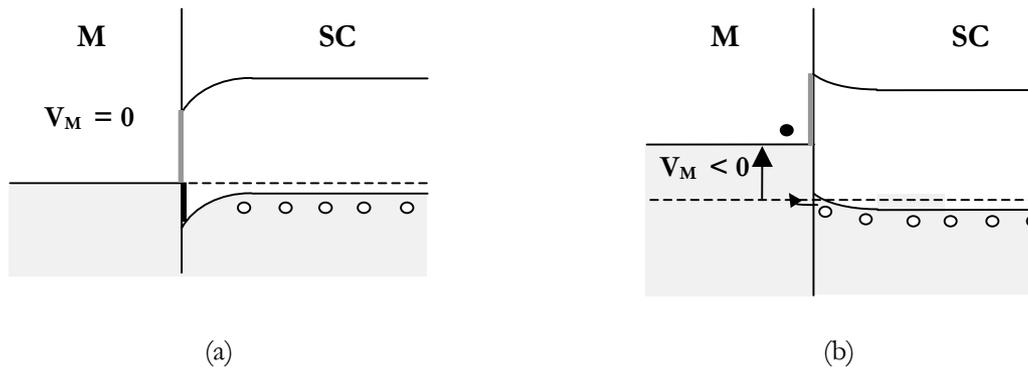


Fig.12. Diagramme d'énergies d'une jonction métal/semiconducteur illustrant l'évolution de la hauteur de barrière pour les électrons du métal. (a) à polarisation nulle ($V_M=0V$), la différence des travaux de sortie induit une courbure des bandes vers le bas, (b) à polarisation négative sur le métal ($V_M < 0V$), la zone de charge d'espaces positive s'élargit avec l'augmentation de $|V_M|$.

La figure 12 illustre un contact entre un métal et un semiconducteur de type P. Afin d'injecter des électrons dans le semiconducteur à partir du métal, on applique une tension négative sur ce dernier. Ceci entraîne le passage des trous du semiconducteur vers le métal, néanmoins il n'y a pas de transitions des électrons du métal dans le semiconducteur en raison de la hauteur de barrière de ce contact. Pour y remédier, il est nécessaire de mettre une résistance d'interface entre le métal ferromagnétique [18] et le semiconducteur, d'où l'introduction d'une jonction tunnel [19-22] (voir fig. 13). Dans ce cas, une partie de la différence de potentiel entre le métal et le semiconducteur chute dans l'oxyde. Ainsi, le niveau de Fermi du métal peut être mis en face de la bande de conduction du semiconducteur.

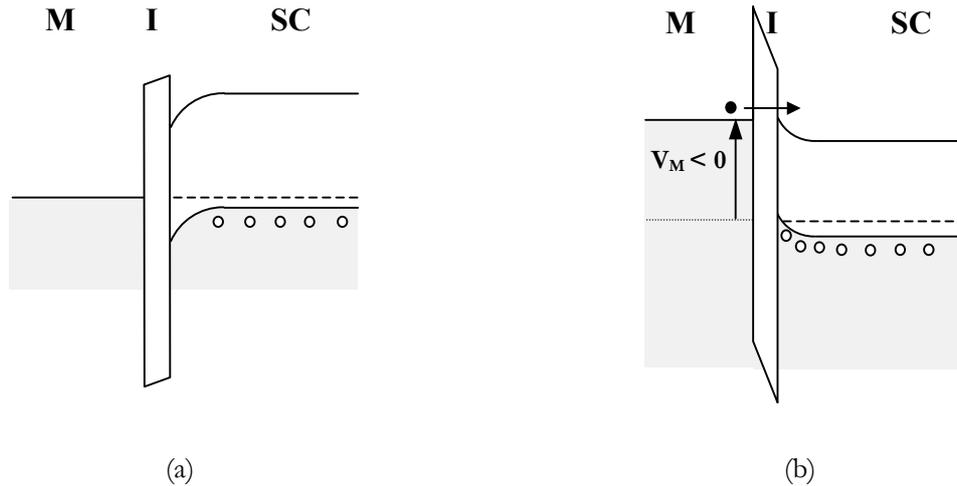


Fig.13. Diagramme de bandes d'une jonction métal/isolant/semiconducteur. (a) à polarisation nulle ($V_M=0V$), la différence des travaux de sortie induit une courbure des bandes dans le semiconducteur et dans l'isolant vers le bas, (b) à polarisation négative sur le métal ($V_M < 0V$), la tension V_M chute à travers l'oxyde et à l'interface avec le semiconducteur, ce qui permet aux électrons du métal de passer dans le semiconducteur par effet tunnel.

La structure MEMIS que nous proposons est analogue à celle du spin-FET. Elle a été pensée de sorte à permettre à la fois l'injection d'électrons polarisés en spin à travers une couche isolante, du métal ferromagnétique (FM) dans le semiconducteur (SC), la précession du spin grâce à un champ magnétique extérieur (au lieu de la grille) et la collecte sélective des électrons avec une électrode ferromagnétique à travers une couche isolante. Dans ce qui suit, nous décrivons la structure de la mémoire MEMIS et son principe de fonctionnement.

III.1.a. Descriptif d'une cellule MEMIS.

La mémoire magnétique intégrée sur silicium (MEMIS) est une structure hybride en technologie planaire composée de quatre contacts (voir fig. 14(a)): l'émetteur, le collecteur, le drain et le substrat.

L'émetteur est en métal ferromagnétique (NiFe ou Co). Il représente la source d'électrons polarisés qui peuvent être injectés dans le substrat à travers une fine couche d'oxyde (Al_2O_3 ou SiO_2) quand on le polarise négativement par rapport au substrat. Les électrons sont d'abord injectés dans le silicium du type P et ensuite collectés par le canal N en dessous du collecteur. Le collecteur est également ferromagnétique, quand il est polarisé positivement par rapport au drain il permet de prélever, à travers une couche isolante, une partie d'électrons et analyser leur état de spin. Le passage des électrons dans la région P est rapide, les électrons sont injectés directement dans le canal N. Nous avons donc la source idéale du courant qui permet d'injecter des électrons

dans le caisson N et nous pouvons appliquer la théorie de précession du spin décrite précédemment (voir § II.2).

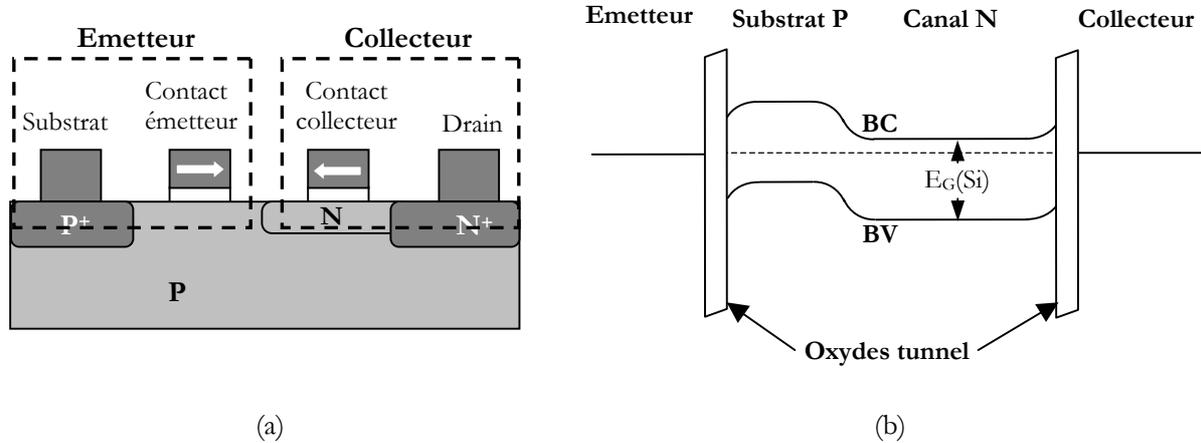


Fig.14. (a) Schéma structurel du dispositif MEMIS, l'émetteur et le collecteur sont constitués d'une jonction métal/isolant/semiconducteur (type P et N respectivement). Les contacts ohmiques du substrat et du drain sont réalisées par implantation de zones fortement dopées (type P⁺ et N⁺ respectivement). (b) structure des bandes d'énergie le long du dispositif MEMIS.

Par ailleurs, des zones dopées P⁺ et N⁺ ont été implantées afin d'avoir des contacts ohmiques avec les zones du substrat et du canal. Les étapes technologiques de fabrication du dispositif sont décrites en annexe E.

La figure 14(b) illustre le diagramme de bandes des jonctions MIS de l'émetteur et du collecteur en absence de polarisations. Les contacts ohmiques N⁺/N et P⁺/P, orientés selon l'axe sortant, n'y sont pas représentés.

III.1.b. Retournement des aimantations des couches magnétiques.

Les couches ferromagnétiques intégrées dans les structures MEMIS étudiées dans ce chapitre sont en NiFe, de mêmes dimensions latérales que l'émetteur et le collecteur (quelques microns) et d'épaisseur 10 nm. En raison de la faible épaisseur de la couche magnétique, les aimantations des électrodes sont dans le plan des couches minces ferromagnétiques. D'autre part, l'anisotropie de forme des couches ferromagnétiques induit une direction préférentielle pour l'aimantation, appelée 'axe facile' d'aimantation comme le montre la figure 15 ; par opposition à l'axe difficile de l'aimantation perpendiculaire à l'axe facile.

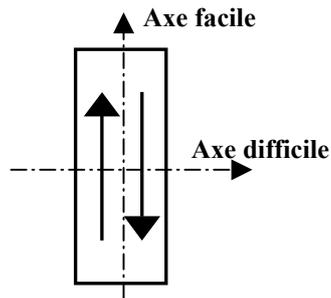


Fig.15. Présentation des axes d'aimantation d'une couche ferromagnétique mince avec une anisotropie de forme. L'aimantation est dans le plan de la couche et est dirigée suivant l'axe facile d'aimantation.

Une fois aimantée par le champ magnétique extérieur orienté selon l'axe facile, la couche ferromagnétique reste monodomaine, elle conserve son aimantation dite rémanente (M_R). Pour basculer l'aimantation, il est nécessaire d'appliquer un champ magnétique inverse appelé champ coercitif (B_C).

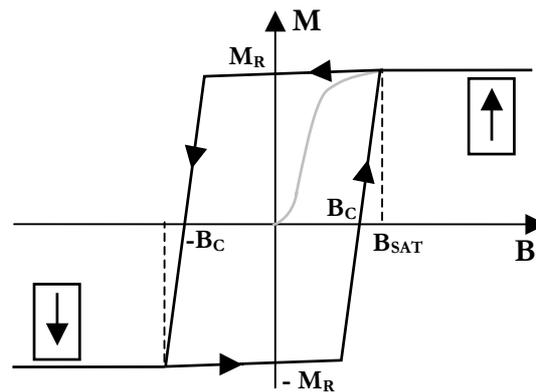


Fig.16. Cycle d'hystérésis de l'aimantation M et domaines magnétique d'une couche ferromagnétique en fonction du champ magnétique extérieur B .

La boucle d'hystérésis de la figure 16 est la courbe qui fait correspondre l'aimantation \vec{M} au champ magnétique extérieur \vec{B} , la largeur de la boucle d'hystérésis ($W_B=2B_C$) dépend de la géométrie de la couche mince. L'annexe F présente le modèle de retournement cohérent de l'aimantation selon Stoner-Wohlfarth [23].

Ainsi, si on considère une structure comportant deux couches ferromagnétiques avec des coercivités différentes (donc deux largeurs différentes des boucles d'hystérésis d'aimantation), le balayage du champ magnétique extérieur fait apparaître des régions où les deux aimantations sont parallèles et d'autres où elles sont antiparallèles. La configuration des aimantations influence la résistance entre les deux couches comme expliqué précédemment et se traduit par une

augmentation de résistance ΔR dans la configuration antiparallèle. Ce principe constitue le moyen habituel utilisé pour les mémoires MRAM.

La figure 17 illustre le retournement des aimantations des deux couches minces en fonction du champ magnétique ainsi que la configuration relative des deux aimantations.

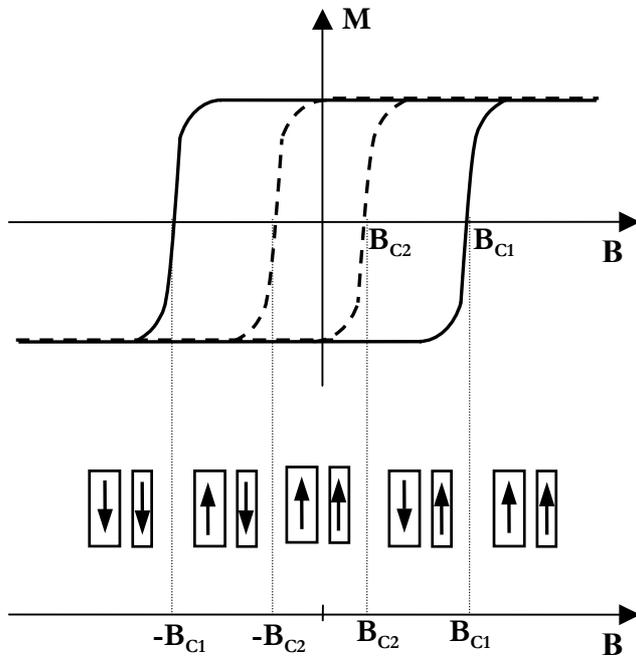


Fig.17. cycles de retournement des aimantations des deux couches ferromagnétiques minces avec des champs coercitifs différents. Le schéma de bas illustre l'orientation relative des deux aimantations, qui est à l'origine de la magnétorésistance, selon la valeur appliquée du champ magnétique.

Dans le dispositif MEMIS, nous avons réalisé des couches ferromagnétiques de l'émetteur et du collecteur avec des aspects de formes différents pour avoir la différence de coercivités. Dans ce cas, on s'attend à ce qu'il y ait une différence de signal électrique quand les aimantations de l'injecteur et du collecteur sont parallèles et antiparallèles, ceci serait la preuve que l'émetteur injecte des électrons polarisés en spin et que le collecteur détecte leur état de spin.

III.2. Caractérisation électrique.

Dans cette partie, nous allons analyser le comportement électrique du dispositif MEMIS en terme d'injection et de collecte des électrons sans se préoccuper de l'état du spin.

III.2.a. Caractérisation de l'injection des électrons.

L'émetteur est une jonction MIS de type P dont le diagramme de bandes est représenté sur la figure 18 pour différents régimes :

- En absence de polarisation ($V_E=0V$), les bandes d'énergies du semiconducteur et de l'oxyde sont courbées vers le bas en raison de la différence ϕ_{MS} des travaux de sortie et des états d'interface SC/oxyde (schéma a).

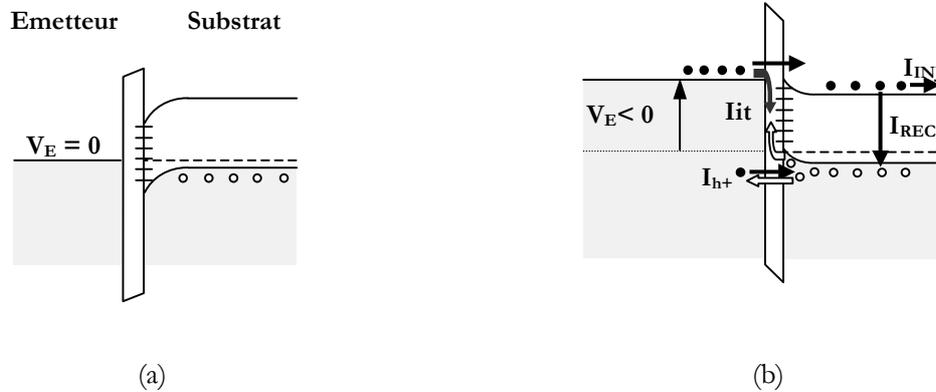


Fig.18. Structure des bandes d'énergie de l'injection des électrons de l'émetteur vers le substrat en fonction de la tension de l'émetteur (V_E). (a) à $V_E=0V$, (b) à $V_E < 0V$, ce qui correspond à l'injection des électrons dans le SC.

- Quand on applique une polarisation négative sur l'émetteur ($V_E < 0V$), les électrons passent du métal vers le semiconducteur. Le courant total I_{TOT} correspond à l'addition de quatre types de courant :
 - I_{it} qui correspond à la recombinaison dans les états d'interface des électrons provenant du métal et des trous du semiconducteur.
 - I_{h+} correspondant aux trous qui tunnelent de la couche d'accumulation vers le métal à travers l'oxyde.
 - I_{REC} qui est dû à la recombinaison électron-trou dans le semiconducteur.
 - I_{INJ} qui correspond aux électrons qui tunnelent du métal dans la bande de conduction du substrat P. Ils sont ensuite récupérés par le canal N et collectés par la région N^+ du drain.

Les courants I_{it} , I_{h+} et I_{REC} représentent des courants parasites, leur somme constitue le courant de trous et est détecté par le substrat ($I_S = I_{it} + I_{h+} + I_{REC}$). Le courant I_{INJ} représente la partie utile du courant total qui va être filtrée par le collecteur. On appellera désormais 'taux d'injection' le rapport $\tau_{INJ} = \frac{I_{INJ}}{I_{TOT}}$.

$$\text{d'injection' le rapport } \tau_{INJ} = \frac{I_{INJ}}{I_{TOT}}.$$

Le dispositif MEMIS nous permet de mesurer séparément le courant I_{INJ} en mesurant le courant du drain et le courant du substrat et de donc mesurer le taux d'injection des électrons.

Pour réaliser l'injection des électrons, on applique une tension négative sur l'émetteur, le substrat étant à la masse. On mesure ensuite I_{INJ} , courant injecté dans le drain, ainsi que le courant dans le substrat I_{S} comme le montre le schéma électrique de la figure suivante.

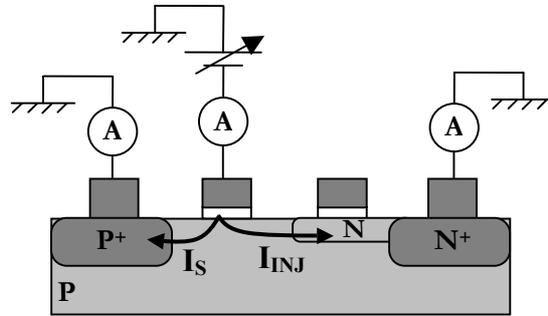


Fig.19. Schéma électrique de caractérisation de l'émetteur.

Nous avons ainsi, caractérisé l'injection des électrons à partir d'une couche ferromagnétique de dimensions ($5\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$) à travers une couche d' Al_2O_3 de 1.5 nm d'épaisseur. L'évolution des courants mesurés est reportée dans la figure 20(a) en fonction de la tension appliquée sur l'émetteur V_{E} ($0 \rightarrow -2 \text{ V}$).

La figure met en évidence l'injection des électrons du métal ferromagnétique vers le canal. Il se trouve que le seuil d'injection correspond à la bande interdite du silicium ($E_{\text{G}}=1.1 \text{ eV}$). Nous pouvons également remarquer le changement de la pente de la courbe $I_{\text{S}}(V_{\text{E}})$ (voir Fig. 20(a)) au-delà de la tension de seuil, ceci est un signe de l'injection des électrons dans le canal.

Sur la figure 20(b), nous présentons le taux d'injection des électrons dans cette même structure en fonction de la tension de l'émetteur. Cette figure montre que le taux d'injection augmente à partir de la tension de seuil, il est d'environ 42% à $V_{\text{E}} = -2 \text{ V}$. Dans les meilleurs cas, nous avons obtenu des taux d'injection allant jusqu'à 60%.

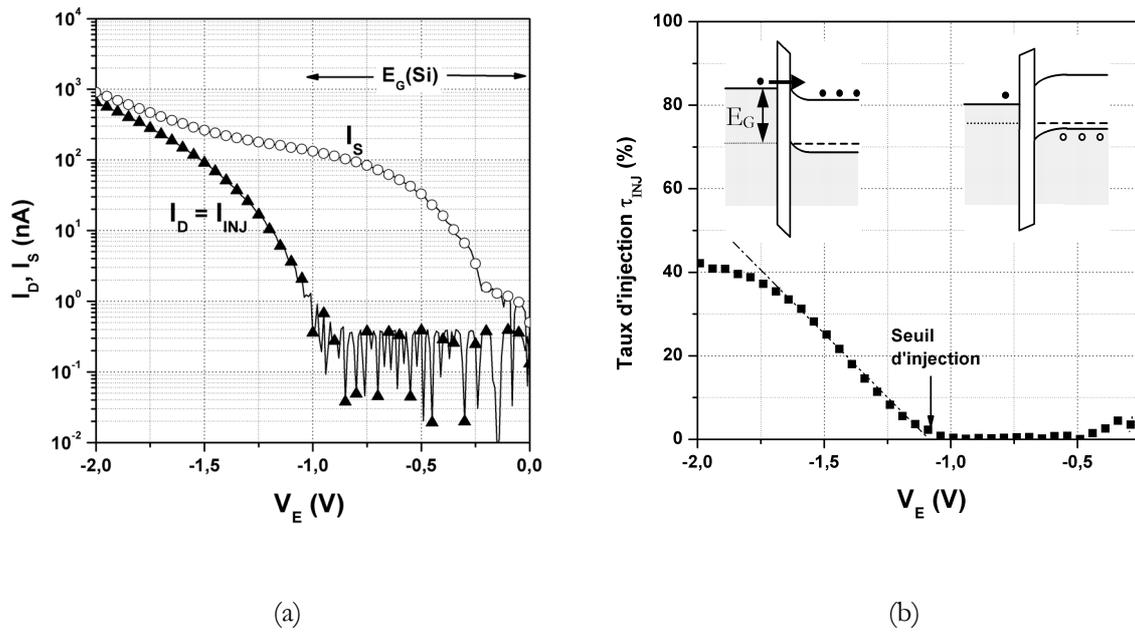


Fig.20. (a) Caractéristique courant-tension de l'injection dans une jonction MIS $5 \times 1 \mu\text{m}^2$ avec un oxyde tunnel de 1.5 nm d' Al_2O_3 , (b) taux d'injection des électrons en fonction de la tension V_E , les digrammes sur la courbe illustrent la configuration des bandes d'énergie selon la tension V_E appliquée.

Le courant du substrat est assez élevé, ce qui peut être dû à une grande concentration des états à l'interface entre le silicium et l'oxyde. Les traitements thermiques effectués lors de l'élaboration des éléments en matériau ferromagnétique peuvent causer la contamination du silicium par diffusion des ions du ferromagnétique à travers la couche d'oxyde tunnel. Cette diffusion peut, d'un côté, induire des états dans l'oxyde et entraîner des recombinaisons électron-trou (par ces états) dans le substrat du silicium à proximité de l'interface $\text{Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$, ce qui donne naissance à un courant parasite prélevé par le contact du substrat. D'un autre côté, la diffusion à travers l'oxyde peut entraîner également des mécanismes tunnel assistés par des pièges [24].

III.2.b. Caractérisation électrique du collecteur.

Le montage électrique utilisé pour ces mesures est décrit dans la figure 21 : seul le contact du collecteur est polarisé par une tension variable ; le substrat, l'émetteur et le drain sont connectés à la masse.

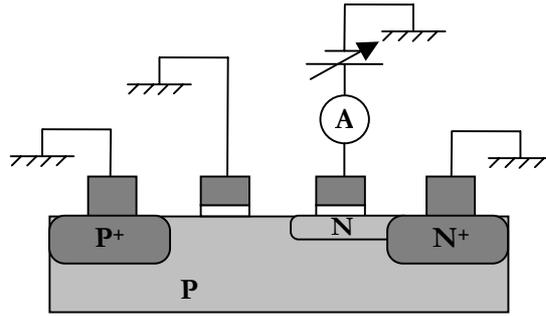


Fig.21. Schéma électrique de caractérisation du collecteur.

