



HAL
open science

Vers une électronique de spin cohérente de phase à base de nanotubes de carbone

Chéryl Feuillet-Palma

► **To cite this version:**

Chéryl Feuillet-Palma. Vers une électronique de spin cohérente de phase à base de nanotubes de carbone. Matière Condensée [cond-mat]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2010. Français. NNT: . tel-00528939

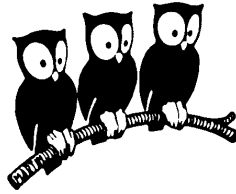
HAL Id: tel-00528939

<https://theses.hal.science/tel-00528939>

Submitted on 22 Oct 2010

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

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



THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ PARIS 6

Spécialité : Physique Quantique

présentée par

Cheryl Feuillet-Palma

pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS 6

**Vers une électronique de spin cohérente de phase
à base de nanotubes de carbone**

Soutenue le 28 Mai 2009
devant le jury composé de :

M.	V. Bouchiat	Rapporteur
M.	T. Martin	Rapporteur
M.	D. Roditchev	Président
M.	G. Faini	Examineur
M.	R. Leturcq	Examineur
M.	B. Plaçais	Co-directeur de thèse
M.	T. Kontos	Directeur de thèse

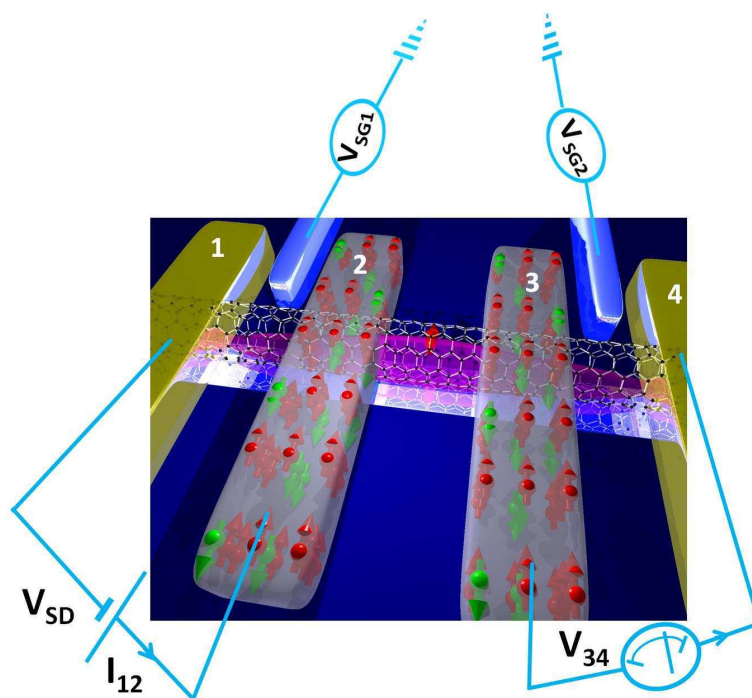


FIGURE 1 – Vue d'artiste d'une onde électronique délocalisée dans un nanotube de carbone connecté à plusieurs réservoirs

Laboratoire

Laboratoire Pierre Aigrain, CNRS UMR 8551, Ecole Normale Supérieure, 24, rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France

Resumé

Cette thèse se place dans le cadre de la physique mésoscopique et a pour objet l'étude du transport électronique polarisé en spin dans les nanotubes de carbone mono-parois.

L'existence d'un déséquilibre entre les populations d'électrons de spin up et ceux de spin down lors de leur diffusion à l'interface entre un métal ferromagnétique et un métal non-magnétique est au coeur du principe de fonctionnement des jonctions tunnel magnétiques et des multi-couches bien connues dans le domaine de l'électronique de spin. Bien que le degré de liberté de spin et l'effet tunnel des électrons soient utilisés dans ces dispositifs, aucun d'entre eux ne tient compte du degré de liberté de phase orbitale de la fonction d'onde électronique. Dans la plupart des dispositifs étudiés jusqu'à présent, cet aspect n'a pas été développé en raison du régime de transport semi-classique des porteurs de charge dans les conducteurs considérés. Dans ce travail, nous étudions des mesures de transport dépendantes du spin dans des circuits à plusieurs réservoirs à base de nanotubes de carbone. Nous observons la présence d'un signal de spin dans la tension non-locale et d'un signal de spin anormale dans la conductance. Ces signaux de spin sont contrôlables par le tension de grille appliquée et ils révèlent qu'à la fois le degré de liberté de phase orbitale et le degré de spin sont conservés dans un nanotube de carbone connecté à plusieurs réservoirs ferromagnétiques.