Le collecteur est constitué d'une jonction MIS de type N, la collecte des électrons se fait donc par application d'une tension positive sur le collecteur. La figure 22 qui suit résume la configuration des bandes de la jonction MIS de type N selon la tension V_C appliquée sur le collecteur :

- A $V_C > 0V$, les électrons passent du semiconducteur vers le métal par effet tunnel, le dispositif fonctionne en régime d'accumulation. Ceci se manifeste par l'apparition du courant du collecteur I_{COL} .
- A $V_C < 0V$, les électrons désertent l'interface entre le canal N et l'oxyde, le collecteur est bloqué. Pour $V_C \ll 0V$, les électrons chauds peuvent passer du collecteur vers le semiconducteur et le dispositif est à la limite du claquage.



Fig.22. Structure de bandes d'énergie de la collecte des électrons du canal N pour différentes polarisations du collecteur (V_C). (a) à $V_C < 0V$, ce régime correspond à la désertion des électrons du semiconducteur, (b) à $V_C > 0V$, ce qui correspond à la collecte des électrons.

La figure 23 présente la caractéristique tunnel de la collecte d'électrons à travers une jonction ($2\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$) avec un oxyde de 1.5 nm d' Al_2O_3 . Nous avons mesuré les courants I_D et I_C en fonction de la tension du collecteur V_C ($0 \rightarrow 1V$). Nous pouvons remarquer sur la figure

l'efficacité de la collecte des électrons. Les électrons du drain sont entièrement évacués par le collecteur ($I_C = -I_D$).

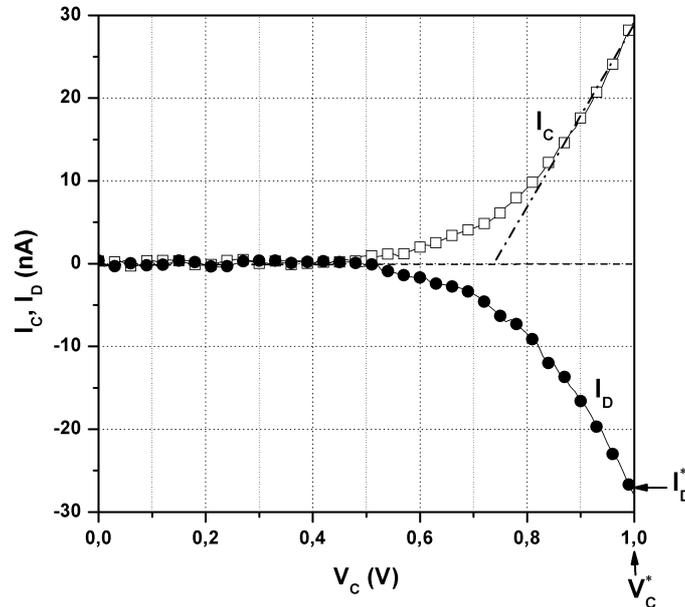


Fig.23. Caractéristique courant-tension du collecteur d'une jonction MIS $2 \times 1 \mu\text{m}^2$ avec un oxyde tunnel de 1.5 nm d' Al_2O_3 .

III.2.c. Caractérisation électrique de la détection.

La mesure de la détection des électrons consiste à déterminer le point de fonctionnement du dispositif avec les deux polarisations de l'émetteur et du collecteur. Pour ce faire, nous fixons une tension fixe sur le collecteur $V_C = V_C^*$ qui correspond à un niveau de courant collecté $I_{C \rightarrow D} = I_D^*$ à $V_E = 0\text{V}$ (injection=0). Ensuite, nous faisons varier la tension de l'émetteur pour injecter des électrons dans le canal, ce qui entraîne le passage du courant électrique $I_{D \rightarrow E}$. Le courant total dans le drain est la somme des deux contributions : $I_D = I_{C \rightarrow D} + I_{D \rightarrow E}$.

La figure 24 montre le schéma électrique utilisé pour cette manipulation.

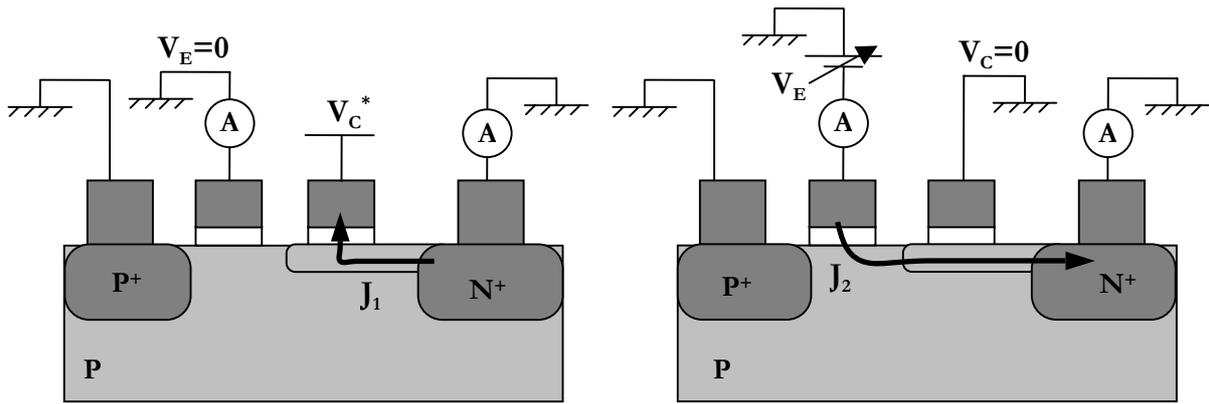


Fig.24. Schéma électrique de caractérisation de la détection des électrons. J_1 et J_2 correspondent aux densités respectives des électrons collectés par le drain (à $V_E=0$) et injectés par l'émetteur (à $V_C=0$), le flux d'électrons dans le drain correspond à la différence ($J_2 - J_1$).

Nous avons réalisé la mesure pour la structure MEMIS décrite ci-dessus, l'injection et la collecte des électrons sont réalisées par des jonctions MIS de dimensions respectives $5 \times 1 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 1 \mu\text{m}^2$ et avec un oxyde tunnel de 1.5 nm d'alumine.

Nous avons fixé V_C^* à 1V, ce qui correspond à un courant $I_D^* = -25 \text{ nA}$ à $V_E=0 \text{ V}$ (voir Fig. 23). Ensuite on balaie la tension de l'émetteur de 0 à 2V. La figure suivante montre l'évolution du courant I_D en fonction de la tension V_E .

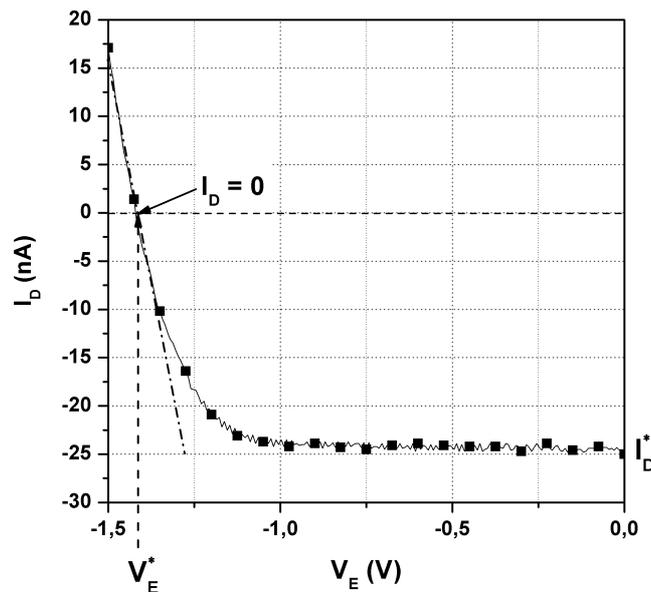


Fig.25. Caractéristique courant-tension de la détection des électrons à $V_C=1\text{V}$ pour une structure MEMIS un oxyde tunnel de 1.5 nm d' Al_2O_3 .

Nous pouvons remarquer que le courant I_D est constant ($I_D = I_D^*$) pour des faibles valeurs de V_E . A partir la tension de seuil (~ 1.1 V), les électrons sont injectés dans le canal et le courant $I_{D \rightarrow E}$ augmente progressivement. Pour une tension donnée de l'émetteur ($V_E = V_E^*$), le courant du drain s'annule et change de signe. Cela veut dire que le courant du drain est dominé par les électrons injectés. Dans ces conditions, les électrons non polarisés du canal N sont remplacés par les électrons polarisés provenant de l'injecteur.

Ainsi, si on polarise la structure avec les tensions V_C^* et V_E^* , le courant du drain est nul, ce qui revient à dire que les électrons injectés passent uniquement dans le collecteur. Ce point de fonctionnement est utilisé ensuite pour les mesures de magnétorésistance. En effet, une fois on injecte des électrons, la distribution du spin s'établit dans le canal, on s'attend que le courant du collecteur dépende de l'état du spin et des aimantations relatives des électrodes : pour une configuration antiparallèle des aimantations de l'émetteur et du collecteur, le courant du collecteur s'annule et les électrons injectés sont évacués par le drain.

III.2.d. Discussions.

Sur la figure 26, nous décrivons l'évolution dans le semiconducteur du courant injecté. Le schéma (a) montre le diagramme des bandes d'énergie à travers les jonctions MIS de l'émetteur et du collecteur.

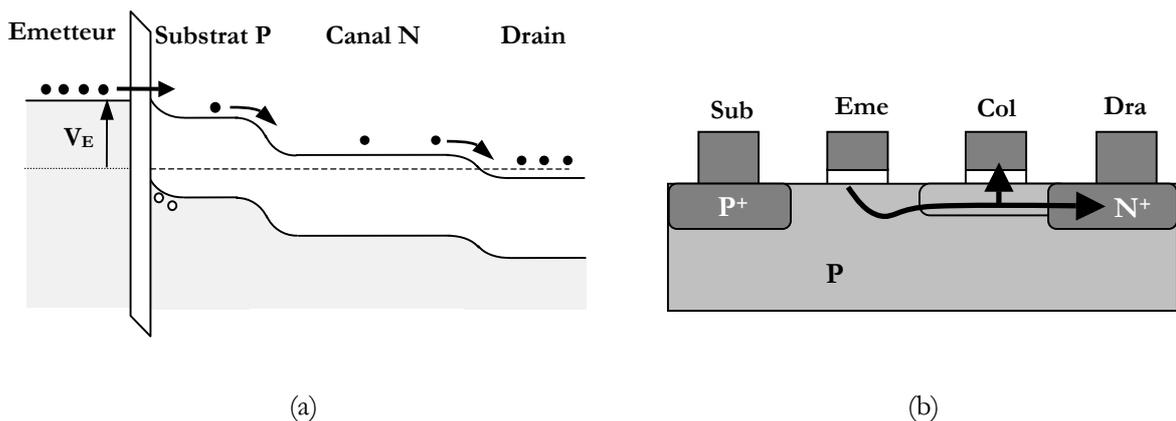


Fig.26. Transport dans le semiconducteur des électrons injectés de l'émetteur ($V_E < 0V$) et collectés par le collecteur ($V_C > 0V$). (a) Diagramme des bandes d'énergie dans le semiconducteur, (b) Schéma descriptif de l'injection et le transport des électrons dans le dispositif MEMIS.

Les électrons sont injectés de l'émetteur dans la zone P par application d'une tension V_E négative. Ils sont ensuite dirigés majoritairement vers le canal N grâce à la jonction PN. Pour des tensions

faibles du collecteur ($V_C \sim 0V$) le courant injecté passe préférentiellement dans le drain. L'application d'une tension V_C positive permet la collecte une partie du courant du canal, le reste est évacué par le drain. Cette répartition du courant injecté est illustrée sur la figure 26(b).

Quand nous appliquons une tension positive sur le collecteur à $V_E < 0$, la bande de conduction du canal s'abaisse par rapport à celle du drain, ainsi les électrons s'accumulent au voisinage de l'interface silicium/oxyde du collecteur et tunnelent vers ce dernier. Cette configuration est illustrée sur la figure 27 où nous avons présenté les deux jonctions MIS ainsi que le transport des électrons dans le canal à $V_E < 0$ et $V_C > 0$.

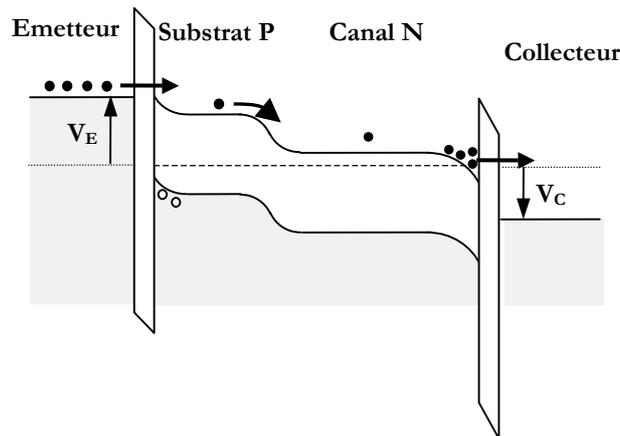


Fig.27. Diagramme des bandes de l'émetteur et du collecteur lors de la détection pour $V_C > 0V$ et $V_E < 0V$.

III.3. Mesures de magnétorésistance.

Nous avons effectué des mesures électriques à température ambiante sur les structures MEMIS en présence d'un champ magnétique extérieur.

Malheureusement, nous avons observé que le balayage du champ magnétique dans le plan des couches ferromagnétiques n'entraîne pas d'effet de magnétorésistance pour des valeurs du champ magnétique allant jusqu'à 30 mT. Plusieurs raisons peuvent être à l'origine de l'absence de la magnétorésistance.

D'une part, nous n'avons pas pu assurer les champs coercitifs différents pour les deux électrodes ; des mesures complémentaires réalisées à Spintec ont révélé que les boucles d'hystérésis sont identiques pour des couches ferromagnétiques avec différents aspects de forme [24]. Par ailleurs, nous pouvons penser que l'épaisseur des couches ferromagnétiques n'était pas adaptée. En effet, nous pourrions choisir de fabriquer des électrodes avec deux épaisseurs différentes de la couche ferromagnétique, ce qui permettrait de retourner l'aimantation de la couche la plus mince plus facilement et obtenir ainsi deux largeurs différentes de boucles d'hystérésis des couches ferromagnétiques.

D'autre part, nous avons observé une forte recombinaison des porteurs à l'interface entre le silicium et l'oxyde (voir Fig. 20(a)). Les traitements thermiques réalisés sur les dispositifs provoquent la diffusion des ions de Fe et Ni, l'interaction des électrons injectés et polarisés en spin avec ces centres paramagnétiques peut provoquer la dépolarisation du spin.

La maîtrise de la contamination du silicium, par des ions du métal ferromagnétique, constitue un défi pour le bon fonctionnement du dispositif. En effet, les couches ferromagnétiques sont réalisées par dépôt PVD (Physical Vapor Deposition), les ions peuvent ainsi s'implanter dans l'oxyde. Cette contamination a pour effet de réduire la durée de vie des porteurs d'une part ; d'autre part, les atomes du matériau ferromagnétique peuvent être des centres de recombinaison des porteurs et induire ainsi un courant parasite dans le substrat. Des mesures TXRF⁷ réalisées à Spintec ont révélé des niveaux de contamination en Fe de l'ordre de 10^{11}cm^{-2} à 10^{12}cm^{-2} , une telle contamination n'est pas acceptable pour des applications en microélectronique.

⁷ TXRF : Total X-rays Reflexion Fluorescence.

IV. Conclusion et perspectives.

A la lumière de ces résultats, le silicium apparaît comme un excellent matériau pour le transport du spin, ceci grâce à un long temps de relaxation de spin permettant d'atteindre des longueurs micrométriques de diffusion de spin. La précession du spin peut être réalisée par l'application d'un faible champ magnétique extérieur de l'ordre de quelques mT, dirigé préférentiellement selon la normale au plan des couches ferromagnétiques afin de ne pas modifier les aimantations de ces dernières.

Les dispositifs MEMIS proposés dans ce travail ont été conçus de sorte à permettre d'un côté l'injection et la collecte des électrons polarisés en spin grâce à des jonctions métal ferromagnétique/isolant/silicium, et d'un autre côté la sélectivité de la détection du spin par l'intermédiaire d'un champ magnétique extérieur.

Les caractéristiques électriques ont mis en évidence l'injection des électrons dans le canal N de la structure et la détection des électrons par le collecteur.

Néanmoins, les dispositifs MEMIS n'ont pas pu être caractérisés globalement en raison de la difficulté d'injecter et de détecter des électrons polarisés en spin.

D'autre part, des simulations faites par la société Spintron ont montré que les électrons ont tendance à s'accumuler sous l'émetteur à cause probablement de la contamination par des ions paramagnétiques qui diffusent à travers la couche isolante pendant le recuit, ce qui a pour conséquence de réduire le taux d'injection de spin par recombinaison.

Les difficultés rencontrées pour les structures MEMIS sont donc essentiellement relatives à la technologie utilisée pour les fabriquer. Pour remédier à ces problèmes, il faut adapter la technologie de fabrication des jonctions métal ferromagnétique/isolant/silicium pour réduire le courant de recombinaison et ainsi d'améliorer le taux d'injections des électrons. D'autre part, il est nécessaire d'avoir une grande sensibilité des électrodes au champ magnétique afin d'assurer des coercivités différentes pour les couches ferromagnétiques.

Dans le chapitre 4, nous allons explorer d'autres techniques de fabrication de jonctions hybrides comportant moins de traitements thermiques et de les caractériser électriquement.

REFERENCES

- [1] J. Gregg, W. Allen, N. Viart, R. Kirschmann, C. S. J. P. Schille, M. Gester, S. Thomson, P. Sparks, V. DaCosta, K. Ouandjela, M. Skvarla, "The art of spin electronics" *J. Man. Magn. Mater.* **175**, p. 1 (1997)
- [2] I. Zutic, J. Fabian, S. D. Sarma, "A proposal for a spin-polarized solar battery" *Appl. Phys. Lett.* **79**, p. 1558 (2001).
- [3] C. L. Dennis, C. Sirisathitkul, G.J. Ensell, J. F. Gregg, S. M. Thompson, "High current gain silicon based spin transistor" *J. Phys.D* **36**, p. 81 (2003).
- [4] C. L. Dennis, C. V. Tiusan, J.F. Gregg, G. J. Ensell, S. M. Thompson, "Silicon spin diffusion transistor: materials, physics and device characteristics" *IEE Proc-Circuits Device Syst* **152**, p. 340 (2005).
- [5] J. Fabian, I. Zutic, S.D. Sarma, "Magnetic bipolar transistor" *Appl. Phys. Lett.* **84** p. 85 (2004).
- [6] S.F. Alvarado, P. Renaud, "Observation of spin-polarized-electron tunnelling from a ferromagnet into GaAs", *Phys. Rev. Lett.* **68**, p. 1387 (1992).
- [7] F. Meier, B.P. Zachachrenya, *Optical Orientation*, North-Holland, Amsterdam (1984).
- [8] V. F. Motsnyi, P. Van Dorpe, W. Van Roy, E. Goovaerts, V. I. Safarov, G. Borghs, J. De Boeck, "Optical investigation of electrical spin injection into semiconductors". *J. Phys. Rev. B* **68**, p. 245319 (2003).
- [9] A. Filipe, H. -J. Drouhin, G. Lampel, Y. Lassailly, J. Nagle, J. Peretti, V. I. Safarov, A. Schuhl, "Spin-dependent transmission of electrons through the ferromagnetic metal base of a hot electron transistorlike system", *phys. Rev. Lett.* **80**, p. 2425 (1998).
- [10] G. Lampel, "Nuclear dynamic polarization by optical electronic saturation and optical pumping in semiconductors" *Phys.Rev. Lett.* **20**, p. 491 (1968).
- [11] D. Lépine, "Spin resonance of localized and delocalized electrons in phosphorus-doped Silicon between 20 and 30K" *Phys. Rev. B* **2**, p. 2429 (1970).

-
- [12] S. Datta, B. Das "Electronic analog of the electro-optic modulator" *Appl. Phys. Lett.* **56**, p. 665 (1990).
- [13] E.I. Rashba, "Properties of semiconductors with an extremum loop, I/ Cyclotron and combinational resonance in a magnetic field perpendicular to the plane of the loop", *Sov. Phys. Solid State.* **2**, p. 1109 (1960).
- [14] A. G. Aronov, G. E. Pikus, "Spin injection into semiconductors", *Sov. Phys. Semicond.* **10**, p. 698 (1976).
- [15] Z. G. Yu, M. E. Flatté, "Electric field dependent spin diffusion and spin injection into semiconductors", *Phys. Rev. B* **66**, p. 201202 (2002).
- [16] Z. G. Yu, M. E. Flatté, "Spin diffusion and injection in semiconductors. Electric field effects", *Phys. Rev. B* **66**, p. 235302 (2002).
- [17] G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Mollenkamp, A. T. Filip, B. J. Van Wees, "Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into diffusive semiconductor" *Phys. Rev. B* **62**, p. R4790 (2000).
- [18] A. Fert, H. Jaffres, "Conditions for efficient spin injection from a ferromagnetic metal into a semiconductor" *Phys. Rev. B* **64**, p. 184420 (2001).
- [19] R. P. Borges, C. L. Denis, J. F. Gregg, E. Jouguelet, K. Ounadjela, I. Petej, S. M. Thompson, M.J. Thornton, "Comparative study of spin injection into metals and semiconductors" *J. Phys. D, Appl. Phys.* **35**, p. 186 (2002).
- [20] J. F. Gregg, R. P. Borges, E. Jouguelet, C. L. Denis, I. Petej, S. M. Thompson, K. Ounadjela, "Spin injection efficiency in spin electronic devices" *J. Magn. Mater* **265**, p. 274 (2003).
- [21] V. F. Motsnyi, V. I. Safarov, J. De Boeck, J. Das, W. Van Roy, E. Goovaerts, G. Borghs, "Electrical spin injection in a ferromagnetic/tunnel barrier/semiconductor heterostructure", *Appl. Phys. Lett.* **81**, p. 265 (2002).
- [22] C. Dulaud, A. Bsiesy, A. Filipe, A. Francinelli, H. Achard, V. Safarov, "Magnetic and electrical characterization of "ferromagnet/insulator/silicon" diodes", *Mat. Sci. Eng.* **126**, p. 168 (2006).

- [23] E. C. Stoner, E. P. Wohlfarth, "A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys", *Phil. Trans. Roy. Soc. London* 240 A, p. 599 (1948).
- [24] C. Duluard, "Contribution à la réalisation d'une mémoire magnétique intégrée sur silicium", *thèse soutenue à l'Université Joseph Fourier-Grenoble*, (2007).

4

Fabrication et caractérisation de structures hybrides de type FMIS et MSS.

Introduction.

Comme nous avons établi dans le chapitre précédent, la réussite des dispositifs de spintronique dépend en premier lieu de la qualité des jonctions ferromagnétiques semiconducteurs qui servent comme injecteur et détecteur de spins. C'est pour cela que nous proposons dans ce chapitre, d'étudier et de caractériser électriquement d'autres technologies de fabrication de ces jonctions, mettant en œuvre moins de traitements de recuit, afin d'éviter les problèmes de diffusion du métal dans le semiconducteur.

Dans plusieurs dispositifs spintroniques proposés [1-4], l'injection des électrons du métal ferromagnétique vers le semiconducteur peut être réalisée grâce à une jonction tunnel intercalée entre les deux. Ces dernières années, l'oxyde d'aluminium Al_2O_3 a été largement étudié dans les jonctions tunnel magnétiques [5]. Ainsi plusieurs travaux se sont intéressés aux procédés de fabrication de couches homogènes d'oxyde [6-9]. D'autre part, d'autres travaux ont montré que l'injection du spin peut être améliorée par l'introduction d'une barrière tunnel MgO entre le matériau ferromagnétique et le semiconducteur [10-11].

Une autre piste pour l'injection des électrons polarisés en spin d'un métal dans un semiconducteur consiste à doper un semiconducteur avec des atomes magnétiques. Le semiconducteur magnétique ainsi formé peut servir comme injecteur des électrons.

Dans ce chapitre, nous étudions plus en détail les caractéristiques et les propriétés des jonctions de structures métal ferromagnétique/isolant/semiconducteur (FMIS) et de type semiconducteur magnétique/semiconducteurs (MSS)

Dans un premier temps, nous nous proposons de fabriquer et d'étudier des structures FMIS afin d'explorer l'injection des électrons dans le silicium. Nous avons ainsi élaboré des jonctions FMIS sur des substrats de silicium (100) avec des oxydes de quelques monocouches de Al_2O_3 et de MgO . Une couche fine de Cobalt sert d'injecteur des porteurs à travers la couche d'oxyde. La caractérisation a été améliorée par la réalisation des jonctions FMIS à l'intérieur de tranchées et de contacts métalliques déportés. Cette partie constitue un module du projet européen EMAC (Embedded MAgnetic Components).

Dans un second lieu, nous nous intéresserons aux résultats préliminaires des mesures électriques sur des jonctions MSS du type $\text{Ge}_3\text{Mn}_5/\text{Ge}$ réalisées par épitaxie. L'étude comprend des mesures de conductivité de la couche Ge_3Mn_5 , ainsi que les caractéristiques I-V des jonctions. Nous présenterons également les résultats de mesures à basses températures.

I. Elaboration et caractérisation des jonctions Ferro/isolant/silicium.

I.1. Elaboration des jonctions FMIS.

Nous avons étudié les jonctions FMIS réalisées à partir de substrats de silicium [12]. Les étapes technologiques de fabrication sont déterminantes dans le fonctionnement électrique des circuits, elles nécessitent donc d'être faites soigneusement en salle blanche :

- Le substrat est tout d'abord nettoyé dans un bain à ultrasons pendant 15 min dans de l'acétone afin d'éliminer les poussières et les empreintes organiques. Cette étape est suivie d'un rinçage à l'eau dés ionisée.
- Un bain dilué en HF (5%) pendant environ une minute permet d'éliminer l'oxyde natif de silice sur la surface du substrat.
- Le substrat est par la suite oxydé par une solution $H_2SO_4:H_2O_2$ (4:1) pendant 15 minutes suivi d'une désoxydation par une solution en HF (5%) pendant 50 secondes.
- Une épitaxie par jets moléculaires (MBE⁸) à température ambiante permet de réaliser une monocouche d'aluminium sur la surface, suivi d'une oxydation à température ambiante sous un flux d'oxygène moléculaire (2.10^{-6} Torr) afin de former une fine couche d' Al_2O_3 . L'oxydation est suivie d'un recuit de densification à 400°C sous ultravide. La spectroscopie Auger montre que l'oxyde AlO_x ainsi formé présente un coefficient stœchiométrique $x \cong 1$. D'autres travaux ont rapporté cette même composition de l'oxyde d'aluminium avec cette technique [13]. Cette opération est répétée pour plusieurs couches pour atteindre l'épaisseur d'oxyde désirée, une monocouche de l'oxyde correspond à une épaisseur de 8Å.
- La couche métallique est réalisée par évaporation d'une fine couche (15 - 25 nm) de cobalt en appliquant un faible champ magnétique (~ 20 G) afin de créer un axe d'aimantation facile dans la couche évaporée.

L'image TEM de la figure 1 montre le profil abrupt de l'interface d'une jonction Co/ AlO_x /Si(001) avec une faible rugosité de surface, l'épaisseur de l'oxyde est de 1.6 nm (2 monocouches).

⁸ MBE : Molecular-Beam Epitaxy.

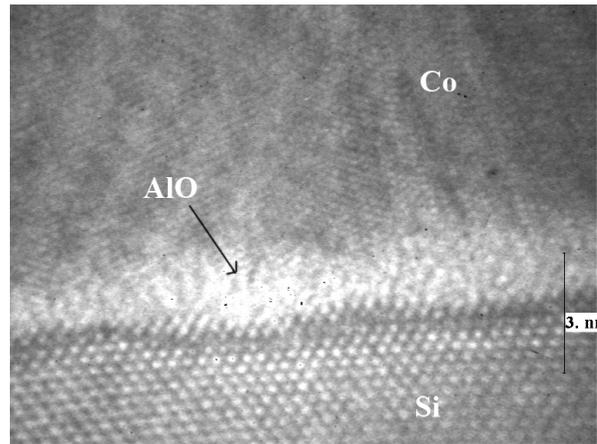


Fig.1. Coupe TEM de l'interface Co (15 nm)/AlO (1.6 nm)/ p-Si(001).

Nous présentons sur la figure 2 la mesure d'effet Kerr, suivant les axes facile et difficile d'aimantation, effectuée sur la couche de cobalt d'une structure Co(25 nm)/AlO(2 nm)/Si. Cette figure met en évidence l'anisotropie magnétocristalline de la couche de cobalt, le champ coercitif suivant l'axe facile est de 6,5 Oe tandis que le champ de saturation est égal à 32 Oe suivant l'axe difficile.

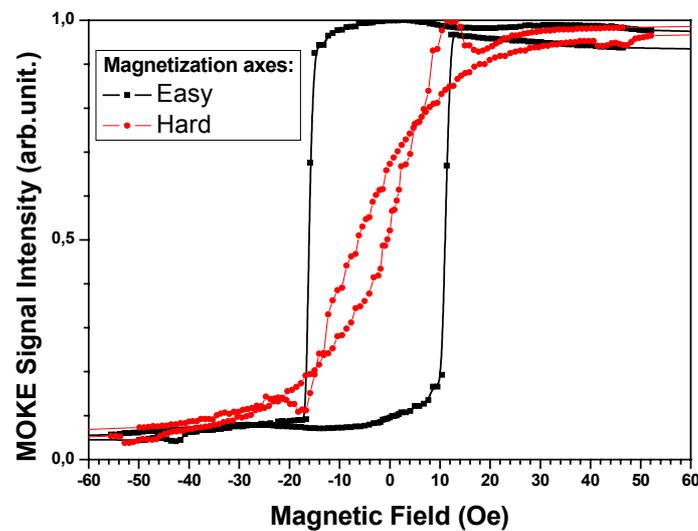


Fig.2. Mesure MOKE⁹ de basculement de l'aimantation en fonction du champ magnétique extérieur d'une jonction Co(25 nm)/Al₂O₃(2 nm)/Si(001) suivant les axes facile et difficile d'aimantation.

⁹ MOKE : Magneto-Optical Kerr Effect.

I.2. Fabrication des dispositifs.

Afin de pouvoir caractériser électriquement les jonctions FMIS, nous avons réalisé des dispositifs par transfert des motifs d'un masque de photolithographie. Les étapes technologiques de cette fabrication sont les suivantes :

- Une fine couche de résine photosensible PMMA est déposée par centrifugation sur l'échantillon au-dessus de la couche de Co. Le substrat est ensuite chauffé à 100 °C pendant une minute.
- La résine est ensuite insolée par une source de lumière UV à travers un masque de lithographie comportant des motifs de différentes tailles ainsi que des motifs de marquage comme le montre la figure 3(a). Après l'insolation, l'échantillon est recuit à nouveau à 100 °C pendant 1 minute.

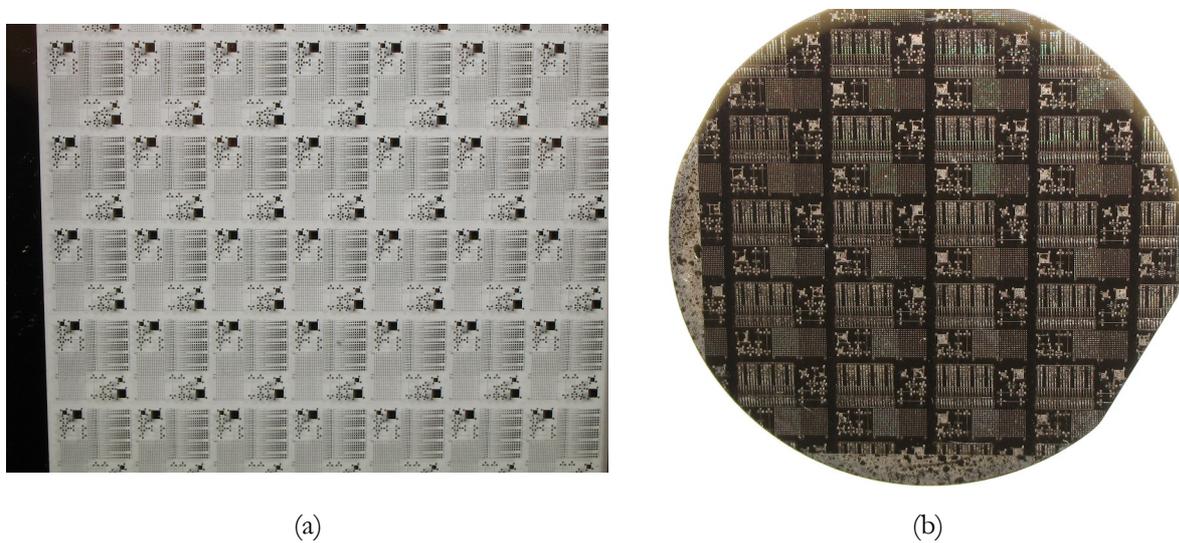


Fig.3. (a) Masque de lithographie optique utilisé pour transférer les motifs sur le film de résine, (b) image optique du substrat Si (2 pouces) comportant les dispositifs FMIS après les étapes de technologie.

- Le développement de la résine dans un solvant permet d'enlever la résine insolée et de révéler les ouvertures dans le film de résine.
- Nous procédons ensuite à la réalisation des contacts métalliques par évaporation de tantale (50 - 100 nm) sur la surface. Les atomes Ta se logent à l'intérieur des ouvertures et au-dessus de la résine. Une simple dissolution de la résine dans de l'acétone permet ensuite d'emporter le film de résine ainsi que la couche de tantale au-dessus, ne laissant que les dépôts métalliques dans les ouvertures de la résine ; ce procédé est appelé le *lift-off*. La couche fine de tantale constitue le contact métallique qui sera utilisé pour les mesures sous pointes. Elle sert également à protéger le cobalt de l'oxydation. La métallisation peut être réalisée également par dépôt d'or sur une couche d'accrochage en tantale (100nm)Au/Ta(15nm).

- Un bain dans une solution à 2% de l'acide chlorhydrique (HCl) permet d'éliminer la couche de cobalt en dehors des zones protégées par le tantale. Enfin un bain dans l'acide fluorhydrique (HF) permet d'éliminer la couche d'oxyde en dehors des zones des motifs.

A la fin des étapes technologiques, l'échantillon comporte des structures FMIS avec des superficies allant de $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ à $40 \times 40 \mu\text{m}^2$, comme nous illustrons sur l'image optique de la figure 3(b).

I.3. Caractérisation électrique des jonctions FMIS.

Dans cette partie, nous présentons les résultats de caractérisation électrique à température ambiante des jonctions FMIS. Dans ces mesures, nous mettons le substrat de silicium à la masse et nous appliquons une tension V_M sur le contact métallique via une pointe d'or afin de ne pas endommager les structures, nous mesurons ensuite le courant à travers la jonction tunnel comme le montre la figure 4.

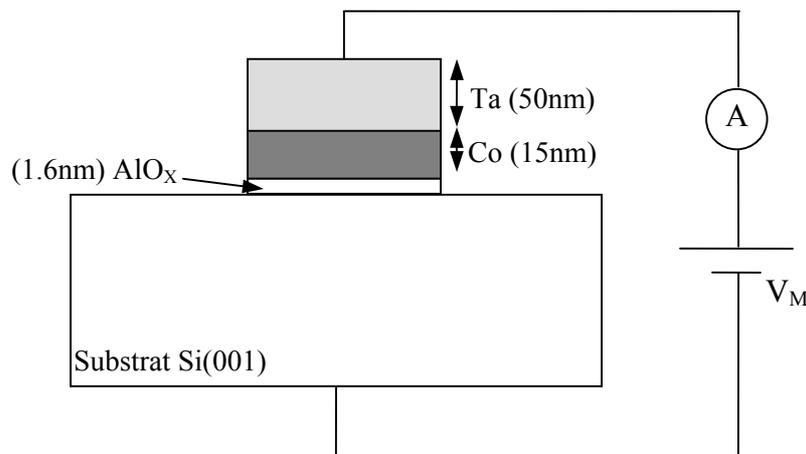


Fig.4. Schéma de la caractérisation électrique des jonctions Ta/Co/AlO/p-Si(001), le substrat est branché à la masse.

I.3.a. Structures FMIS avec un substrat Si type P.

Afin d'injecter des électrons du métal vers le semiconducteur, on applique une tension négative sur le métal ($V_M < 0$). On s'attend à une caractéristique I-V du type redresseur.

Sur la figure 5(a), nous présentons la caractéristique $J(V_M)$ d'une jonction $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ de Ta(50 nm)/Co(15 nm)/AlO(1.6 nm)/Si(001), le substrat de silicium est du type P avec un dopage de 10^{15} cm^{-3} .

L'injection des électrons du métal dans le silicium s'effectue pour des tensions négatives appliquées sur la couche métallique à partir d'une tension de seuil $V_T = -0.7 \text{ V}$. Néanmoins, nous

observons que les densités de courant injectées sont faibles (5 A.m^{-2} à $V_M = -1 \text{ V}$). En polarisation directe, on s'attend à ne pas avoir de courant, cependant le courant de fuite est non négligeable et le rapport $I_{\text{ON}}/I_{\text{OFF}} \sim 2,5$ à $V_M = -1 \text{ V}$.

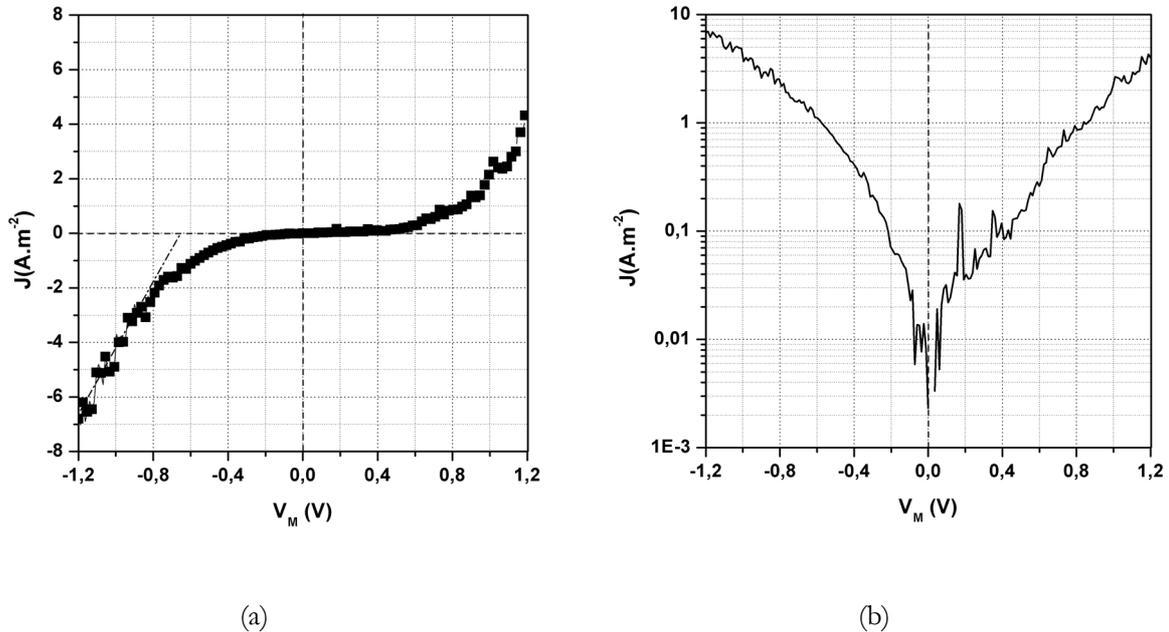


Fig.5. Densité de courant mesurée en fonction de la polarisation de métal pour une jonction Ta(50 nm)/Co(15 nm)/AlO (1.6 nm)/p-Si(001) de dimensions $200\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$, (a) en échelle linéaire, (b) en échelle logarithmique.

En effet, comme le montre le tracé logarithmique de la densité de courant (Fig. 5(b)), les courants correspondants aux régimes direct et inverse présentent les mêmes pentes en fonction de la tension appliquée sur le métal, ainsi le courant mesuré à $V_M < 0$ pourrait correspondre exclusivement au courant (parasite) des trous provenant du substrat Si. La structure est donc mal adaptée pour l'injection des électrons.

I.3.b. Structures FMIS avec un substrat Si type N.

Dans ce cas, nous caractérisons des jonctions FMIS réalisées sur un substrat de silicium dopé N ($N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). Une fine couche d'oxyde d'aluminium d'épaisseur 1.6 nm sert d'oxyde tunnel entre le silicium et une fine couche de cobalt (15 nm). La figure 6 présente la mesure $I(V_M)$ sous pointes, réalisée à température ambiante avec le substrat de silicium connecté à la masse.

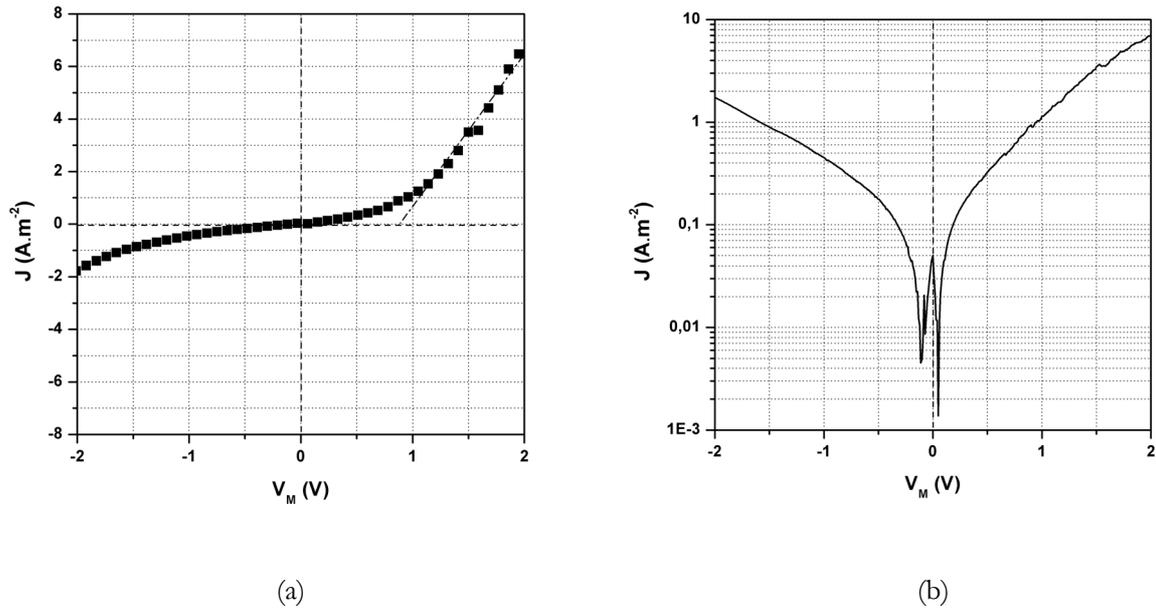


Fig.6. Densité de courant mesurée en fonction de la polarisation de métal pour une jonction Ta(50 nm)/Co(15 nm)/AlO (1.6 nm)/n-Si(001) de dimensions $200\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$, (a) en échelle linéaire, (b) en échelle logarithmique.

Nous pouvons remarquer que l'application d'une tension positive sur le contact métallique nous permet de collecter par effet tunnel les électrons, porteurs majoritaires dans le substrat (Fig. 6(b)). Par ailleurs, la jonction se comporte comme un redresseur avec une tension de seuil 0.8 V ; la densité de courant collecté est faible comme pour l'injection.

I.4. Elaboration des jonctions FMIS dans des tranchées.

I.4.a. Méthode de fabrication.

Afin de réduire les courants de fuite par les bords de l'oxyde, les jonctions FMIS ont été réalisées sur une structure de test constituée d'un substrat de silicium et d'une couche de SiO_2 d'épaisseur avec des fenêtres de profondeur $1\mu\text{m}$ et allant jusqu'au substrat Si. La figure 7(a) montre un réseau de fenêtres carrées, de dimensions $10 \times 10 \mu\text{m}^2$, réalisées dans la couche de SiO_2 .

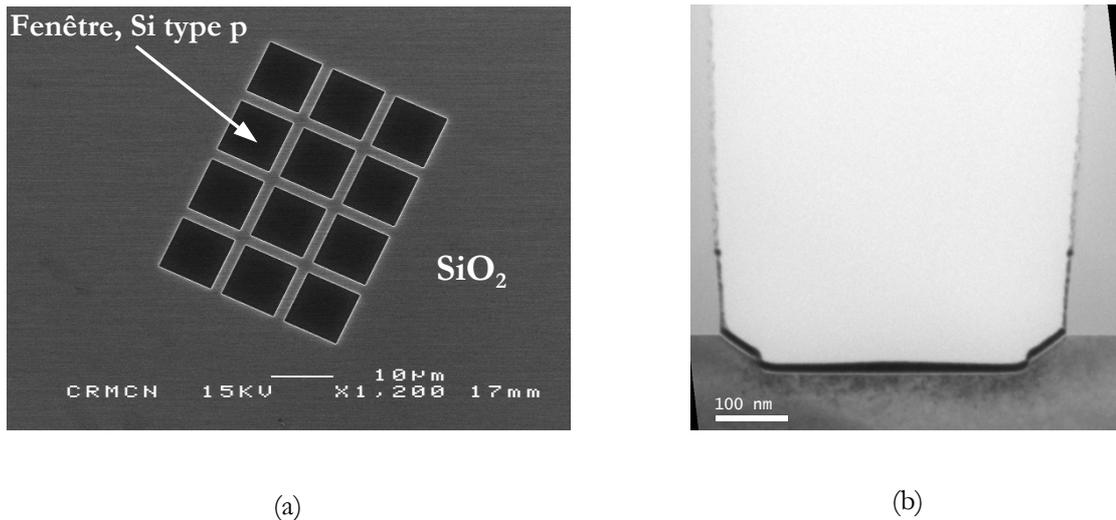


Fig.7. Jonctions tunnel réalisées dans des tranchées, (a) image en microscope optique du réseau de tranchées de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ dans l'oxyde SiO_2 épais. (b) coupe TEM d'une jonction Co (10 nm) / AlO_x (2.4 nm) / $\text{Si}(001)$.

Avec la méthode de fabrication décrite en §I.1 et §I.2, nous réalisons ainsi des jonctions $\text{Co}/\text{AlO}_x/\text{Si}$. La figure 7(b) montre une coupe TEM d'une telle jonction. Nous pouvons distinguer sur la figure la couche de cobalt d'épaisseur 10 nm au dessus d'une couche ultrafine (2.4 nm) d'oxyde tunnel en AlO_x .