Nous montrons également l'existence d'un phénomène étonnant qui n'a aucun analogue classique et qui est la conséquence de la cohérence de phase orbitale : la présence d'un comportement de type transistor de spin à effet de champ entre les deux contacts normaux avec à proximité deux contacts ferromagnétiques en dehors du chemin classique des électrons. Ceci est la réalisation de l'expérience de tête de théoricien pour l'électronique de spin. Nos observations ouvrent la voix pour des dispositifs de l'électronique de spin exploitant ces deux degrés de liberté quantique sur le même plan.

Mots Clés

Physique mésoscopique, Nanotube de carbone monoparoi (SWNT), Transport électronique, Electronique de spin, Transport non-local, Cohérence de phase orbitale, Cohérence de spin.

Laboratory

Laboratoire Pierre Aigrain, CNRS UMR 8551, Ecole Normale Supérieure, 24, rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France

Abstract

The scattering imbalance between up and down spins at the interface between a non-magnetic metal and a ferromagnetic metal is at the heart of the principle of the magnetic tunnel junctions or multilayers celebrated in the field of spintronics. Although these devices use the quantum mechanical spin degree of freedom and electron tunneling, they do not exploit a crucial degree of freedom involved in quantum mechanics : the phase of the electronic wave function. In most of the devices studied so far, this aspect has not been developed owing to the classical-like motion of charge carriers in the conductors used. In this work, we report on spin dependent transport measurements in carbon nanotubes based multi-terminal circuits. We observe a gate-controlled spin signal in non-local voltages and an anomalous conductance spin signal, which reveal that both the orbital phase and the spin can be conserved along carbon nanotubes with multiple ferromagnetic contacts. We also report on an intriguing phenomenon which has no classical analog and is a consequence of orbital coherence : a spin valve behavior between two normal contacts with proximal ferromagnetic contacts outside the classical electron path. This realizes a "theorist blob experiment" for spintronics. These findings pave the way for spintronics devices exploiting both these quantum mechanical degrees of freedom on the same footing.

Keywords

Mesoscopic physics, Single wall carbon nanotube, Electronic transport, Spintronics, Non-local transport, Orbital phase coherence, Spin coherence.

Table des matières

Grandeurs physiques et Conventions	vii
Introduction	1
1 Transport polarisé en spin - Spintronique	7
1.1 Introduction à l'électronique de spin	7
1.1.1 Jonction tunnel magnétique : une vanne de spin	7
1.1.1.1 Métal ferromagnétique	7
1.1.1.2 La jonction tunnel magnétique	8
1.1.2 Modèle théorique	10
1.1.3 Transistor de Spin à Effet de champ	11
1.1.4 Le transport dans les conducteurs de basse dimensionnalité	12
1.2 Expériences récentes de transport moléculaire polarisé en spin	16
1.2.1 Transport dépendant du spin contrôlé par le champ électrique, dans des dispositifs à base de nanotubes de carbone	16
1.2.2 Effet Kondo en présence d'électrodes ferromagnétiques	18
1.3 Expérience de transport à plusieurs réservoirs	21
1.3.1 Le transport polarisé en spin dans le régime diffusif incohérent	21
1.3.2 Effets de non-localité dans le transport cohérent de phase	22
1.3.3 Effets de non-localité dans les nanotubes de carbone	23
1.4 Conclusion	25
2 Electronique de spin dans les nanotubes de carbone	27
2.1 Les nanotubes de carbone : des candidats idéaux pour le transport mésoscopiques	27
2.1.1 Du carbone aux nanotubes de carbone	27
2.1.2 Boîtes quantiques à base de nanotubes de carbone	30
2.2 Mesures à deux terminaux	33
2.2.1 Configuration générale du système	33
2.2.2 Spectroscopie de transport	34
2.2.3 Dépendance en champ magnétique de la conductance	35
2.2.4 Dépendance en fonction de la tension de grille du signal de spin	35
2.2.5 Modélisation du basculement des électrodes ferromagnétiques	36
2.3 Effet Magnéto-Coulomb	37
2.4 Conclusion	38

3	Fabrication et caractérisation des échantillons, techniques de mesure	39
3.1	Fabrication des échantillons	40
3.1.1	Préparation du substrat	40
3.1.2	Lithographie électronique	40
3.1.3	Dépôt localisé de catalyseur, évaporation de métal	41
3.1.4	La croissance des nanotubes de carbone par dépôt chimique en phase vapeur (CVD)	42
3.1.5	Localisation des nanotubes de carbone et contacts	43
3.1.6	Contacts Pd et PdNi : Techniques de Dépôt de couches minces sous ultravide	44
3.2	Techniques de mesures	45
3.2.1	Un dispositif mesurable	45
3.2.2	Description générale de la mesure	45
3.3	Caractérisation MFM des échantillons	47
4	Théorie du transport de spin cohérent à plusieurs électrodes	51
4.1	Modélisation du problème en terme de matrice de diffusion	53
4.2	Conductance locale et Tension non-locale dans le dispositif	57
4.3	Etude spécifique au dispositif N-F-F-N	58
4.3.1	Modèle cohérent à quatre canaux de conduction	58
4.3.2	Schéma électrostatique des circuits	61
4.4	Etude spécifique au dispositif N-N-F-F	63
4.5	Comparaison du Modèle Cohérent à quatre canaux avec le Modèle Incohérent à quatre canaux de conduction	65
4.6	Discussion sur le modèle diffusif incohérent multi-canal	65
4.6.1	Modèle de résistances	66
4.6.2	Accumulation de spin dans un circuit 3D	68
4.7	Conclusion	71
5	Électronique de spin cohérente de phase	73
5.1	Description expérimentale	75
5.2	Spectroscopie des dispositifs	75
5.2.1	Régime du transport dans le dispositif	75
5.2.2	Interféromètres Fabry-Pérot électroniques en série	76
5.3	Dépendance en champ magnétique de la tension non-locale V_{34} et de la conductance G_{12} locale	78
5.3.1	Courbes hystérétiques de G_{12} et V_{34} en fonction de H	79
5.3.2	Forme du basculement et cohérence quantique	80
5.4	Dépendance en grille : méthodes de mesures	80
5.5	Dépendance en grille de V_{34} et MV	82
5.6	Dépendance en grille de G_{12} et MG	83
5.7	Conclusion	84
5.8	Echantillons mesurés	86

6	Expérience de tête de théoricien	89
6.1	Spectroscopie de transport	90
6.2	Basculements hystérétiques de la conductance et de la tension	91
6.2.1	Champ de basculements des signaux hystérétiques	91
6.2.2	Champ de fuite des électrodes ferromagnétiques	93
6.3	Dépendance en grille de G_{12} et de MG à température fixée	94
6.4	Dépendance en température des grandeurs mesurées	96
6.5	Conclusion	97
	Conclusion	99
	Bibliographie	101
	Table des figures	105
A	Calcul perturbatif dans la géométrie N-F-F-N	109

Grandeurs physiques et Conventions

Grandeurs physiques

$a_0 = 1.24\text{\AA}$	Distance entre deux atomes de carbone dans le graphène
$a = 2.46\text{\AA}$	Distance de maille dans le graphène
$e = 1,6 \times 10^{-19}C$	Charge électrique d'un électron (en valeur absolue)
$G_0 = 38.74\mu S = (25.8k\Omega)^{-1}$	Quantum de conductance
$h = 6.626069 \times 10^{-34} J.s$	Constante de Planck
$\hbar = h/2\pi = 1.054571 \times 10^{-34} J.s$	Constante de Planck réduite
$k_B = 1.380650 \times 10^{-23} J.K^{-1}$	Constante de Boltzman
$\mu_B = 0.058meV/T$	Magneton de Bohr
$v_F \approx 8 \times 10^5 m/s$	Vitesse de Fermi dans les SW

Abréviations

AFM	Microscope à force atomique
CVD	Dépôt chimique en phase vapeur
IPA	Isopropanol (propan-2-ol)
MEB	Microscope électronique à balayage
MIBK	Méthyl isobutyl cétone
MWNT (ou MW)	Nanotube de carbone multiparois
PMMA	Polyméthacrylate de méthyl
SWNT (ou SW)	Nanotube de carbone monoparoi
MFM	Microscope à force magnétique
V_G	Tension de grille
V_{SD}	Tension Source Drain
B_{ext}	Champ extérieur appliqué
SDIPS	Dépendance en spin du déphasage de l'onde électronique lors de sa réflexion aux interfaces
CFC	Modèle Cohérent à quatre canaux de conduction
IFC	Modèle Incohérent à quatre canaux de conduction
MDI	Modèle Diffusif Incohérent Multi-canal

Introduction

Le degré de liberté quantique de spin est maintenant très exploité pour contrôler le transport de courant dans les dispositifs électroniques. Les dispositifs présentant une magnéto-résistance géante par exemple sont utilisés dans les disques durs des ordinateurs actuels [1, 2].