Ensuite, nous réalisons des contacts déportés pour les mesures électriques comme le montre la figure suivante. Ces contacts permettent d'éviter d'endommager l'oxyde ultramince par les pointes de mesure.

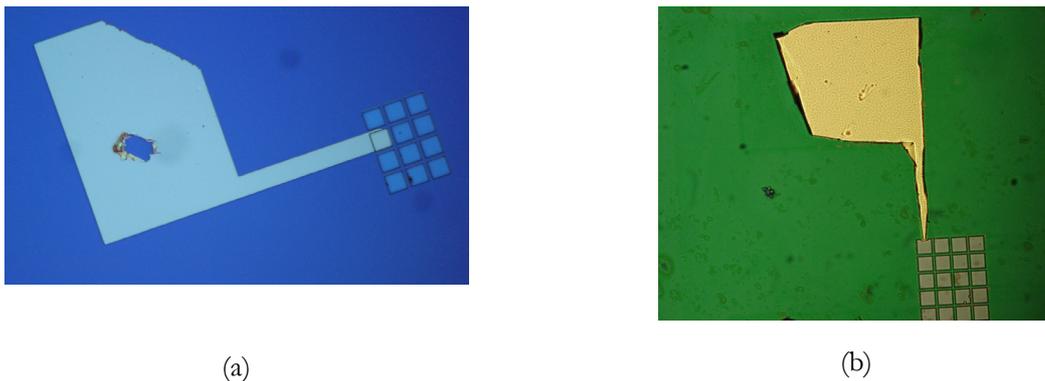


Fig.8. Illustration des contacts déportés réalisés (a) à l'institut Fraunhofer pour des jonctions $\text{Au}(100 \text{ nm}) / \text{Co}(100 \text{ nm}) / \text{AlO}(3.2 \text{ nm}) / \text{Si}(001)$, (b) au CRM CN par dépôt d'or dans des tranchées de résine réalisées par FIB grâce à un faisceau d'électrons, suivi d'un lift-off.

I.4.b. Mesures électriques sur les jonctions FMIS Co/AlO/Si et Co/MgO/Si.

En utilisant le même type de structure que précédemment (figure 4), nous appliquons une tension sur le métal et nous mesurons le courant à travers la jonction FMIS. La figure 9 présente la caractéristique I-V d'une jonction FMIS Au(100 nm)/Co (10 nm)/AlO (3.2 nm) /p-Si(001) en fonction de la tension du métal.

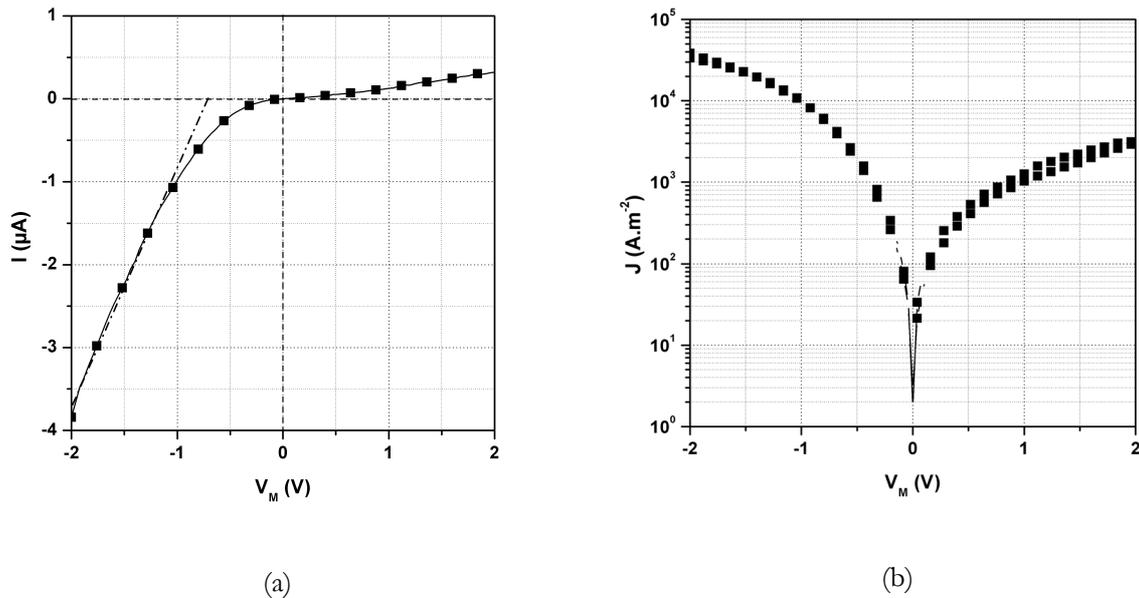


Fig.9. Caractéristiques des jonctions FMIS avec des contacts déportés Au(100 nm)/Co (10 nm)/AlO (3.2 nm) /Si(001) en fonction de la tension sur le métal, (a) courant $I(V_M)$ en échelle linéaire, (b) densité de courant $J(V_M)$ en échelle logarithmique.

Comme nous pouvons remarquer sur la figure 9(a), la caractéristique correspond à l'injection des électrons quand $V_M < 0$ V. La tension de seuil lue sur la courbe est de l'ordre de $-0,75$ V comme nous avons mesuré précédemment. Néanmoins la densité de courant à travers la jonction présente cette fois une nette asymétrie par rapport au régime de fonctionnement de la diode. Elle est clairement plus importante (quelques 10^4 $\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$) que celle mesurée précédemment en polarisation directe.

De la même façon, nous avons caractérisé des jonctions FMIS, avec un oxyde ultramince de MgO, dans des tranchées de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. La figure 10 présente les courbes $I(V_M)$ réalisées à température ambiante et qui correspondent à quatre jonctions de type Au(100 nm)/Co (10 nm)/MgO (0.8nm) /p-Si(001).

Comme nous pouvons le remarquer sur la figure, les courbes correspondent à des jonctions FMIS typiques, l'injection des électrons s'effectue à partir de la tension de seuil de $-0,7$ V ; nous

pouvons noter également que les courbes sont stables et reproductibles pour les quatre diodes testées. Le courant de fuite mesuré en polarisation directe est toutefois non nul.

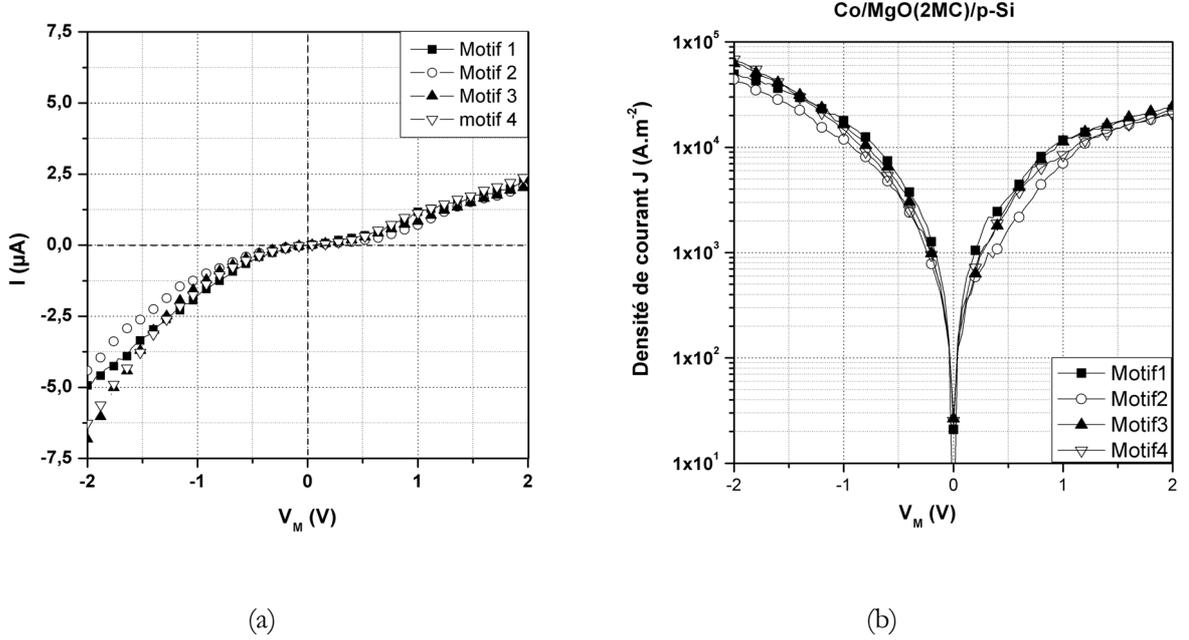


Fig.10. Densité de courant $J(V_M)$ en fonction de la tension appliquée sur le métal, mesurée sur des jonctions FMIS identiques de dimensions $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ du type Au(100 nm)/Co (10 nm)/MgO (0.8 nm)/Si(001) avec des contacts déportés, (a) en échelle linéaire, (b) en échelle logarithmique.

I.5. Mécanismes de transport tunnel dans l'oxyde.

L'injection et la collecte des électrons par le métal ferromagnétique s'effectuent par un mécanisme de tunnel à travers l'oxyde. Pour des couches ultraminces, les électrons sont capables de franchir l'oxyde par effet tunnel direct (barrière trapézoïdale). Le courant tunnel direct s'écrit [14] :

$$J_{DT} = \frac{AE_{OX}^2}{1 - \sqrt{\frac{\phi_B - qt_{OX}E_{OX}}{\phi_B}}} \exp\left[\frac{-B}{E_{OX}}\left(\phi_B^{3/2} - (\phi_B - qt_{OX}E_{OX})^{3/2}\right)\right] \quad (1)$$

où A et B sont des constantes, E_{OX} désigne le champ électrique dans l'oxyde d'épaisseur t_{OX} et ϕ_B représente la hauteur de barrière entre le métal et la bande de conduction de l'oxyde, elle est d'environ 4 eV.

Dans le cas où $qt_{OX}E_{OX} \ll \phi_B$, nous pouvons faire un développement limité de l'expression

$J_{DT} = f(E_{OX})$ au premier ordre pour la variable $x = \frac{qt_{OX}E_{OX}}{\phi_B}$ au voisinage de 0 :

$$1 - \sqrt{1 - \frac{qt_{OX}E_{OX}}{\phi_B}} \propto \frac{1}{2} \frac{qt_{OX}E_{OX}}{\phi_B} \quad (2.1)$$

$$\phi_B^{3/2} - (\phi_B - qt_{OX}E_{OX})^{3/2} \propto \frac{3}{2} \phi_B^{1/2} qt_{OX}E_{OX} \quad (2.2)$$

Ainsi, la densité du courant tunnel devient dans le cadre de l'approximation ci-dessus :

$$J_{DT} \propto \frac{AE_{OX}^2}{\frac{1}{2} \frac{qt_{OX}E_{OX}}{\phi_B}} \exp\left[\frac{-B}{E_{OX}} \cdot \frac{3}{2} \phi_B^{1/2} qt_{OX}E_{OX}\right] \propto E_{OX} \quad (3)$$

Dans nos mesures, la tension appliquée sur le métal est généralement inférieure à 2 V, on pourrait donc considérer l'approximation $qt_{OX}E_{OX} \ll \phi_B$ pour étudier le mécanisme tunnel direct.

Néanmoins, d'autres mécanismes de transport peuvent également intervenir en fonction de l'épaisseur et de la configuration des pièges dans l'oxyde. Ces pièges sont dus à des défauts de structure (des liaisons non saturées ou des impuretés) ou à la diffusion des ions provenant de la couche métallique dans l'oxyde [15, 16], ils peuvent induire ainsi des mécanismes de tunnel assistés par les pièges. La figure 11 illustre ces différents mécanismes :

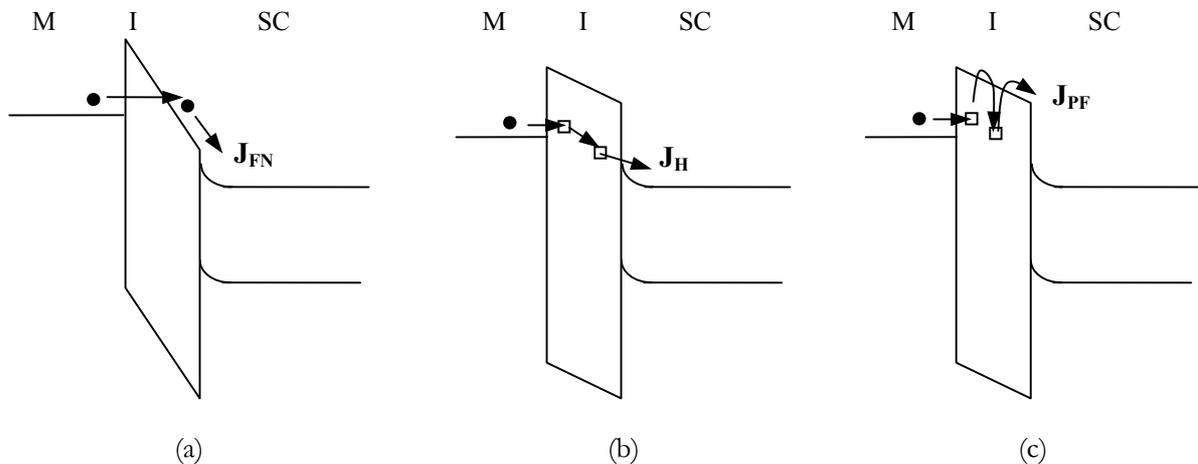


Fig.11. Illustration des différents mécanismes de conduction à travers l'oxyde tunnel. (a) par Fowler Nordheim, (b) par sauts (Hopping), (c) par Poole Frenkel.

- le mécanisme de transport Fowler-Nordheim (voir Fig. 11(a)) : il intervient dans des oxydes avec de grandes épaisseurs (> 4 nm) quand la chute de potentiel dans l'oxyde excède la hauteur de barrière entre le métal et la bande de conduction de l'oxyde. Les charges peuvent ainsi passer par effet tunnel du métal vers la bande de conduction de l'oxyde et puis dans le semiconducteur. Le courant résultant s'écrit [16].

$$J_{FN} \propto E_{OX}^2 \cdot \exp\left(\frac{-a\phi_B^{3/2}}{E_{OX}}\right) \quad (4)$$

où a est une constante.

- le transport par sauts dans l'oxyde dit *Hopping* (Fig. 11(b)) : le transport des charges dans l'oxyde se fait par une succession de passages tunnel par des pièges dans l'oxyde avant de passer dans le semiconducteur. La densité du courant due à ce mécanisme s'écrit [17] :

$$J_H \propto E_{OX} \cdot \exp\left(\frac{bE_{OX}}{kT}\right) \quad (5)$$

b étant une constante.

- le mécanisme du type Poole Frenkel (Fig. 11(c)) : il intervient à haute température et en présence de pièges peu profonds. Dans ces conditions, l'énergie thermique permet aux électrons de passer d'un piège à l'autre via la bande de conduction de l'oxyde. L'expression du courant dû à ce mécanisme est [18] :

$$J_{PF} \propto E_{OX} \cdot \exp\left(\frac{-c\sqrt{E_{OX}}}{kT}\right) \quad (6)$$

où c est une constante.

Nous pouvons noter que les mécanismes tunnel assistés par les pièges (Hopping et Poole-Frenkel) de l'oxyde dépendent des variations de température contrairement au mécanismes tunnel direct et Fowler-Nordheim.

Pour déterminer les mécanismes qui interviennent dans nos jonctions FMIS, nous avons tracé les courbes $\ln\left(\frac{J}{E_{OX}^2}\right) = f(E_{OX}^{-1})$, $\ln\left(\frac{J}{E_{OX}}\right) = f(E_{OX})$ et $\ln\left(\frac{J}{E_{OX}}\right) = f(E_{OX}^{1/2})$ qui caractérisent respectivement les mécanismes Fowler-Nordheim, Hopping et Poole Frenkel par une ligne droite.

Dans notre cas, le mécanisme Fowler-Nordheim n'est pas utilisé à cause de la grande hauteur de barrière ϕ_B . En effet, nous n'appliquons pas une forte tension sur le métal susceptible d'entraîner une section triangulaire pour le passage tunnel des électrons du métal.

Afin de comparer les mécanismes tunnel qui interviennent dans les FMIS avec un substrat du type N et P, nous définissons le champ électrique dans l'oxyde par :

$$E_{OX} = \frac{V_M}{t_{OX}} \quad (7)$$

Cette relation n'est toujours pas valable, elle est applicable pour les FMIS type P quand la couche d'accumulation des trous est formée à la surface du semiconducteur, et pour les FMIS type N quand on aplatit les bandes d'énergie du silicium. On réalise donc l'analyse pour des intervalles de tension du métal permettant de considérer que V_M chute entièrement dans l'oxyde (par exemple, on prend $-2 \text{ V} < V_M < -0.7 \text{ V}$ pour les FMIS Co/AlO/p-Si (voir Fig. 9(a)). Nous présentons sur la figure 12 et 13 les tracés $J = f(E_{OX})$, $\ln(J/E_{OX}) = f(E_{OX})$ et $\ln(J/E_{OX}) = f(E_{OX}^{1/2})$ respectivement pour des jonctions FMIS $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ Co(15 nm)/AlO (1.6 nm)/Si(001) de type P (Fig. 12) et de type N (Fig. 13).

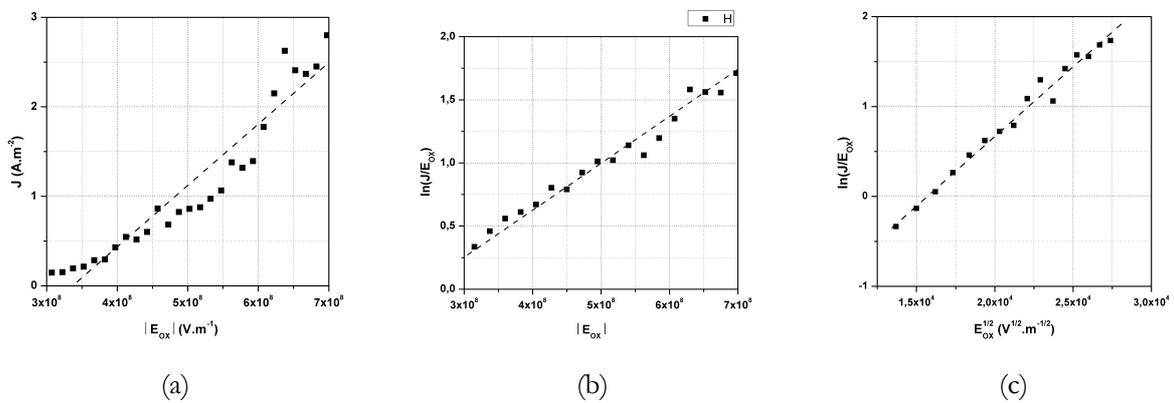


Fig.12. Illustration des différents mécanismes de conduction à travers l'oxyde tunnel d'une jonction Co/AlO/Si(type P) réalisée par empilement, (a) tracé $J = f(E_{OX})$ pour le tunnel direct, (b) tracé $\ln(J/E_{OX}) = f(E_{OX})$ caractéristique du mécanisme du Hopping, (c) courbe $\ln(J/E_{OX}) = f(E_{OX}^{1/2})$ pour le mécanisme de Poole Frenkel.

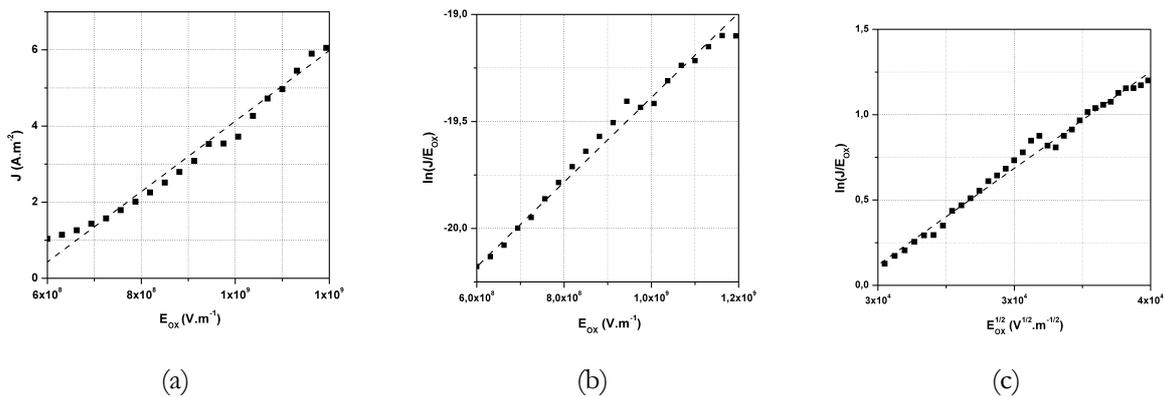


Fig.13. Illustration des différents mécanismes de conduction à travers l'oxyde tunnel d'une jonction Co/AlO/Si(type N) réalisée par empilement, (a) tracé $J = f(E_{OX})$ pour le tunnel direct, (b) tracé $\ln(J/E_{OX}) = f(E_{OX})$ caractéristique du mécanisme du Hopping, (c) courbe $\ln(J/E_{OX}) = f(E_{OX}^{1/2})$ pour le mécanisme de Poole Frenkel.

Comme nous pouvons voir sur la figure, le transport des porteurs à travers l'oxyde est assisté par pièges. Dans le cas d'un substrat de silicium P, la densité de courant mesurée comporte deux composantes : le passage prédominant des trous du substrat vers le métal et le passage des électrons injectés depuis le métal. Il s'avère que même pour les trous, il s'agit d'un courant tunnel qui suit le mécanisme de Poole Frenkel. En effet, les électrons et les trous traversent simultanément l'oxyde par effet tunnel et sont traités ensemble, l'étude n'est donc pas concluante pour les jonctions FMIS avec un substrat P. Dans le cas des jonctions Co/AlO/n-Si, nous pouvons voir que le passage des électrons du substrat de silicium vers le métal ne peut pas être attribué clairement à un mécanisme de transport.

Par la suite, nous avons réalisé les tracés caractéristiques des mécanismes de transport dans l'oxyde pour les jonctions réalisées dans les tranchées. Nous rapportons les tracés $J = f(E_{OX})$,

$\ln\left(\frac{J}{E_{OX}}\right) = f(E_{OX})$ et $\ln\left(\frac{J}{E_{OX}}\right) = f(E_{OX}^{1/2})$ pour les jonctions $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ de Co/AlO/p-Si et

Co/MgO/p-Si respectivement sur les figures 14 et 15.