Récemment dans le domaine de l'électronique de spin moléculaire, d'énormes efforts se sont portés vers la connexion d'électrodes ferromagnétiques sur des structures chaque fois plus petite. Cette réduction de la taille nous rapproche de plus en plus de l'échelle atomique ou moléculaire : il faut a priori réexaminer les lois connues qui gouvernent le transport de spin dans les multi-couches.

A la lisière entre les mondes macroscopique -gouverné principalement par les lois classiques- et microscopique -régé par la mécanique quantique- se trouve la physique mésoscopique où les effets quantiques peuvent se manifester.

Le nanotube de carbone mono-paroi (SWNT) possède deux atouts majeurs quand il s'agit de transport quantiquement cohérent : c'est un conducteur de basse dimensionnalité se comportant comme un fil balistique ou un îlot quantique (suivant sa longueur et la géométrie des électrodes) et il possède quatre canaux de conduction (dégénérescence orbitale et de spin). Objet aux propriétés physico-chimiques remarquables, le nanotube de carbone peut aisément être combiné pour former des structures hybrides. Dans de tels dispositifs, il est alors possible de sonder la physique du transport électronique quantiquement cohérent.

L'objet de cette thèse a été d'étudier les effets de cohérence de spin et de phase orbitale dans des dispositifs mésoscopiques hybrides à base de SWNT. Pour cela nous avons mis au point un système de mesures non-locales à quatre points. Nous avons mesuré à la fois la conductance et la tension non-locale dans le dispositif à base de nanotubes de carbone connecté à plusieurs réservoirs.

Ce travail s'articule de la façon suivante : dans une première partie nous présentons quelques résultats récents et marquants de l'électronique de spin moléculaire. Nous évoquerons les premières mesures non-locales effectuées dans le régime diffusif incohérent multi-canal et dans le régime cohérent multi-canal.

La deuxième partie porte sur les nanotubes de carbone : leurs propriétés électroniques remarquables et leur implémentation pour des circuits hybrides pour former des boîtes quantiques. Nous modélisons le basculement des électrodes ferromagnétiques d'un dispositif de type vanne de spin à base de nanotubes de carbone. Nous présentons l'effet Magnéto-Coulomb qui peut être à l'origine de la magnéto-résistance tunnel observée dans les dispositifs de type vanne de spin à base de nanotubes de carbone.

L'ensemble des techniques expérimentales de nano-fabrication sont décrites dans la troisième partie. Nous présentons également la caractérisation MFM des électrodes ferromagnétiques

utilisées durant ce travail.

Puis dans la quatrième partie, nous présentons le modèle théorique développé sur une approche en terme de matrice de diffusion. Ce modèle permet de décrire deux types de systèmes cohérents à peu de canaux de conduction possédant des géométries différentes. Nous montrons que l'existence d'un signal de spin dans la conductance ne peut pas être expliqué par un modèle diffusif cohérent multi-canal, ni à travers un modèle incohérent à peu de canaux de conduction.

Les résultats expérimentaux que nous avons obtenus pour le premier type de dispositif décrit dans la théorie sont présentés dans la cinquième partie. Les échantillons sélectionnés sont ceux présentant un régime de transport sans interaction. Nos dispositifs se comportent comme une assemblée de trois boîtes quantiques couplées. A l'issue de ce chapitre, nous concluons à l'existence d'une cohérence de phase orbitale et de spin de la fonction d'onde électronique dans tout le dispositif.

Dans une dernière partie, les résultats expérimentaux préliminaires sont décrits pour le second type de dispositif "tête de théoricien". Cette expérience est le pendant d'une expérience importante de physique mésoscopique. Elle permet de confirmer l'existence de la cohérence de phase de l'électron sur l'ensemble du nanotube de carbone connecté à quatre réservoirs.

Résultats principaux

Nous avons étudié, dans deux géométries de dispositifs schématisées à la figure 2, les variations du signal de spin ($MG = \frac{G_P - G_{AP}}{G_P}$ ou $MV = V_P - V_{AP}$) en fonction de la tension de grille appliquée.

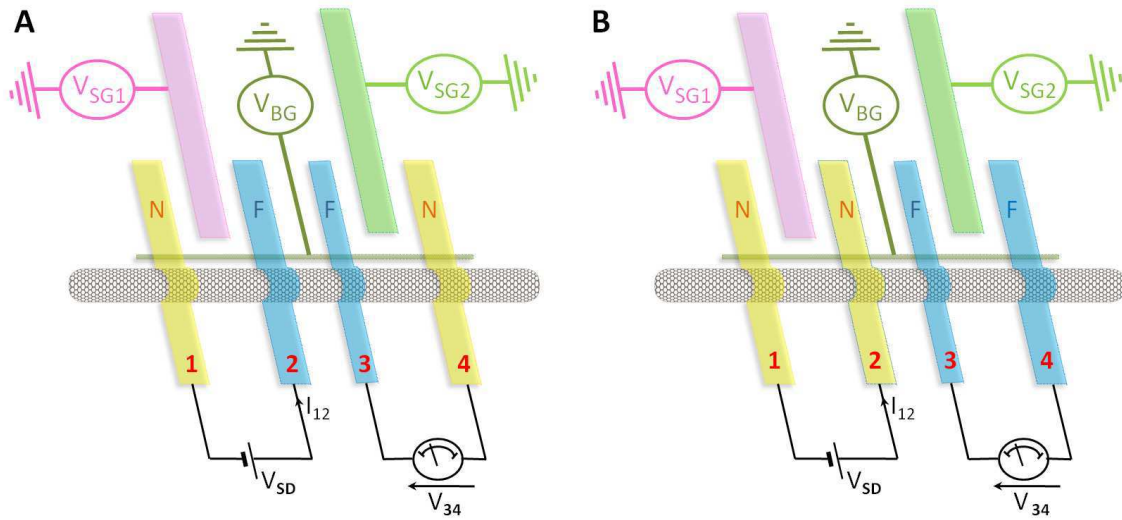


FIGURE 2 – Géométrie des dispositifs étudiés **A** : les électrodes centrales sont ferromagnétiques, dispositif N-F-F-N. **B** : les électrodes ferromagnétiques sont à une extrémité du fil balistique, la tension non-locale V_{34}^c est mesurée entre ces dernières. La conductance G_{12}^c est mesurée entre les électrodes normales situées à l'autre extrémité du fil balistique, dispositif N-N-F-F.

Dans la géométrie de mesure non-locale initialement proposée par Johnson-Silsbee [3], des électrons polarisés en spin sont injectés par une électrode ferromagnétique et peuvent être détectés par une autre (analogue à une expérience d'optique analyseur-polariseur croisés). Nous avons observé un signal de spin à la fois dans la tension non-locale et dans la conductance pour cette géométrie "classique" N-F-F-N.

Signal de spin dans la tension non-locale

Le signal de spin dans la tension non-locale change de signe en fonction de la tension de grille comme cela est illustré à la figure 3. Ce changement de spin est spécifique du transport dans le régime cohérent. En effet, la prise en compte d'un mécanisme d'effet tunnel résonant et de la dépendance en spin de l'onde électronique sont nécessaires pour rendre compte théoriquement de ces résultats.

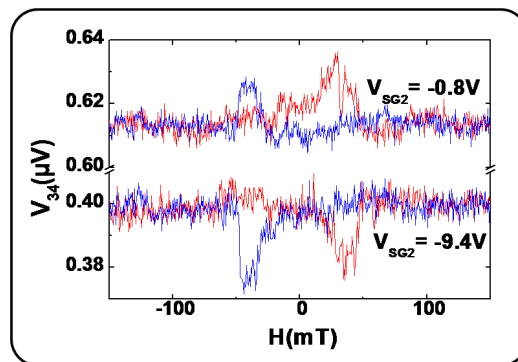


FIGURE 3 – Changement de signe dans le signal de spin de la tension non-locale en fonction de la tension de grille dans échantillon de type N-F-F-N (A) et à une température de 4.2 K..