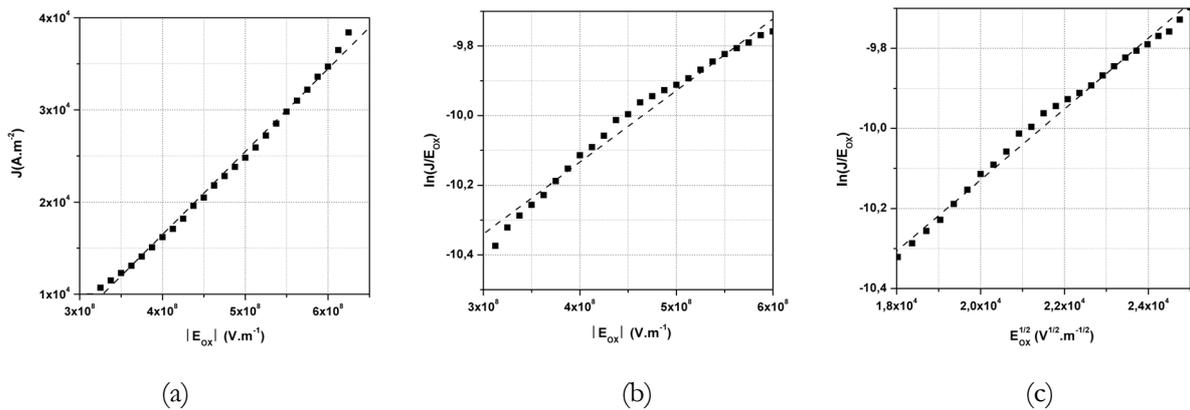


Fig.14. Illustration des différents mécanismes de conduction à travers l'oxyde tunnel d'une jonction Co/AlO/Si(type P) élaborée à l'intérieur d'une tranchée $10 \times 10 \mu\text{m}^2$, (a) tracé $J = f(E_{OX})$ pour le tunnel direct, (b) tracé $\ln(J/E_{OX}) = f(E_{OX})$ caractéristique du mécanisme du Hopping, (c) courbe $\ln(J/E_{OX}) = f(E_{OX}^{1/2})$ pour le mécanisme de Poole Frenkel.

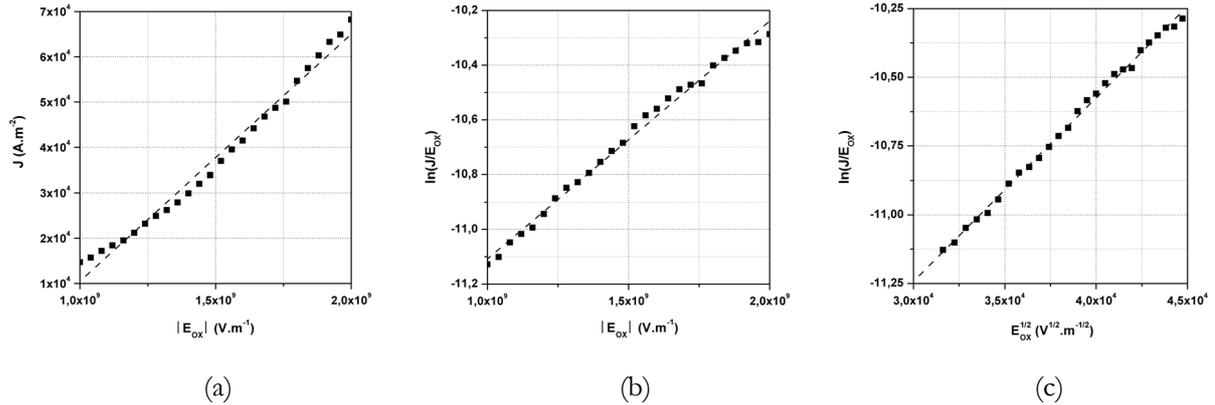
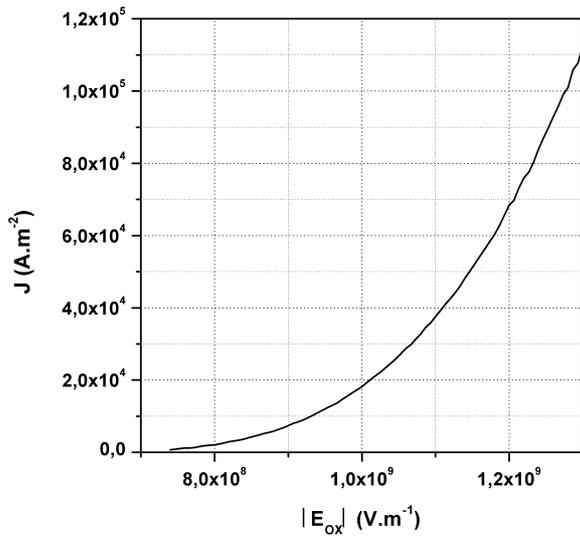


Fig.15. Illustration des différents mécanismes de conduction à travers l'oxyde tunnel d'une jonction $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ de Co/MgO/Si(type P) réalisée dans une tranchée (a) tracé $J = f(E_{ox})$ pour le tunnel direct, (b) tracé $\ln(J/E_{ox}) = f(E_{ox})$, (c) courbe $\ln(J/E_{ox}) = f(E_{ox}^{1/2})$.

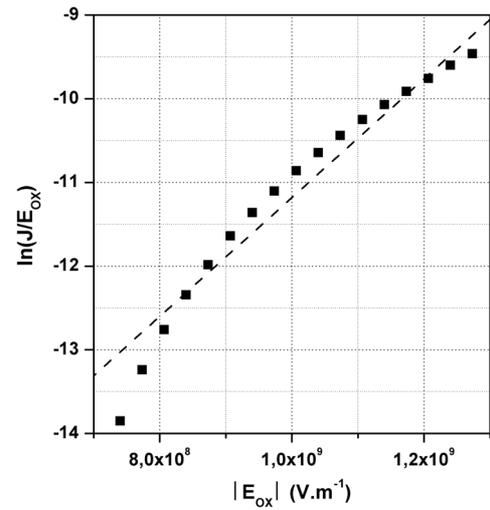
A la lumière de cette analyse, nous pouvons voir que le passage à travers l'oxyde tunnel AlO se fait par un mécanisme tunnel direct, la qualité de la jonction FMIS a été donc améliorée grâce à la fabrication dans des tranchées. Les jonctions Co/AlO/Si ainsi élaborées peuvent être utilisées pour l'injection des électrons polarisés dans le silicium. Néanmoins, nous n'avons pas pu obtenir un oxyde MgO de bonne qualité, le transport à travers cet oxyde ne se fait pas par un mécanisme tunnel direct.

Par ailleurs, nous avons réalisé la même étude des mécanismes tunnel dans l'oxyde pour le courant des électrons injectés, dans le caisson N via un substrat P, dans les structures MEMIS (FeNi/Al₂O₃/p-Si) étudiées dans le chapitre précédent. L'avantage de cette étude réside dans le fait qu'on est capable de dissocier les trous et les électrons et de les mesurer séparément avec les contacts du substrat et du drain.

Sur la figure 16(a), nous illustrons l'évolution du courant du drain en fonction de la tension du métal au-delà de la tension de seuil. Les tracés caractéristiques des mécanismes de Hopping et de Poole Frenkel sont illustrés sur les Figs. 16(b) et 16(c) pour des tensions négatives appliquées sur le métal.

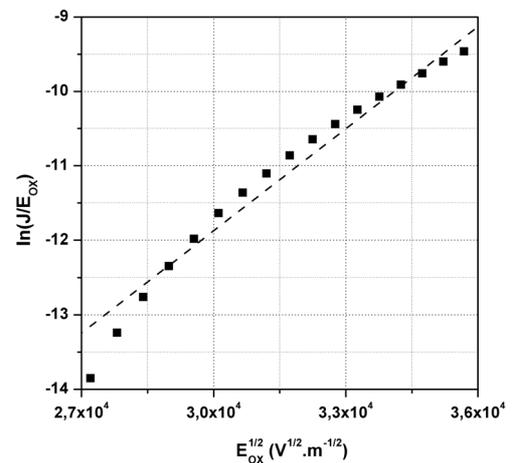


(a)



(b)

Fig.16. Caractérisation des mécanismes tunnel à travers l'oxyde d'une jonction $5 \times 1 \mu\text{m}^2$ de NiFe/ $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Si}$, (a) courbe $J(|E_{ox}|)$ dans la région de l'injection des électrons, (b) tracé $\ln(J/E_{ox}) = f(E_{ox})$ du mécanisme du Hopping, (c) tracé $\ln(J/E_{ox}) = f(E_{ox}^{1/2})$ pour le mécanisme de Poole Frenkel.



(c)

Au-delà du seuil d'injection des électrons dans le substrat P, la jonction MIS fonctionne en régime d'accumulation. Comme nous pouvons remarquer sur la figure 16, le courant des électrons ne correspond pas distinctement à un mécanisme de transport particulier. Néanmoins, l'injection des électrons ne se fait pas exclusivement par tunnel direct (voir Fig. 16(a)), l'effet des pièges de l'oxyde dans passage des électrons injectés ne peut être exclu.

Les mesures réalisées à température ambiante ne permettent pas de trancher quant aux mécanismes de transport dans l'oxyde, la réalisation de mesures à plusieurs températures permettrait de sonder les mécanismes de Hopping et Poole Frenkel et à confirmer le passage par effet tunnel direct à très basses températures.

II. Caractérisation des jonctions Ge/Ge₃Mn₅.

II.1. Elaboration des jonctions.

Sur un substrat de germanium orienté (111), on réalise une épitaxie en phase solide (Solid Phase Epitaxy) d'une couche mince de manganèse ; le rapport relatif des paramètres de mailles entre le Ge et le Mn est : $\Delta a/a = 3.7\%$.

On commence par déposer le Manganèse à froid sur la surface de Ge portée à une température de 150°C, un recuit thermique à 430°C permet de former une couche de 50 nm de Ge₃Mn₅ avec une phase hexagonale et parallèle à celle du Ge. La couche Ge₃Mn₅ est métallique de résistivité environ 7 $\mu\Omega$.cm.

Afin de pouvoir caractériser les jonctions, nous avons réalisé la métallisation du substrat de germanium avec un alliage Au-Sb (à 1% d'antimoine) suivi par un recuit d'activation. Cette étape permet de réaliser un contact ohmique par jonction N⁺/N sur la face arrière du substrat de germanium.

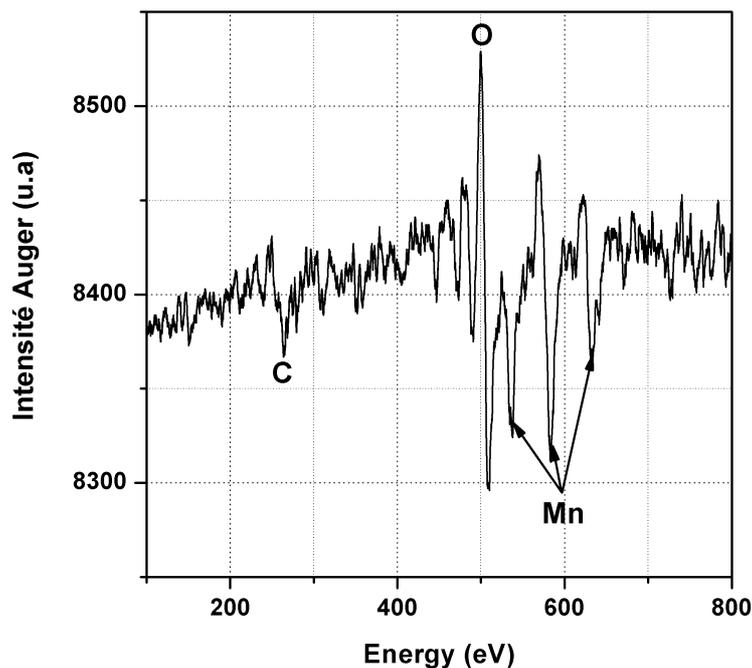


Fig.17. Spectre Auger effectué sur la face métallique Ge₃Mn₅ montrant les pics caractéristiques du manganèse à 542 eV, 589 eV et 636 eV.

Par ailleurs, nous avons réalisé une mesure par spectroscopie Auger de la couche épitaxiée (figure 17) ; nous pouvons noter la présence des pics caractéristiques du manganèse en surface.

II.2. Mesure de la hauteur de barrière ϕ_B du contact $\text{Ge}_3\text{Mn}_5/\text{Ge(p)}$.

Pour évaluer la hauteur de barrière du contact entre le métal (Ge_3Mn_5) et le semiconducteur (n-Ge), nous avons effectué des mesures $I(V_M)$ à température ambiante avec le substrat connecté à la masse. Le contact électrique du métal est réalisé par un fil d'or très fin collé à la couche de Ge_3Mn_5 par une goutte de laque d'argent. La figure suivante montre le schéma de mesures électriques des jonctions.

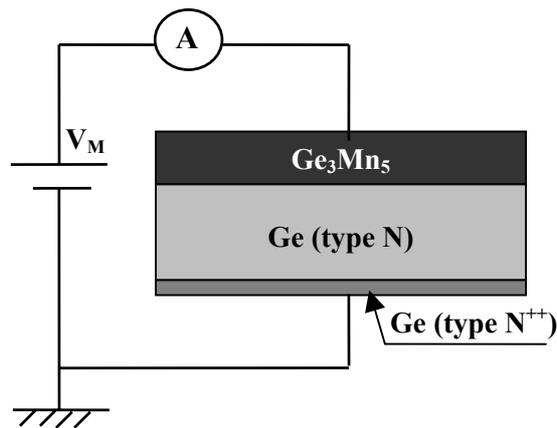


Fig.18. Schéma expérimental des mesures électriques $I(V_M)$ des jonctions $\text{Mn}_5\text{Ge}_3/\text{Ge}$.

Sur la figure suivante, nous illustrons la caractéristique électrique d'une jonction $\text{Ge}_3\text{Mn}_5/\text{Ge}$ de dimensions macroscopiques ($5 \times 10 \text{ mm}^2$) en fonction de la polarisation du métal. Cette mesure a été réalisée à température ambiante.

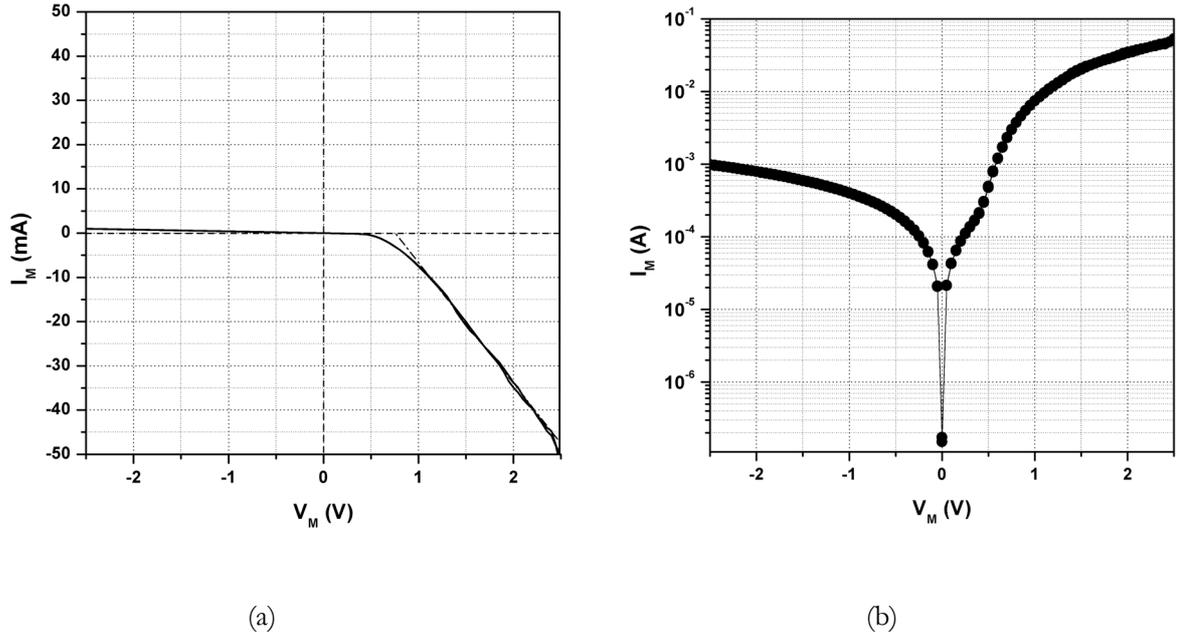


Fig.19. Caractéristique électrique de la jonction $\text{Ge}_3\text{Mn}_5/\text{Ge}$ de tailles millimétriques ($5 \times 10 \text{ mm}^2$) à température ambiante. (a) en échelle linéaire, (b) en échelle logarithmique.

La figure nous montre que la jonction $\text{Ge}_3\text{Mn}_5/\text{Ge}$ se comporte comme un contact Schottky avec une caractéristique d'un redresseur parfait de tension de seuil de 0.7 V.

En effet, le courant total correspond à la somme des courants J_1 et J_2 , qui désignent respectivement le courant des électrons du semiconducteur vers le métal et celui des trous dans le sens inverse :

$$J_1 = A^* \cdot T^2 \cdot \exp\left(\frac{-q(\phi_B - V_M)}{k_B T}\right) \quad (8.1)$$

$$J_2 = -A^* \cdot T^2 \cdot \exp\left(\frac{-q\phi_B}{k_B T}\right) \quad (8.2)$$

Le courant traversant la jonction Schottky s'écrit :

$$J = A^* \cdot T^2 \cdot \exp\left(\frac{-q\phi_B}{k_B T}\right) \cdot \left(\exp\left(\frac{qV_M}{k_B T}\right) - 1\right) \quad (9)$$

En polarisation directe et pour des tensions élevées sur le métal ($V_M > 3k_B T$), le courant J peut s'écrire sous la forme :

$$J = J_s \cdot \exp\left(\frac{qV_M}{k_B T}\right), \quad (10)$$

J_s étant le courant de saturation.

Ainsi, la hauteur de la barrière peut être mesurée à température ambiante :

$$\phi_B = \frac{k_B T}{q} \cdot \ln\left(\frac{A^* \cdot T^2}{J_s}\right) \quad (11)$$

D'autre part, les caractéristiques I-V peuvent être corrigées par un facteur d'idéalité η ($1 < \eta < 2$) :

$$J = J_s \cdot \exp\left(\frac{q V_M}{\eta \cdot k_B T}\right) \quad (12.1)$$

avec

$$\eta = \frac{q}{k_B T} \left(\frac{\partial(\ln(J))}{\partial V}\right)^{-1} \quad (12.2)$$

L'extrapolation de la droite $\log(J) = f(V_M)$ (Fig. 19(b)) pour des faibles polarisations du métal nous permet de lire la valeur de J_s ($6 \cdot 10^{-5} \text{ A.cm}^{-2}$) à $V_M = 0\text{V}$ comme le montre la figure 20.

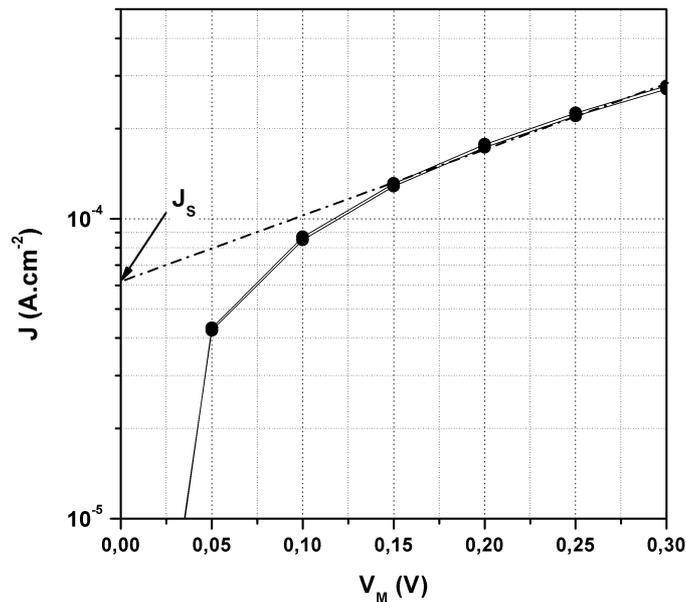


Fig.20. Extraction du courant de saturation J_s grâce à la mesure $J(V_M)$.

En prenant $A^* = 120 \text{ A.cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$, nous pouvons calculer la valeur de la hauteur de barrière grâce à l'équation (11): $\phi_B = 670 \text{ meV}$.

Il faut noter que la valeur de ϕ_B est très peu sensible au choix de la valeur de A^* ; en effet, une augmentation de 100% de A^* entraîne une augmentation d'environ 20 meV de ϕ_B .

La mesure de la hauteur de barrière est confirmée par les caractéristiques Schottky de la jonction MSS à basses températures. La figure 21 illustre la valeur seuil 0,66 eV pour la barrière de la jonctions pour l'ensemble des mesures réalisées à 100, 135, 160, 195, 210 et 240K.

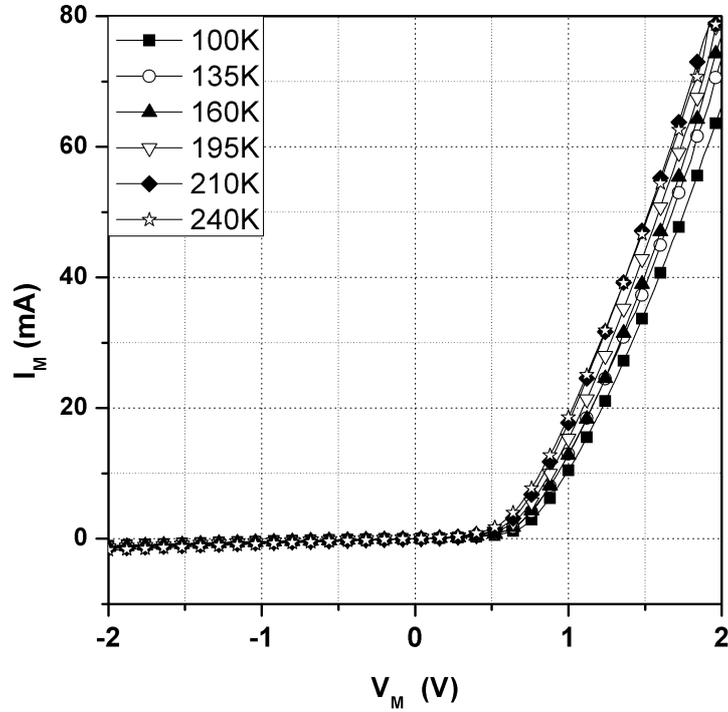


Fig.21. Réseau de caractéristiques électriques $J(V_M)$ de la jonction Ge_3Mn_5/Ge réalisées à basses températures.

III. Conclusion et perspectives.

Dans ce chapitre, nous avons étudié des jonctions métal ferromagnétique/isolant/semiconducteur directement sur un substrat de silicium avec des oxydes tunnel d' AlO de l'ordre du nanomètre. Les caractéristiques électriques que nous avons effectuées à température ambiante ont montré l'injection des électrons à partir de la couche métallique dans le silicium dans le cas d'un substrat du type P et de la collecte des électrons d'un substrat N. Les caractéristiques électriques obtenues correspondent à des jonctions redresseur non idéal ; les densités de courant mises en jeu restent faibles (inférieurs à 10 A.m^{-2} pour 2V appliqués sur le métal), ce qui nous laisse penser, dans ce cas, que le transport à travers l'oxyde s'effectue par des mécanismes assistés par des pièges.

Nous avons montré également que la qualité des jonctions FMIS peut être améliorée en les réalisant directement à l'intérieur de tranchées de taille $10 \times 10 \text{ }\mu\text{m}^2$, munies de contacts déportés. Ceci permet de réduire le courant de fuite par les bords de l'oxyde en régime bloqué et d'augmenter la densité du courant ($\sim 10^5 \text{ A.m}^{-2}$ pour $V_M=2\text{V}$) en polarisation directe.

Les premières mesures électriques réalisées sur des jonctions FMIS avec un oxyde MgO ont montré des caractéristiques de type redresseur, avec des densités de courant en polarisation directe comparables à celle obtenues avec l'oxyde d'aluminium AlO.

D'autre part, nous avons caractérisé électriquement des jonctions $\text{Ge}_3\text{Mn}_5/\text{Ge}(n)$ réalisées par épitaxie sur un substrat de germanium de type N. Les mesures électriques ont montré que ces jonctions Schottky ont des caractéristiques reproductibles de type redresseur parfait avec des tensions de seuil de l'ordre de 0,7 V.

Les jonctions MSS du type $\text{Ge}_3\text{Mn}_5/\text{Ge}(N)$ sont d'excellents redresseurs de courant et peuvent être utilisées comme injecteur ou détecteur de spin. Dans le cas d'injection d'électrons d'une électrode métallique en Ge_3Mn_5 dans un substrat de Ge du type N, il faut appliquer une tension négative sur le métal : le dispositif fonctionne alors en régime d'inversion. Or, en raison de la hauteur de barrière ($\phi_B= 670 \text{ meV}$ pour $N_D=10^{14} \text{ cm}^{-3}$), une zone de charges d'espace de largeur W_{ZCE} se forme à l'interface (voir Fig. 22(a)) :

$$W_{ZCE} = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_{Ge} \Psi_S}{q N_D}}$$

avec Ψ_S désigne le potentiel de surface du Germanium.

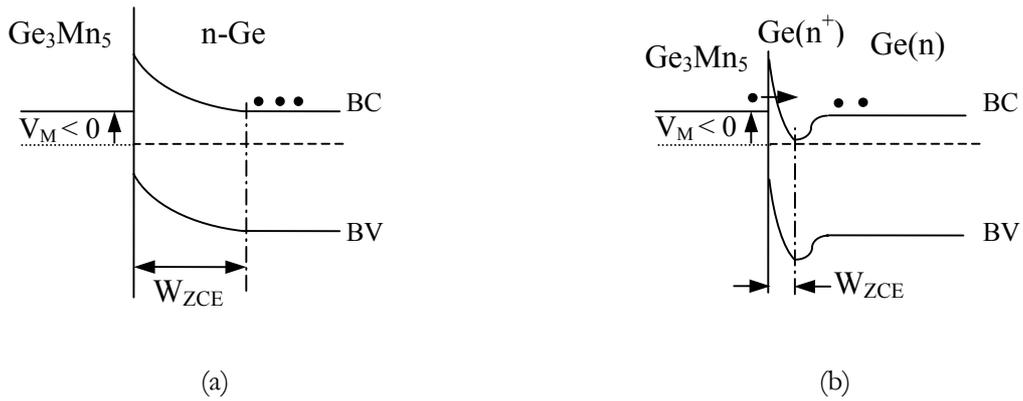


Fig.22. Illustration des diagrammes de bandes (a) d'un contact Schottky $\text{Ge}_3\text{Mn}_5/\text{Ge}(\text{n})$, (b) $\text{Ge}_3\text{Mn}_5/\text{Ge}(\text{n}^+)/\text{Ge}(\text{n})$.

Ainsi, une des perspectives consiste à réaliser l'injection des électrons à partir de la couche Ge_3Mn_5 en mettant une fine couche de germanium fortement dopée entre le métal et le germanium. En effet, l'augmentation du dopage du germanium à l'interface avec le métal implique la réduction de la largeur de la zone de charges d'espace, les électrons du métal peuvent être injectés dans le substrat du germanium à travers la couche fortement dopée (voir Fig. 22(b)).

REFERENCES

- [1] R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag, L. W. Molenkamp "Injection and detection of a spin-polarized current in a light-emitting diode", *Nature* **402**, p. 787 (1999).
- [2] Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno, D. D. Awschalom, "Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructure ", *Nature* **402**, p. 790 (1999).
- [3] H. J. Zhu, M. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassermeier, H.-P. Schönherr, K. H. Ploog "Room temperature spin injection from Fe into GaAs", *Phys. Rev. Lett.* **87**, p. 016601 (2001).
- [4] A. T. Hanbicki, B. T. Jonker, G. Itskos, G. Kioseoglou, A. Petrou " Efficient electrical spin injection from a magnetic metal/tunnel barrier contact into a semiconductor", *Appl. Phys. Lett.* **80**, p. 1240 (2002).
- [5] J. S. Moodera, L.R. Kinder, "Ferromagnetic–insulator–ferromagnetic tunneling: Spin-dependent tunneling and large magnetoresistance in trilayer junctions", *J. Appl. Phys.* **79**, p. 4724 (1996).
- [6] S. A. Chambers, " Epitaxial growth and properties of thin film oxides", *Surf. Sci. Rep.* **39**, p. 105 (2000).
- [7] R. Franchy, "Growth of thin, crystalline oxide, nitride and oxynitride films on metal and metal alloy surfaces", *Surf. Sci. Rep.* **38**, p.195 (2000).
- [8] J. H. Park, G. S. Lee, J. Y. Yang, K. S. Yoon, C. O. Kim, J. P. Hong, H. J. Kim, "Efficient characterization of ultrathin AlO_x insulating barriers in magnetic tunnel junctions fabricated by masked rf plasma oxidation technique", *Appl. Phys. Lett.* **80**, p. 3982 (2002).
- [9] V. Rose, V. Podgursky, I. Costina, R. Franchy, "Growth of ultra-thin amorphous Al_2O_3 films on $\text{CoAl}(1\ 0\ 0)$ ", *Surf. Sci.* **541**, p. 128 (2003).
- [10] X. Jiang, R. Wang, R. M. Shelby, R. M. Macfarlane, S. R. Bank, J. S. Harris, S. S. P. Parkin, "Highly spin-polarized room-temperature tunnel injector for semiconductor spintronics using $\text{MgO}(100)$ ", *Phys. Rev. Lett.* **94**, p. 056601 (2005).

- [11] G. Salis, R.Wang, X.Jiang, R.M.Shelby, S.S. P.Parkin, S.R.Bank, J.S.Harris, "Temperature independence of the spin-injection efficiency of a MgO-based tunnel spin injector", *Appl. Phys. Lett.* **87**, p. 262503 (2005).
- [12] S. Vizzini, H. Oughaddou, C. Léandri, V.K. Lazarov, A. Kohn, K. Nguyen, C. Coudreau, J.-P. Bibérian, B. Ealet, J. -L. Lazzari, F.A. d'Avitaya, B. Aufray, "Controlled growth of aluminum oxide thin films on hydrogen terminated Si(001) surface", *J. Crystal. Growth.* **305**, p. 26 (2007).
- [13] H. Oughaddou, S. Vizzini, B. Aufray, B. Ealet, J. -M. Gay, J.-P. Bibérian, F.A. d'Avitaya, "Growth and oxidation of aluminum thin films deposited on Ag(111)", *Appl. Surf. Sci.* **252**, p. 4167 (2006).
- [14] P. Hesto, "The nature of electronic conduction in thin insulating layers", *Instabilities in Silicon Devices*, p. 263, édité par G. Barbottin et A. Vapaille (Elsevier Science, Amsterdam 1986).
- [15] J. Maserjian, N. Zamani, "Observation of positively charged state generation near the Si/SiO₂ interface during Fowler-Nordheim tunneling", *J. Vac. Sci. Technol.* **20**, p. 743 (1982).
- [16] F. W. Schmidlin, "Enhanced tunneling through dielectric films due to ionic defects", *J. Appl. Phys.* **37**, p. 2823 (1966).
- [17] M. Lenzlinger, E. H. Snow, "Fowler-Nordheim tunneling into thermally grown SiO₂", *J. Appl. Phys.* **40**, p. 278 (1969).
- [18] M. Kanoun, "Caractérisation électrique des structures MOS à nano cristaux de Ge pour des applications mémoires non volatiles", *Thèse soutenue à l'Insa* (2004).
- [19] R. M. Hill, "Poole-Frenkel conduction in amorphous solids", *Phil. Mag.* **23**, p. 59 (1971).

5

Conclusion générale

Les difficultés rencontrées en microélectronique ne sont pas exclusivement liées à la difficulté croissante de fabrication de dispositifs de plus en plus petits. D'autres problèmes d'ordre fonctionnel apparaissent, notamment, la concentration des pièges dans l'isolant de grille qui devient de plus en plus critique.

Dans ce travail, nous avons étudié les propriétés de transport électronique dans des microstructures et nanostructures fabriquées sur silicium.

Nous avons fabriqué, par le procédé de nanolithographie par AFM, des dispositifs à effet de champ où le canal est un nanofil de silicium connecté à des régions de source et drain et isolé de la grille par un oxyde épais. Le bon contrôle de l'oxydation assistée par AFM et de la gravure humide permet d'obtenir des nanofils sub-100 nm de largeur et de quelques nanomètres d'épaisseur. Cette structure réalisée sur SOI se comporte comme un transistor FET classique dont la conductivité est contrôlée par la tension de grille. Pour de très faibles épaisseurs du nanofil, les défauts dans l'oxyde fabriqué par AFM créent des pièges pour les électrons du canal et réduisent la conductivité du nanofil. Ces phénomènes de piégeage et dépiégeage ne permettent

pas un bon contrôle du phénomène de blocage de Coulomb dans les nanofils, ce qui compromet l'utilisation de ce dispositif comme transistor à un électron.

Peut-on néanmoins utiliser un canal de silicium pour le transport de spin ? les simulations ont montré que les longueurs de diffusion de spin dans le silicium (une dizaine de microns à température ambiante) sont tout à fait compatibles avec la technologie d'intégration actuelle. Il est également possible de retourner le spin en appliquant un champ magnétique de l'ordre de quelques dizaines de millitesla.

Nous avons travaillé sur la caractérisation de composants du type "transistor à précession de spin" et avons quantifié l'injection et la collecte des électrons. La structure était composée d'un canal de Si dopé N, l'injection se faisait à partir d'une électrode ferromagnétique via une barrière tunnel. La collecte également. Un champ magnétique extérieur est appliqué perpendiculairement à la surface du canal pour faire précesser le spin sans pour autant modifier l'aimantation des électrodes ferromagnétiques d'injection et de collecte des électrons.

Cette structure permet l'injection des électrons avec un taux d'injection des électrons qui peut atteindre 60%. Cependant, nous n'avons pas mesuré un effet de magnétorésistance. Ceci est probablement dû à la contamination de l'oxyde et du silicium par des impuretés de la couche ferromagnétique, et ceci par diffusion à travers l'oxyde mince. Ces impuretés peuvent d'une part être à l'origine de la dépolarisation des électrons polarisés en spin et induire des mécanismes tunnel assisté par les pièges d'autre part. D'un autre côté, l'anisotropie de forme ne suffit pas pour avoir des largeurs différentes des cycles d'aimantations des couches ferromagnétiques, et donc une sélectivité de la détection.

Cependant, le silicium pourrait être utilisé comme canal de transport de spin, à condition de réaliser une injection efficace d'électrons polarisés à partir d'un métal travers une couche d'isolant. Le passage tunnel des électrons doit conserver les spins, si ce passage s'effectue par les pièges dans l'oxyde ceci peut entraîner la dépolarisation des porteurs. D'ailleurs, en utilisant des méthodes d'élaboration des jonctions FMIS ne comportant pas de budget thermique lors de la fabrication, nous avons obtenu de bonnes caractéristiques électriques avec de très faibles dispersions de la tension de seuil. La réalisation de ces jonctions Co/AlO/Si, avec un oxyde tunnel de l'ordre du nanomètre, dans des tranchées d'oxyde permet d'obtenir un passage tunnel direct des électrons et de réduire le courant de fuite par les bords de l'oxyde. Ces jonctions pourraient être alors utilisées pour obtenir une injection cohérente du spin à partir de l'électrode de Cobalt. Ainsi nous pourrions penser à réaliser une structure de test avec deux jonctions Co/AlO/p-Si, réalisées dans des tranchées d'oxyde, sur un substrat commun de silicium. Ainsi, nous pourrions étudier l'injection et la collecte des électrons polarisés en spin dans le canal P.

L'injection du spin à partir d'un semiconducteur magnétique dans un semiconducteur pourrait être une autre piste intéressante. Dans ce cas, l'utilisation d'une fine couche très dopée pourrait servir de barrière d'injection des électrons par effet tunnel direct.

Annexes

Annexe A. Forces d'interactions et modes opératoires de l'AFM.

Annexe B. Lithographie AFM – mécanisme d'oxydation.

Annexe C. Silicium sur isolant.

Annexe D. Blocage de Coulomb – transistor à un électron.

Annexe E. Réalisation technologique des cellules MEMIS.

Annexe F. Modèle de Stoner-Wohlfarth.

ANNEXE A: FORCES D'INTERACTIONS ET MODES OPERATOIRES DE L'AFM

➤ **Forces d'interactions pointe-surface**

Afin de lister les forces d'interaction pointe-surface pendant l'imagerie par AFM, il est courant d'assimiler l'apex de la pointe pyramidale à une sphère de rayon de courbure $R^{10,11}$. Les forces extérieures à la pointe dépendent de la distance qui la sépare de la surface à imager et sont de plusieurs types¹² :

Force de Van Der Waals

De faible amplitude et ayant pour origine les interactions dipôle-dipôle, ces forces attractives interviennent quand la distance pointe-échantillon est de l'ordre de quelques nanomètres. La force de Van Der Waals pour un contact sphère-plan s'écrit sous la forme suivante :

$$F_z(\tilde{z}) = -\frac{AR}{6\tilde{z}^2} \text{ si } \tilde{z} > a_0 \text{ et } F_z(z) = -\frac{AR}{6a_0^2} \text{ si } \tilde{z} \leq a_0, \text{ où } \tilde{z} \text{ représente la distance pointe-}$$

échantillon, a_0^{13} la distance de contact inter-atomique et A est la constante de Hamaker¹⁴. Par exemple, une pointe dont le rayon de courbure est de 10 nm, placée à 2 nm de la surface de silicium, subit une force de 0,04 nN. Cette force vaut 1 nN lors du contact ($z < a_0$).

Forces capillaires

Elles sont liées à la condensation des molécules d'eau entre la pointe et la surface ou à la présence d'un film d'eau recouvrant la surface ou la pointe. Ces forces attractives trouvent leur origine dans la tension superficielle du ménisque d'eau¹⁵ formé alors dans l'espace pointe-surface. Elles peuvent dissiper beaucoup d'énergie à cause de la viscosité. Les valeurs de l'épaisseur d du film

d'eau et du rayon du ménisque κ appelé rayon de Kelvin, sont³ $d = \frac{A^{1/3}}{(6\pi nkT|\ln(x)|)^{1/3}}$ et

$$\kappa = \frac{\gamma}{(nkT|\ln(x)|)}, \text{ où } A \text{ est la constante de Hamaker du système pointe-échantillon, } n \text{ est la}$$

densité du liquide (en molécules/m³), kT est l'énergie thermique, x est l'humidité relative et γ est

¹⁰ S. Ciraci, E. Tekman, A. Baratoff, Y.P. Batra, *Physical Review B*, **46**, p. 10411 (1992).

¹¹ R. Perez, Y. Stich, M. Payne, T. Terakura, *Physical Review B*, **58**, p. 10835 (1998).

¹² J. Israelachvili "Intermolecular and Surface Forces", *Academic London* (1992).

¹³ Dans le cas d'une pointe en silicium à proximité d'une surface de silicium, a_0 est la distance interatomique du silicium, soit 0,4 nm.

¹⁴ Dans le cas d'un contact silicium-silicium, la constante d'Hamaker vaut $18,65 \cdot 10^{-20}$ J ; en présence d'eau elle vaut $9,75 \cdot 10^{-20}$ J.

¹⁵ M. Luna, J. Colchero, A.M. Baro, "Intermittent contact scanning force microscopy: The role of the liquid necks" *Appl. Phys. Lett.* **72**, p. 3461 (1998).

l'énergie de surface du liquide ($\gamma(\text{H}_2\text{O}) \sim 72 \text{ mJ/m}^2$). Pour de l'eau dans l'air en conditions ambiantes, ces équations donnent $d \sim 0,12 \text{ nm}/\ln(x)^{1/3}$ et $\kappa \sim 0,5 \text{ nm}/\ln(x)$ soit 0,8 nm d'épaisseur du film d'eau et 2 nm de rayon du ménisque pour une humidité relative de 80%. La présence de ce film d'eau à la surface est mise à profit dans le processus d'anodisation sous pointe AFM (lithographie).

Force d'adhésion

La force d'adhésion s'écrit $F_z(\tilde{z}) = -2\pi.R.\bar{\omega}$, où $\bar{\omega}$ est l'énergie d'adhésion de Dupré qui est de l'ordre de $0,1 \text{ J.m}^{-1}$, ce qui conduit à une force de 6nN pour une pointe de 10nm de rayon de courbure.

Force Coulombienne

Cette force de répulsion inter-atomique, apparaît pour des distances pointe-surface inférieures au nm et résulte des interactions entre leurs nuages électroniques. Dans le cas du Silicium¹⁶, la force de contact est mise sous la forme $F_z(\tilde{z}) = K\sqrt{R}(a_0 - \tilde{z})^{1,5}$. K représente le module élastique

réduit de la pointe et de la surface. Il est donné par : $K^{-1} = \frac{3}{4} \left[\left(\frac{1 - \nu_{\text{pointe}}^2}{E_{\text{pointe}}} \right) + \left(\frac{1 - \nu_{\text{surface}}^2}{E_{\text{surface}}} \right) \right]$. E

correspond au Module de Young et ν au coefficient de Poisson pour la pointe et la surface¹⁷. A titre d'exemple, une pointe de silicium de 10 nm de rayon de courbure qui pénètre de 0,1nm dans la surface de silicium subit par exemple une force répulsive de contact de 140nN.

La courbe (fig. 1.) d'approche et retrait de la pointe nous permet de tracer le potentiel des forces en fonction de la distance pointe-échantillon.

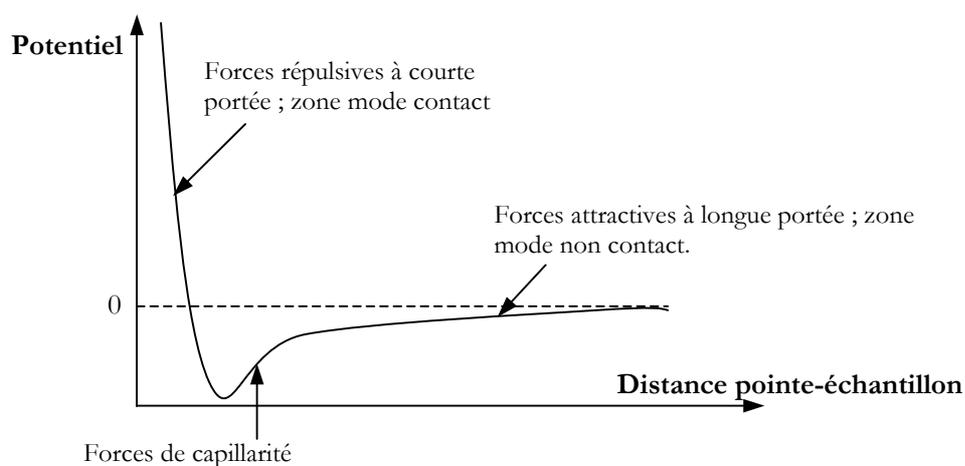


Fig.1. Potentiel des forces en fonction de la distance pointe-échantillon.

¹⁶ B.V. Derjaguin, V.M. Muller, Y.P. Toporov, "Effect of contact deformations on the adhesion particles", *Journal of Colloid Interface Science* **53**, p. 314 (1975).

Quand cette distance diminue, les forces répulsives compensent les forces attractives.

Finalement, selon les conditions expérimentales, des forces électrostatiques voire magnétiques peuvent entrer en jeu. C'est le cas notamment lorsqu'on utilise le microscope pour faire une cartographie des charges de surface d'un échantillon¹⁸ ou de domaines magnétiques¹⁹ (avec une pointe magnétisée). Plus couramment, des expériences font appel à une polarisation pointe-surface en vue de modifier la surface par réaction électrochimique locale, comme c'est le cas pour l'oxydation locale d'une surface métallique ou semiconductrice. Dans ce cas, les capacités constituées par la surface et la pointe et de la surface et le bras de levier métallisé donnent naissance à des forces attractives supplémentaires sur le levier données par l'expression :

$$F_z(\tilde{z}) = \frac{1}{2} U^2 \frac{\partial(C(\tilde{z}))}{\partial \tilde{z}}$$

où U est la différence de potentiel entre la pointe et la surface et $C(\tilde{z})$ la capacité associée au système pointe-levier/surface.

➤ Modes opératoires de l'AFM.

Mode contact

Appelé également "mode contact continu", le mode contact consiste à réguler la position du spot sur la photodiode en utilisant les forces répulsives apparaissant à très courtes distances entre la pointe et la surface. La pointe est ainsi maintenue en contact permanent avec la surface et se déplace de manière isoforce parallèlement à celle-ci. La force d'appui de la pointe est fixée par l'utilisateur et peut aller de quelques nN à des dizaines de nN. La figure 2 montre des images réalisées par microscopie électronique à balayage (MEB) d'un système levier-pointe sonde AFM pour le mode contact.

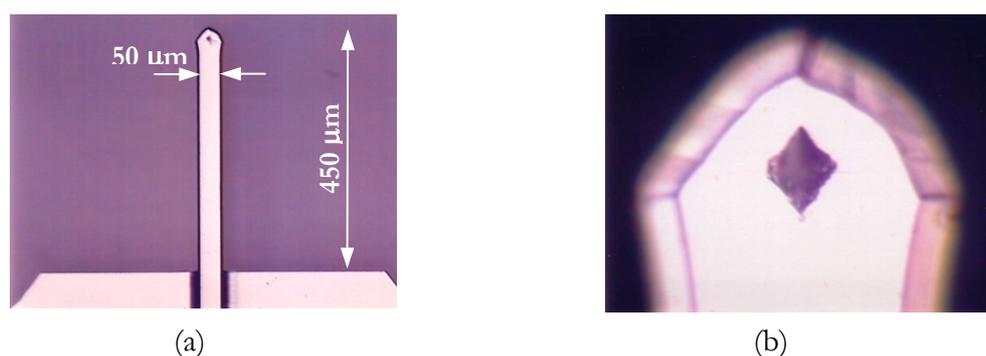


Fig.2. Images MEB d'une sonde AFM mode contact. (a) Pointe commerciale en silicium fortement dopé recouverte d'une couche métallique (revêtement PtIr5) de constante de raideur 0,2 N.m⁻¹ et de fréquence de résonance de 13 kHz, (b) zoom sur l'extrémité de cantilever où est fixée la pointe sonde pyramidale.

¹⁷ Dans le cas du silicium, $E \approx 187$ GPa, $\nu \approx 0,28$, ce qui donne $K \approx 135$ GPa pour un contact silicium-silicium.

¹⁸ R.M. Nyffenegger, R. Penner, R. Schierle, "Electrostatic force microscopy of silver nanocrystals with nanometer scale resolution", *Appl. Phys. Lett.* **71**, p. 1878 (1997).

¹⁹ O. Züger and D. Rugar "First images from a magnetic resonance force microscope", *Appl. Phys. Lett.* **63**, p. 2496 (1993).

Les cantilevers correspondants à ce mode ont une grande sensibilité grâce à une faible constante de raideur (quelques dixièmes de N/m), une petite fréquence de résonance (typiquement quelques kHz) et un levier relativement long.

Cette méthode n'est pas adaptée aux surfaces fragiles qui risquent d'être endommagées par les forces de frottements.