L'amplitude et le signe de ce dernier peuvent être contrôlés par une tension de grille : nous mettons en évidence un comportement de type transistor de spin à effet de champ dans notre dispositif.

Signal de spin dans la conductance

Les oscillations du signal magnétique dans la conductance avec la tension de grille, présentées à la figure 4, sont la signature d'interférences quantiques de l'onde électronique dans notre dispositif. Les oscillations dans la conductance dépendent de la configuration magnétique des électrodes ferromagnétiques. L'existence d'un signal de spin dans la conductance entre les électrodes N-F (comme indiqué sur le schéma 2A) est anormale. A l'aide d'un modèle diffusif incohérent multicanal ou d'un modèle incohérent à peu de canaux de conduction, aucun signal de spin ne peut être prédit entre ces deux électrodes. Il est nécessaire d'avoir recours à un modèle cohérent pour un petit nombre de canaux de conduction pour rendre compte de cette observation.

La dépendance du signal de spin avec la tension de grille a pu être comprise de façon qualitative et quantitative à l'aide d'une approche théorique en terme de matrices de diffusion.

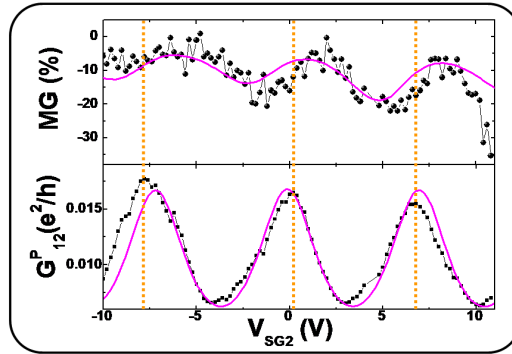


FIGURE 4 – Oscillations dans la conductance et le signal de spin correspondant en fonction de la tension de grille latérale. Les oscillations du signal de spin sont déphasées par rapport aux oscillations de la conductance en fonction de la tension de grille, surligné par les pointillés jaunes.

Expérience de tête de théoricien

Le second type de dispositif étudié, schématisé à la figure 2B, n'a aucun analogue classique en terme d'injecteur et détecteur de spin : les électrons sont injectés et détectés entre des électrodes normales, et les électrodes ferromagnétiques sont placés en dehors du chemin classique des porteurs de charge. Ces électrodes ferromagnétiques sont l'analogie de la

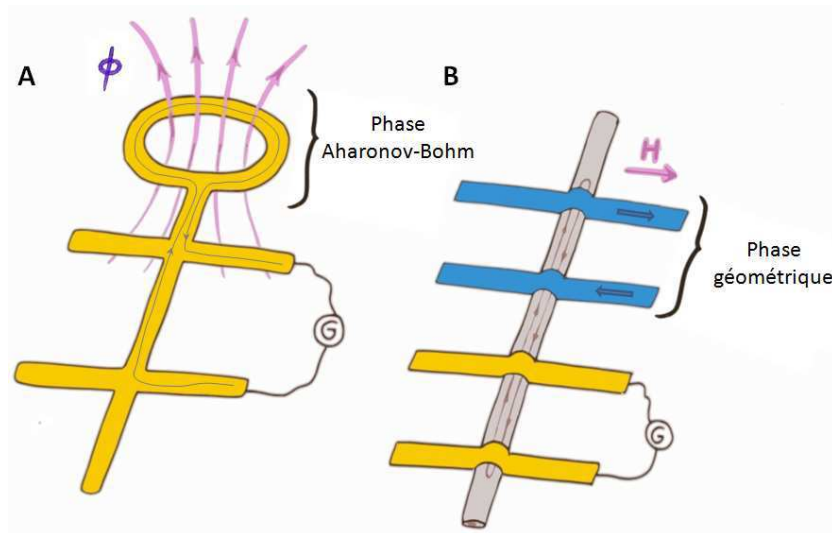


FIGURE 5 – Analogie de notre dispositif N-N-F-F (figure B -notre expérience) au dispositif proposé par Umbach et al. [4] (figure A).

boucle d'or située en dehors du chemin classique, dans l'expérience proposée par Umbach et al. [4] et schématisée dans la figure 6.1A. Dans la boucle, les électrons accumulent une

phase Aharonov-Bohm, signature des effets de cohérence quantique. Dans notre dispositif schématisé à la figure 6.1B, les électrons accumulent une phase géométrique dépendante du spin qui se traduit notamment par l'existence d'un signal de spin anormal dans la conductance.