Mode contact intermittent

Le mode contact intermittent ou "mode *tapping*", est de loin le plus utilisé. Son principe consiste à faire vibrer le levier à sa fréquence propre de résonance (typiquement de l'ordre de la centaine de kHz) et de l'amener à proximité de la surface, jusqu'à interaction due essentiellement aux forces répulsives. L'introduction d'une force supplémentaire change la fréquence de résonance de la pointe et il en résulte une réduction de l'amplitude d'oscillation du levier. La rétroaction se fait alors sur l'amplitude d'oscillation et permet d'ajuster la distance pointe échantillon afin de maintenir l'amplitude constante. Les sondes correspondant à ce mode sont conçues pour avoir une grande sensibilité, une fréquence de résonance et un coefficient de qualité élevés, grâce à leurs leviers courts et leur coefficient de raideur plus grand que celui des sondes en mode contact.

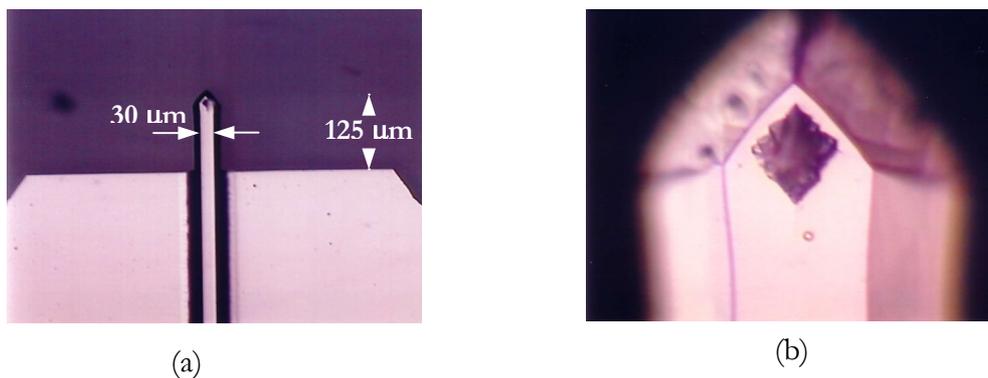


Fig.3. Images MEB d'une sonde AFM mode contact intermittent. (a) pointe commerciale en silicium, fortement dopée et recouverte d'une couche métallique (coating PtIr5) de constante de raideur 40 N.m⁻¹ et de fréquence de résonance de 300 kHz, (b) zoom sur l'extrémité du cantilever.

Le système oscillant levier-pointe est souvent représenté par un oscillateur harmonique amorti en régime forcé soumis à des forces extérieures d'interaction avec la surface. Le mouvement vertical est régi par une équation différentielle de la forme : $m\ddot{z} + \alpha\dot{z} + kz = f_0 \cdot \cos(\omega t) + \sum F_{exterieures}$, où z est la position instantanée de la pointe par rapport à sa position d'équilibre, m la masse du système levier-pointe, k la constante de raideur, α le facteur d'amortissement (frottement avec l'air essentiellement), f_0 l'amplitude de la force d'excitation du système en régime forcé, ω la pulsation d'excitation. Ces grandeurs sont à relier à la pulsation de résonance de l'oscillateur non

amorti ($\omega_0 = \sqrt{k/m}$) et au facteur de qualité de l'oscillateur ($Q = m\omega_0/\alpha$). Pour les leviers commerciaux²⁰ $\omega_0 \in [20\pi; 1200\pi]$ ($krad.s^{-1}$), $k \in [0,01; 100]$ ($N.m^{-1}$) et un facteur de qualité Q de l'ordre de 400.

Mode non-contact

Ce mode repose sur les forces attractives entre pointe et surface. Ces forces sont faibles et requièrent un environnement à faible bruit pour être détectées. En outre, l'existence de polluants ou d'un fin film d'eau sur la surface (typiquement sur une épaisseur du nanomètre) compromettent la précision des images topographiques : il est préférable d'opérer sous vide pour avoir une bonne résolution. La rétroaction peut s'effectuer sur la déflexion du levier ou sur l'amplitude des oscillations. Ce mode est délicat et peu utilisé.

²⁰ Produits Nanosensors©, www.nanosensors.com

ANNEXE B : LITHOGRAPHIE AFM – MECANISME D'OXYDATION

Depuis une quinzaine d'années, plusieurs études ont été menées pour comprendre les mécanismes qui régissent l'oxydation locale du silicium sous l'action d'une pointe SPM et définir les paramètres à contrôler afin d'optimiser la technique en terme de reproductibilité, de vitesse d'écriture, de polarisation et de résolution.

La croissance de l'oxyde est observée pour des polarisations négatives appliquées sur la pointe²¹. L'application d'une tension positive n'induit aucune modification sur la surface. Cette dépendance du signe de la polarisation met en évidence que l'oxydation est liée au champ électrique entre la pointe et la surface. En effet, en assimilant la pointe à une sphère chargée de rayon a et située dans le vide en regard d'un plan conducteur infini, le champ électrique en un point de la surface, situé à une distance R de la projection de l'apex de la pointe sur la surface, dépend de la tension V appliquée à la pointe et peut s'écrire sous la forme²² :

$$E(R) = \frac{a(a+b)(a+2b)}{2b[(a+b)^2 + R^2]^{3/2}} V, \text{ où } a \text{ est le rayon de courbure de la pointe, } b \text{ la distance pointe-échantillon et } V \text{ la tension appliquée à la pointe.}$$

échantillon et V la tension appliquée à la pointe.

D'autre part, la présence de l'humidité est indispensable pour l'oxydation²³, ce qui implique la complicité de la couche d'eau adsorbée sur la surface et des espèces ioniques dérivées. La croissance est nulle dans une atmosphère sèche. La figure suivante montre le principe de la nano-oxydation sous une pointe AFM.

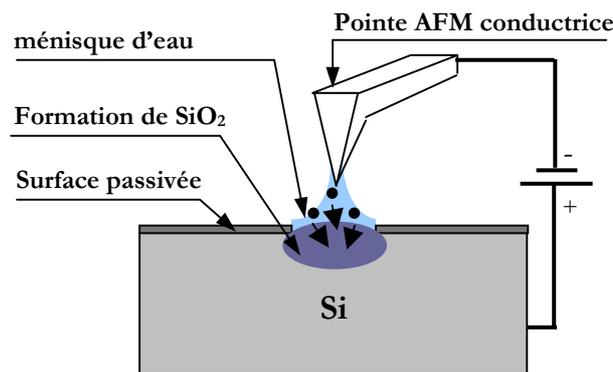


Fig.1. Illustration du mécanisme de nano-oxydation assistée par une pointe AFM polarisée.

²¹ J.A. Dagata, J. Schneir, H.H. Harary, C.J. Evans, M.T. Postek, J. Bennet, *Appl. Phys. Lett.* **56**, p. 2001 (1990).

²² S.L. Konsek, R.J.N. Coope, T.P. Pearsall, T. Tiedje, "Selective Surface Modifications with a Scanning Tunneling Microscope", *Appl. Phys. Lett.* **70(14)**, p. 1846 (1997).

²³ H. Sugimura, T. Uchida, N. Kitamura, H. Mashuara, *Journal of Physical Chemistry*, **98**, p. 4352 (1994).

Cela dit, l'expression du champ électrique ci-dessus doit être multipliée par la constante diélectrique de l'eau puisque l'ensemble n'est pas placé dans le vide, mais plutôt dans le ménisque d'eau. A titre exemple, en prenant des valeurs typiques de rayon de courbure de la pointe (15 nm) et de distance pointe-surface (1nm), le champ électrique directement sous la pointe est de 10^9 V.m⁻¹ pour 1 V appliqué sur la pointe.

Ainsi, la nano-oxydation par AFM est similaire à un processus d'anodisation électrochimique. Du fait de la différence de potentiel négative entre la pointe AFM conductrice et le substrat de silicium, ce dernier joue le rôle de l'anode et la pointe celui de la cathode. L'oxydation se faisant dans un milieu humide, le ménisque d'eau, formé à partir de la couche adsorbée, entre la pointe et l'échantillon constitue l'électrolyte. Le ménisque est lié à la présence de l'eau sur la pointe qui, à la différence de l'échantillon, n'est pas hydrophobe²⁴. Le volume du ménisque est considérable en comparaison avec la taille de l'apex de la pointe et la distance pointe-échantillon, de telle sorte qu'on peut considérer l'ensemble pointe-échantillon entièrement immergé.

Plusieurs modèles ont été proposés pour expliquer le mécanisme d'oxydation. La surface semble être dépassivée par désorption d'hydrogène et l'oxydation se produit par la diffusion des ions O⁻ et OH⁻, présents dans la couche d'eau, à travers la couche d'oxyde en formation, vers l'interface oxyde/silicium²⁵. La déshydrogénation de la surface fait apparaître un courant faradique de quelques fA entre la pointe et la surface²⁶.

Sous l'action du champ électrique, les ions OH⁻ présents dans le ménisque d'eau sont attirés par le substrat et participent à la réaction électrochimique de l'oxydation locale $Si + 4h^+ + 2OH^- \rightarrow SiO_2 + 2H^+$ (h^+ représente un trou de charge $+e$ provenant du substrat). Cette équation traduit la dépassivation de la surface de silicium.

La zone oxydée se manifeste par une surélévation topographique de la surface. Il a été montré²⁷ que la hauteur apparente de l'oxyde correspond à 60% de la hauteur totale de l'oxyde formé, 40% étant enterré en dessous du plan moyen de la surface.

²⁴ E.S. Snow, G.G. Jernigan, P.M. Campbell, *Appl. Phys. Lett.* **76**, p. 1782 (2000).

²⁵ F. Marchi, V. Bouchiat, H. Dallaporta, V. Safarov, D. Tonneau, *Journal of Vacuum Science and Technology*, **B16**, p. 2952 (1998).

²⁶ P. Avouris, T. Hertel, R. Martel, *Appl. Phys. Lett.* **71**, p. 285 (1997).

²⁷ P.A. Fontaine, E. Dubois, D. Stiévenard, *Journal of Applied Physics*, **84**, p. 1776 (1998).

ANNEXE C : SILICIUM SUR ISOLANT

➤ SOI : Descriptif et méthodes de fabrication.

La technologie silicium sur isolant ("Silicon on Insulator" : SOI) consiste à placer un film mince de silicium sur une couche isolante supportée par une tranche de silicium massif. L'isolant peut être du saphir ou du dioxyde de silicium ou de l'air ("Silicium On Nothing"). L'intérêt de cette structure est d'offrir une parfaite isolation diélectrique entre la couche active des circuits et le substrat de silicium massif grâce à un oxyde enterré. Ce type de substrats a été évoqué dès 1926 par Lilienfeld²⁸ lors de la première description d'un transistor à effet de champ à grille isolée ("Insulated Gate Field Effect Transistor": IGFET) ; à cette époque, la technologie n'a pas permis la fabrication du composant, l'idée du IGFET fut donc oubliée au profit du développement du transistor bipolaire découvert en 1947²⁹. Plusieurs années plus tard, la technologie a atteint un niveau de maturité suffisant pour la première fabrication du transistor à effet de champ par Kahng et Atalla³⁰.

En effet, malgré son surcoût de développement de 10% par rapport aux technologies classiques sur substrat massif, le gain en performance grâce à la technologie SOI est évalué entre 20 et 35%, avec des fréquences de coupure supérieures à 150 GHz dans l'exemple de la technologie 130 nm. Communément, il est admis que l'alternative SOI, également investie dans le développement de la technologie 65 nm, a permis de gagner une génération puce.

Depuis sa naissance dans les années soixante suite à la synthèse du SiO₂ par implantation d'oxygène, cette technologie a vu évoluer ses procédés industriels de fabrication à commencer par la technologie silicium sur saphir ("Silicon on Sapphire" : SOS) qui a donné naissance en 1978 au lancement des premiers micro-processeurs 16-bit en CMOS SOS³¹. Les deux procédés standard de fabrication des substrats SOI sont le SIMOX et le BESOI dont une technique dérivée est le procédé Smart-Cut de la société Soitec .

Silicium sur saphir ("Silicon on Sapphire": SOS)

Il s'agit d'un procédé d'hétéroépitaxie de croissance du silicium sur un substrat de saphir (Al₂O₃) ; le substrat d'alumine est chauffé dans une atmosphère de silane (SiH₄) et la couche active de silicium est déposée par décomposition du gaz. L'avantage du saphir est sa haute capacité d'isolation électrique et son excellente résistance aux radiations, ce qui explique ses premières

²⁸ J.E. Lilienfeld, "Methods and apparatus for controlling electric currents", U.S. Patent 1,745,175 (1926).

²⁹ W. Shockley, "The Path to the Conception of the Junction Transistor", *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-23, 7, p. 597-620, (1976).

³⁰ D. Kahng and M.M. Atalla, DRC, Pittsburg (1960); US Patent No. 3,102, 230 (1960).

³¹ HP/Toshiba, HP 3000 Series 33

applications dans le domaine spatial, afin de satisfaire la demande de circuits intégrés durcis aux irradiations ionisantes. L'usage commercial du SOS est tout de même resté limité par des difficultés de fabrication des transistors à haute densité d'intégration. Par ailleurs, malgré l'utilisation des saphirs monocristallins artificiels de haute pureté, la disparité des paramètres de maille du saphir et du silicium induit une couche de faible qualité cristalline de silicium à l'interface. Ceci entraîne l'apparition de défauts d'empilement et de dislocation, qui dégradent les caractéristiques de transport électronique dans la couche de silicium. En outre, l'inconvénient plus critique du procédé est la contamination du silicium au voisinage de l'interface par l'aluminium (dopants du type P) provenant du substrat.

Séparation par implantation d'oxygène ("Separation by IMplanted OXYgen": SIMOX)

Cette technique³² consiste à créer une couche d'oxyde enterrée dans un substrat de silicium par implantation ionique d'oxygène. La largeur et la profondeur de la zone implantée dépendent de l'énergie d'implantation. Le substrat est ensuite recuit à haute température (>1300°C) pour former la couche d'oxyde.

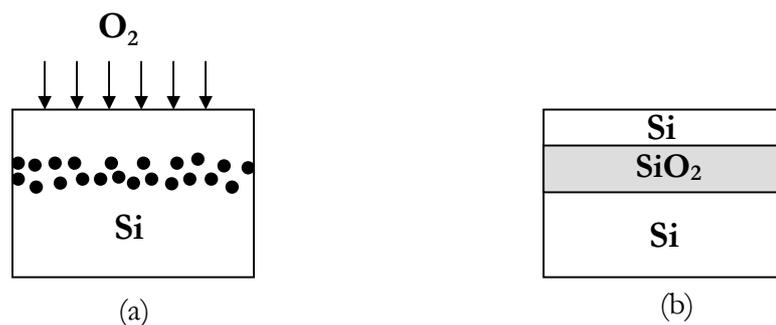


Fig.1. Illustration schématique du procédé SIMOX. (a) implantation ionique d'oxygène dans un substrat de silicium, (b) recuit – formation de la couche d'oxyde.

Même si cette technique permet d'obtenir des couches fines (<100 nm) de silicium de bonne qualité, la technique nécessite des machines spécifiques d'implantation ionique de forte puissance et leur adaptation aux plaquettes d'une dizaine de pouces pose des problèmes.

BESOI Bond and Etch-back SOI

C'est une technique de collage direct de plaquettes de silicium (wafer bonding) associé à un procédé d'amincissement (etch-back). Les deux plaquettes sont préalablement oxydées et hydrophiles grâce à une préparation dans une solution aqueuse d'ammoniac avant rinçage à l'eau

³² K. Izumi, M. Doken, H. Ariyoshi, "CMOS devices fabricated on buried SiO₂ layers formed by oxygen implantation into silicon", *Electron. Lett.* 14, p. 593 (1978).

désionisée, ensuite recuites à plus de 400°C avant d'amincir une des deux plaquette de silicium (fig. 2).

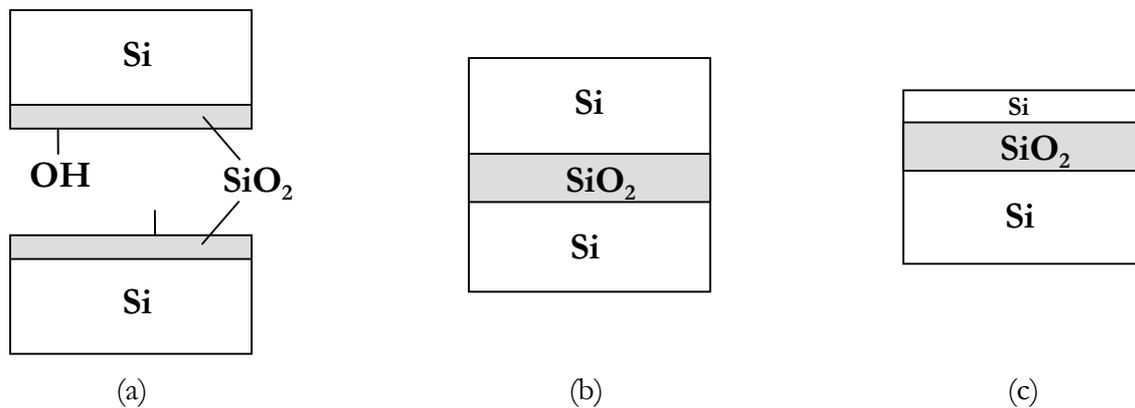


Fig.2. Illustration schématique du procédé BESOI. (a) collage direct hydrophile des substrats oxydés, (b) recuit (400°C – 800°C), (c) amincissement de la couche supérieure.

Le contrôle d'épaisseur de la couche amincie est fait par la biais d'un arrêt sélectif de l'amincissement (*etch-stop*) ou d'une finition par plasma de gravure localisée. Dans le premier cas, la formation de la couche d'arrêt induit des défauts de structure, tandis que la finition par plasma localisé nécessite le traitement plaque par plaque, ce qui limite la productivité et augmente le coût.

➤ **Avantages et inconvénients de la technologie SOI.**

Contrairement à la technologie SOI décrite en haut, dans la technologie bulk, les zones actives sont directement implantées dans un substrat épais de silicium. La présence d'un substrat épais en continuité électrique avec les couches superficielles engendre des phénomènes parasites dont la sensibilité aux courants de fuite dans le substrat. La présence d'un oxyde enterré (dans le cas de SOI) permet de minimiser quelques effets indésirables :

+ Réduction des capacités parasites de substrat

En technologie SOI, la capacité entre les jonctions et le substrat est donnée par l'épaisseur de l'oxyde et est proportionnelle à la constante diélectrique. Dans le cas de l'oxyde SiO_2 , cette constante diélectrique est plus petite que celle du silicium ($\epsilon_{\text{SiO}_2}=3,9$; $\epsilon_{\text{Si}}=11,7$) ce qui réduit la sensibilité des composants à ces capacités parasites, et offre plus de possibilités de miniaturisation.

+ Meilleures performances électriques

Comparés à la technologie bulk, les circuits SOI disposent d'un courant de saturation plus élevé (augmentation de la conduction, rapidité), d'une transconductance de grille plus grande (contrôle du courant de drain par la tension de grille), d'un effet body moindre³³ (dépendance entre la tension de seuil et le potentiel du substrat).

+ Absence de l'effet du thyristor parasite (*latchup*)

Ce phénomène apparaît dans des structures en technologie sur substrat massif comme conséquence des courants de fuite dans le substrat. Il correspond au déclenchement intempestif d'une structure thyristor PNP, dans le cas de juxtaposition de deux transistors MOS complémentaires (un transistor NMOS à caisson P et un transistor PMOS à caisson N). Cet effet destructif est plus accentué dans les composants à faibles dimensions, ce qui limite le degré d'intégration. Le latchup est inexistant avec la technologie SOI grâce à l'isolation entre la couche active et le substrat.

+ Réduction de l'effet des canaux courts

Afin d'augmenter la fréquence de fonctionnement du transistor, il est judicieux de réduire la longueur du canal. Ceci peut entraîner des disparités de la tension de seuil de transistor à transistor à cause du mauvais contrôle de la zone de déplétion sous la grille. Les transistors SOI présentent de moindres effets de canal court du fait du bon contrôle de la zone de déplétion.

Néanmoins, la technologie SOI présente quelques inconvénients dont essentiellement :

- L'auto échauffement

Du fait de sa faible conductivité thermique par rapport à celle du silicium ($K_{SiO_2} = 1.4W/m.K$; $K_{Si} = 150W/m.K$), l'oxyde enterré agit comme une barrière thermique entre la couche mince active de silicium et le substrat. Le confinement de chaleur dans le film mince oblige à travailler à faible courant de drain.

- L'effet "kink"

Ce phénomène découle de la génération des paires électrons-trous (ionisation par impact) à tension de drain élevée. Sous l'action du grand champ électrique drain-source, les électrons sont accélérés vers le drain pendant que les trous s'accumulent près de la source. Ceci a pour conséquence directe l'augmentation du potentiel du substrat et la modification de la tension de seuil et le courant de drain.

³³ J.-P. Colinge, Silicon-on-Insulator Technology: Materials to VLSI, 2nd Edition, Kluwer Academic Publishers, Septembre 1997. (ISBN 0-7923-8007-X).

Prenant toutes ces considérations en compte, la technologie SOI semble être plus adaptée à la réalisation de circuits à petite échelle. Associée à la nano-oxydation assistée par AFM, elle permet de fabriquer des motifs en silicium directement sur un isolant, notamment des nanofils connectés qu'on caractérisera par la suite.

ANNEXE D : BLOCAGE DE COULOMB – TRANSISTOR A UN ELECTRON

Dans les applications de l'électronique à un électron, on désire confiner spatialement une ou plusieurs charges, ceci est possible en modifiant l'architecture du transistor MOS conventionnel : le substrat est remplacé par un isolant et une zone conductrice y est enterrée. Un nombre donné d'électrons peut s'y accumuler (fig. 1).

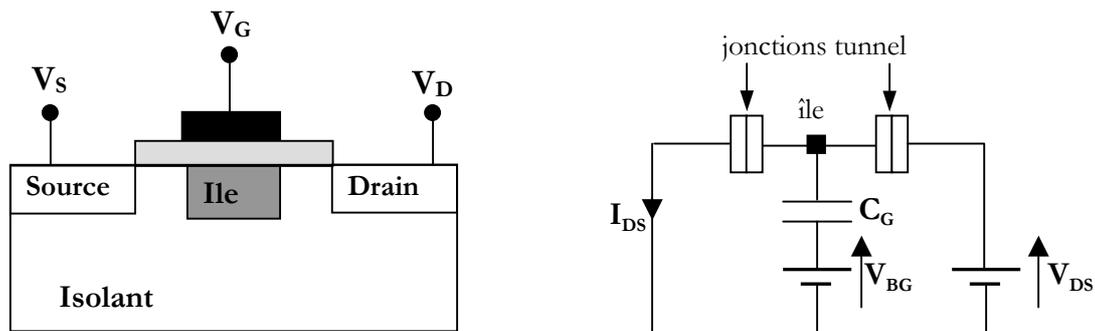


Fig.1. (a) schéma conceptuel d'un dispositif à un électron, (b) schéma électrique équivalent.

Quand on applique une différence de potentiel V_{DS} , l'île se remplit d'électrons. Ensuite, le courant s'annule quand l'île est entièrement remplie, c'est le blocage de coulomb. Lorsqu'on applique une tension sur la grille, un électron supplémentaire peut entrer dans l'île. Ainsi, à basse température, le courant I_{DS} n'est plus une fonction exponentielle de V_{BG} comme dans les transistors classiques. Les courbes $I_{DS}(V_{BG})$ font apparaître des pics séparés de plages de tension V_{BG} de conductivité nulle. La période des pics est définie par la capacité de la grille.

En effet, le système source/îlot/drain constitue une double jonction tunnel, chacune est caractérisée par une capacité C (deux conducteurs séparés par un isolant) et une résistance tunnel R_t (reflétant l'opacité de la jonction vis-à-vis le passage d'électrons). On supposera ici que les deux jonctions sont identiques ($C_1=C_2=C_\Sigma/2$ et $R_{t1}=R_{t2}$). Les variations positives de l'énergie libre d'Helmholtz rendent impossible tout transfert d'électron tant que l'énergie apportée eV_{DS} ne compense pas l'énergie de charge $E_C (=e^2/2C_\Sigma)$ permettant à un électron de pénétrer dans l'île. Il existe donc une tension seuil $V_{seuil} = e/2C_\Sigma$ au delà de laquelle il n'y a plus de blocage de Coulomb, et le transfert de charges est purement résistif de résistance ($2R_t$).

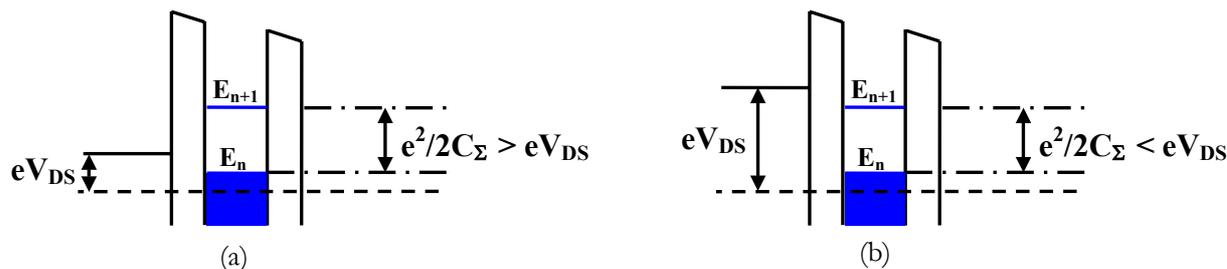


Fig.2. Diagramme de bande schématique du (a) blocage de coulomb $V_{DS} < V_{seuil}$, (b) passage d'électrons $V_{DS} > V_{seuil}$.

Si on se place dans une configuration de blocage de Coulomb ($V_{DS} < V_{seuil}$), le nombre de charges présentes dans l'île peut être contrôlé, grâce à la capacité C_G , par la tension de grille, comme le montre la figure suivante.

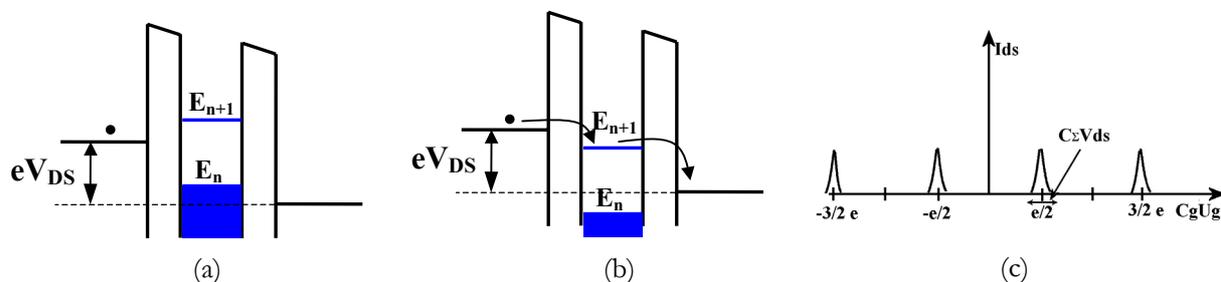


Fig.3. (a) diagramme de bande schématique du blocage de coulomb avant application de V_{BG} , (b) passage d'électrons après application de V_{BG} , (c) oscillations de Coulomb de largeur $C_{\Sigma} V_{DS}$, pour des valeurs de $V_{BG} \sim (n+1)e/2Cg$ et bloqué sinon.

Le premier schéma montre que la présence du gap dans l'île empêche les électrons de franchir l'île, car l'énergie de l'île avec $(n+1)$ électrons (E_{n+1}) est supérieure au niveau de Fermi de la source. Sur le deuxième schéma, l'application d'une tension positive sur la grille ramène l'énergie E_{n+1} dans l'intervalle délimité par le niveau de Fermi de la source et du drain, ceci permet à un électron excédentaire de sortir de l'île et d'abaisser l'énergie du système à E_n , un électron venant de la source peut donc entrer dans l'île, ainsi de suite. Si on augmente V_{BG} d'avantage, le niveau E_{n+1} passe en dessous du niveau de Fermi du drain, et l'électron reste coincé dans l'île, c'est le retour au blocage de Coulomb. La variation de la tension de grille se traduit donc par une succession d'états passants et bloqués (pics de courant).

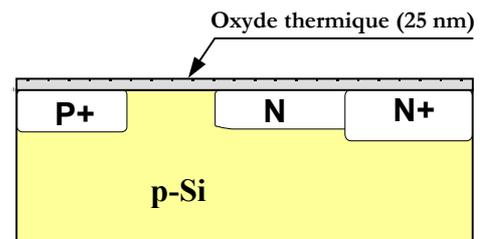
Le blocage de Coulomb ne peut se passer que si l'énergie thermique $k_B T$ est négligeable devant l'énergie de chargement E_C , sinon l'électron possède suffisamment d'énergie pour franchir la barrière.

Cette condition s'écrit : $E_C = \frac{e^2}{2 \cdot C_\Sigma} \gg k_B T$ c'est à dire $C_\Sigma \ll \frac{e^2}{2 \cdot k_B T}$, les pics de courant apparaissent de manière distincte à basses températures, tandis qu'à haute température, ils s'élargissent.

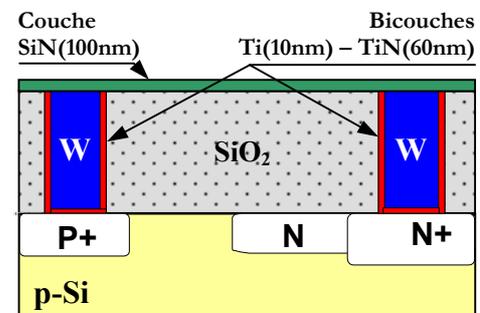
ANNEXE E : REALISATION TECHNOLOGIQUE DES CELLULES MEMIS

Les structures MEMIS étudiées dans ce travail ont été réalisées au Leti-CEA sur des substrats de silicium. Le procédé technologique est effectué à partir d'une plaque 8 pouces de silicium de type P (dopé au Bore) de résistivité 7-10 $\Omega\cdot\text{cm}$ (donc une concentration de dopants de 10^{15} cm^{-3}) et comporte les étapes suivantes :

- Implantation des zones dopées à travers une couche de 25 nm d'oxyde thermique : le canal N sous le collecteur est dopé au phosphore (P^+), les zones très dopées prévues pour les contacts ohmiques du substrat (P^+) et du drain (N^+) sont dopées respectivement par implantations des ions de bore (B) et d'arsenic (As^+).



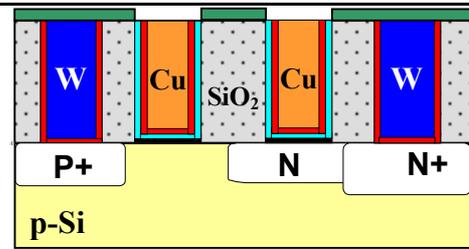
- Réalisation des contacts ohmiques du substrat et du drain : pour ce faire, une couche de 500 nm d'oxyde SiO_2 est déposée par Déposition en phase vapeur assistée par plasma (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition : PECVD) à 350°C , ensuite étape de photolithographie et de gravure ionique réactive (Reactive Ion Etching : RIE) permet de réaliser les ouvertures³⁴ débouchant sur les zones N^+ et P^+ . Par la suite, une étape de dépôt par CVD permet de remplir ces ouvertures de tungstène (W). Afin d'éviter la diffusion du tungstène dans le silicium, une couche de 10 nm de titane (Ti) et 60 nm de nitrure de titane (TiN) est déposée par pulvérisation cathodique (Physical Vapor Deposition : PVD) au fond des ouvertures pour cet effet. Le tungstène déposé est protégé contre l'oxydation par une couche de 100 nm de nitrure de silicium (SiN).



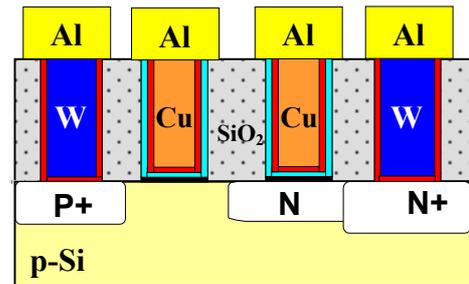
- Réalisation des jonctions de l'émetteur et du collecteur : une photolithographie suivie d'une gravure sèche (RIE) de la couche SiN et l'oxyde de 500nm permettent de réaliser les ouvertures¹ débouchant sur le canal (N) et le substrat (P). Ensuite, la couche d'oxyde tunnel est déposée au fond des ouvertures, soit par oxydation thermique dans le cas de la silice SiO_2 ou par dépôt de monocouches atomiques pour l'alumine (Al_2O_3). Cette étape est suivie par un recuit de densification à 700°C dans une atmosphère d'azote. Des couches ferromagnétiques

³⁴ Une gravure humide par une solution d'acide fluorhydrique (HF) permet d'éliminer les résidus d'oxyde dans le fond des ouvertures sous peine d'induire des défauts dans le silicium.

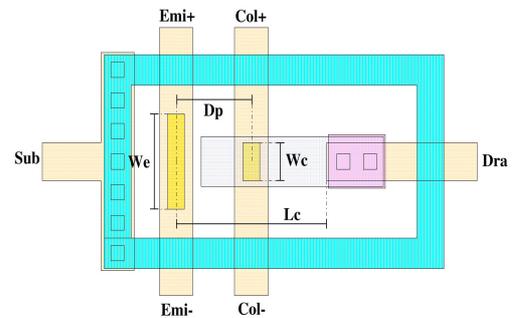
de permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) épaisses de 10 nm sont alors déposées par PVD suivie d'un dépôt d'une barrière de diffusion (20 nm de TiN). Les ouvertures sont ensuite remplies de cuivre par PVD.



- Réalisation des contacts électriques : afin d'éliminer les couches de TiN, le cuivre et le permalloy déposés en surface, une étape de planarisation par polissage mécanique chimique (Chemical Mechanical Polishing : CMP). Ensuite, une gravure sèche RIE permet d'éliminer la couche écran de SiN. Enfin, les contacts électriques en aluminium sont déposés à l'aide d'une couche d'accrochage de TiN (20 nm) et d'AlCu (500 nm) par PVD.



La figure ci-contre illustre le layout du dispositif MEMIS : on peut distinguer les contacts de l'émetteur et du collecteur de longueurs respectives W_e et W_c et distants de D_p , le canal implanté dopé N ainsi que les contacts du substrat et du drain.



ANNEXE F : MODELE DE STONER-WOHLFARTH

Le modèle de Stoner-Wohlfarth³⁵ traite le renversement uniforme de l'aimantation sous l'action d'un champ magnétique extérieur pour des nanostructures de faibles tailles considérées monodomaines. Considérons une particule ellipsoïdale d'un monocristal ferromagnétique 2D et uniformément aimantée suivant l'angle θ avec l'axe facile d'aimantation.

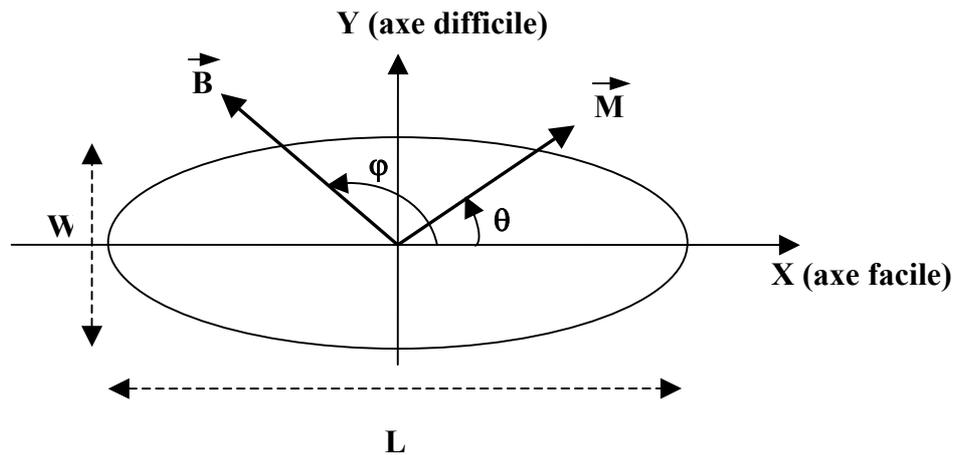


Fig.1. représentation de la pseudo particule considérée dans le modèle de Stoner-Wohlfarth.

L'énergie totale du système fait intervenir trois densités d'énergie :

- L'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline qui représente l'énergie d'interaction du moment magnétique avec le réseau cristallin. Le développement de cette énergie limité au second ordre s'écrit:

$$E_A = k_u \cdot \sin^2 \theta,$$

k_u est la constante d'anisotropie uniaxiale.

- L'énergie magnétostatique qui représente l'interaction entre le champ démagnétisant et la distribution de l'aimantation. Cette énergie s'écrit :

$$E_D = \frac{\mu_0 M_s^2}{2} (N_X + (N_Y - N_X) \sin^2 \theta)$$

où N_X et N_Y représentent les coefficients du champ démagnétisant suivant les directions des axes facile et difficile d'aimantation.

³⁵ E. C. Stoner, E. P. Wohlfarth, "A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys", *Phil. Trans. Roy. Soc. London* 240 A, p. 599 (1948).

- L'énergie de Zeeman qui représente le couplage du système avec le champ magnétique extérieur et tend à aligner le moment magnétique sur le champ extérieur, elle s'écrit :

$$E_Z = -\mu_0.M_S.B.\cos(\theta - \varphi)$$

L'énergie totale du système qui ne dépend que de θ s'écrit donc :

$$E = \frac{\mu_0.M_S}{2} B_K \sin^2 \theta - \mu_0.M_S B.\cos(\theta - \varphi)$$

où B_K désigne le champ d'anisotropie et s'écrit :

$$B_K = \frac{2k_u}{\mu_0.M_S} + M_S(N_Y - N_X)$$

Les états d'équilibre de l'aimantation correspondent aux minima de l'énergie totale du système

$\left(\frac{\partial E}{\partial \theta} = 0 \right)$, la figure suivante illustre le basculement de l'aimantation en fonction de l'angle θ

pour deux valeurs de champ magnétique extérieur :

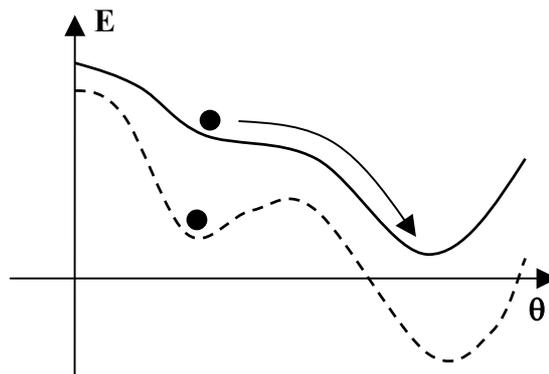


Fig.2. Evolution de l'énergie du système en fonction de l'angle θ , illustration des deux états d'équilibre stable et instable de l'aimantation.

En effet, au fur et à mesure que le champ magnétique augmente, la barrière d'énergie diminue jusqu'à ce qu'elle s'annule pour la valeur du champ de retournement B_R :

$$B_R = \frac{B_K}{\left(\sin^{\frac{2}{3}} \varphi + \cos^{\frac{2}{3}} \varphi \right)^{\frac{3}{2}}}$$

Cette dernière relation définit l'astroïde de Stoner-Wohlfarth qui fait correspondre la valeur du champ magnétique appliqué et l'angle φ qu'il forme avec l'axe facile (voir fig.3).

A l'intérieur de l'astroïde et pour un angle φ donné, la valeur du champ magnétique n'est pas suffisante pour le renversement de l'aimantation, l'aimantation est retournée partiellement.

Quand le champ magnétique est annulée, l'aimantation revient à sa position initiale à cause de l'équilibre métastable.

A l'extérieur de l'astroïde, l'aimantation est complètement retournée et se trouve dans l'état stable.

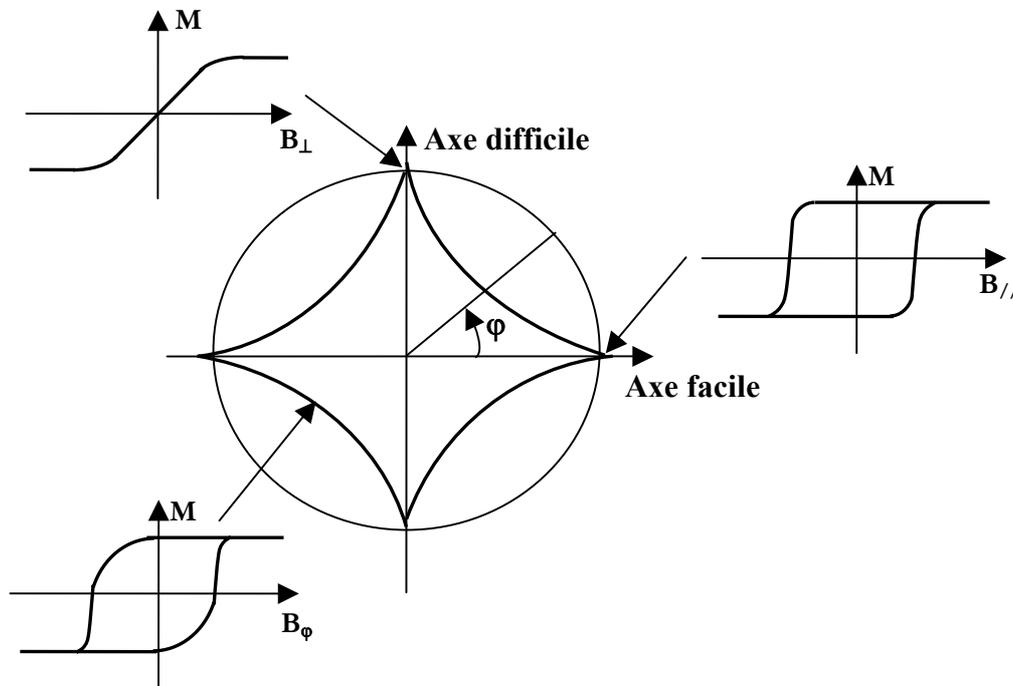


Fig.3. Astroïde de de Stoner-Wohlfarth qui donne la dépendance du champ de retournement en fonction de l'angle φ entre le champ magnétique extérieur et l'axe d'aimantation facile.

Ce modèle est le plus simple pour la description du retournement d'aimantation dans les nanostructures. D'autres modèles décrivent le retournement non-uniforme de l'aimantation pour des particules avec une faible anisotropie magnéto-cristalline ; le modèle de curling³⁶ concerne les structures à aimantation enroulée (à symétrie de convolution) tandis que le modèle de buckling³⁷ décrit le renversement dans des structures avec une grande anisotropie uniaxiale (ellipsoïdes allongées par exemple).

³⁶ W. F. Brown Jr, "Criterion for uniform micromagnetization", *Phys. Rev.* 105, p. 1479 (1957).

³⁷ E. H. Frei, S. Shtrikman, D. Treves, "Critical size and nucleation field of ideal ferromagnetic particles", *Phys. Rev.* 106, p. 446 (1957).

Mots clés : Nanofils de silicium, lithographie AFM, états d'interface, injection/collecte du spin, précession du spin, champ magnétique, jonctions FMIS, jonctions MSS.

L'étude porte sur le transport, électronique et de spin, dans des microstructures et nanostructures à base de silicium, le matériau phare de l'industrie microélectronique.

Nous avons étudié un procédé de lithographie assistée par microscope à force atomique (AFM) pour fabriquer des nanofils sub-100-nm ultraminces (8 à 15 nm) de silicium, connectés à une structure de test sur silicium sur isolant (SOI). Les mesures électriques ont mis en évidence le comportement de transistor à effet de champ (FET) des nanocircuits. Le piégeage des électrons aux défauts d'interfaces et de l'oxyde, est la cause de la déplétion cumulative des fils ultraminces au cours des mesures successives I(V). Le dépiégeage peut être contrôlé par application d'une tension sur la grille du nanofil. Les fils ont ainsi révélé un effet mémoire (écriture/lecture par piégeage/dépiégeage sous tension de grille positive/négative).

Nous avons par ailleurs étudié le transport du spin dans un canal de silicium. L'étude théorique a souligné la possibilité d'utiliser un faible champ magnétique pour manipuler le spin en obtenant des longueurs de précession et de diffusion de spin micrométriques, compatibles avec la technologie actuelle. L'injection et la collecte électriques ont été réalisées dans un dispositif mémoire magnétique intégrée sur silicium (MEMIS), similaire à un SpinFET. Néanmoins, la qualité des jonctions hybrides métal ferromagnétique/isolant/silicium (FMIS) conditionnent l'efficacité d'injection et de collecte du spin et de l'effet de magnétorésistance ; dans ce sens, nous avons exploré quelques techniques d'élaboration de jonctions Co/AlO/Si et Co/MgO/Si avec des oxydes minces de l'ordre du nanomètre. Nous avons obtenu des jonctions FMIS avec une injection électrique par tunnel direct, ce qui présente une piste prometteuse pour l'injection cohérente du spin. Nous avons également caractérisé des jonctions redresseur semiconducteur ferromagnétique /semiconducteur (MSS) du type $\text{Ge}_3\text{Mn}_5/\text{Ge}$ qui se sont avérées très intéressantes pour l'injection du spin.

"Transport properties in silicon microstructures and nanostructures"

This thesis work deals with the study of transport properties, of both charge and spin, in silicon-based microstructures and nanostructures.

We have studied the fabrication process of connected low section ($100 \times 8 \text{ nm}^2$) silicon nanowires (SiNWs) using atomic force microscope (AFM) lithography on thinned silicon on insulator (SOI) samples. Electrical measurements highlighted typical Field Effect Transistor (FET) behaviour of these SiNWs. Electron trapping in oxide or at interfaces is responsible of the cumulative depletion of the wires during the successive I(V) measurements. Electron release is obtained by application of a voltage on the wire gate. So the wires exhibited a memory effect in which the writing / reading process occurs by electron trapping / de-trapping controlled by application of a positive / negative voltage on the device gate.

Furthermore, we studied the spin transport in a silicon substrate. Numerical evaluation of spin transport in drift-diffusive regime reveals spin diffusion and spin precession lengths of several microns, under a weak external magnetic field. Such dimensions are compatible with present technology of ICs. Electrical measurements carried out on a magnetic memory integrated on silicon (MEMIS), specially designed for this study, showed electron injection and collection efficiency. However, no magnetoresistance was detected probably due to the low quality of interfaces in the hybrid heterojunctions ferromagnetic metal/insulator/silicon (FMIS). Thus, we proposed to test extra FMIS structures such as Co/AlO($\sim 1 \text{ nm}$)/Si and Co/MgO($\sim 1 \text{ nm}$) /Si, fabricated with less thermal treatments. The direct tunnelling transport in oxide was obtained in these junctions, which would allow spin injection coherence in prospective spin devices.

Finally, we have characterized rectifying junctions Ferromagnetic semiconductor/semiconductor (MSS) such as $\text{Ge}_3\text{Mn}_5/\text{Ge}$ which seem to be particularly suitable for spin injection.