Nous montrons que les ondes électroniques sont délocalisées sur l'ensemble du nanotube de carbone en conservant leur cohérence de phase.

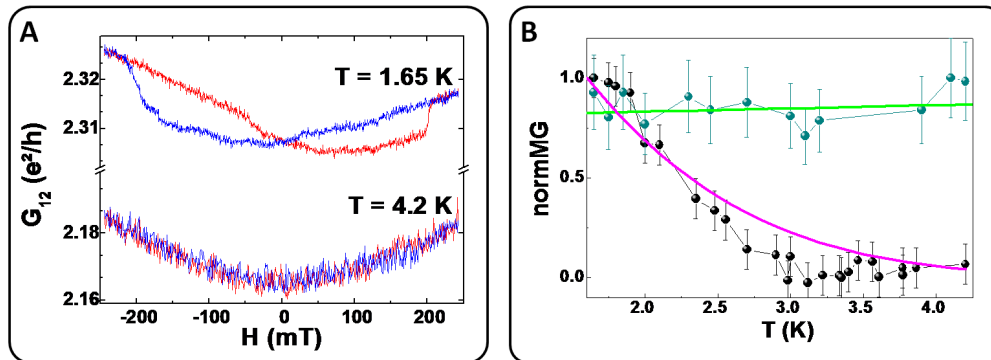


FIGURE 6 – **A** : Mesures de la conductance entre les deux contacts normaux en fonction du champ magnétique extérieur pour une tension de grille fixée et pour deux températures données $T=4.2$ K et $T=1.65$ K. **B** : Dépendance du signal de spin entre les contacts ferromagnétiques et normaux (respectivement en points verts et noirs) en fonction de la température. Les lignes continues vertes et magenta correspondent à l'ajustement théorique à partir du modèle développé dans ce travail.

La figure 6 illustre le brouillage de la cohérence de phase -pour le signal de spin entre les contacts normaux - lorsque la température est augmentée, l'ajustement avec la théorie présentée en lignes continues épaisses -sans paramètres ajustables- est quantitativement bonne.

Chapitre 1

Transport polarisé en spin - Spintronique

1.1 Introduction à l'électronique de spin

L'électronique de spin, ou spintronique, est un domaine à la croisée des chemins de plusieurs secteurs de recherche, dont l'un des objectifs principaux est la manipulation du degré de liberté de spin de l'électron dans les conducteurs. On retrouve le spin de l'électron dans l'écriture, le transfert et la lecture d'informations. La naissance de la spintronique coïncide avec la découverte de la Magnétorésistance Géante (GMR) en 1988. Depuis, de nombreux progrès ont été réalisés dans ce domaine [2].

Pour générer et détecter un courant polarisé en spin, il existe essentiellement deux méthodes différentes : l'une optique et l'autre électrique. Dans les expériences de transport, le plus simple est de connecter des électrodes ferromagnétiques au conducteur. En 1936, Mott a proposé, à basse température, que les électrons dont l'état de spin est parallèle à l'aimantation du matériau (dénommés "électrons majoritaires") se propagent dans un canal différent des électrons dont l'état de spin est antiparallèle à l'aimantation locale ("électrons minoritaires"). A basse température, le mélange des états de spin dû aux processus de diffusion est négligeable, ce qui implique que le courant électronique se propage selon deux canaux distincts non couplés.

Lorsque l'on met en contact un métal ferromagnétique et un conducteur (métal ou molécule), des mécanismes se développent à leur interface (schématisé figure 1.1) : nous allons étudier l'évolution du spin de l'électron dans ces situations.

1.1.1 Jonction tunnel magnétique : une vanne de spin

1.1.1.1 Métal ferromagnétique

La polarisation de spin est l'une des grandeurs pertinentes pour définir les propriétés d'un métal ferromagnétique : elle permet de mesurer le degré d'asymétrie entre les densités d'états au niveau de Fermi des spin \uparrow et des spin \downarrow responsable de l'aimantation pour le ferromagnétisme itinérant. Elle peut être définie comme :

$$P^i = \frac{N_{\uparrow}(E_F) - N_{\downarrow}(E_F)}{N_{\uparrow}(E_F) + N_{\downarrow}(E_F)} \quad (1.1)$$

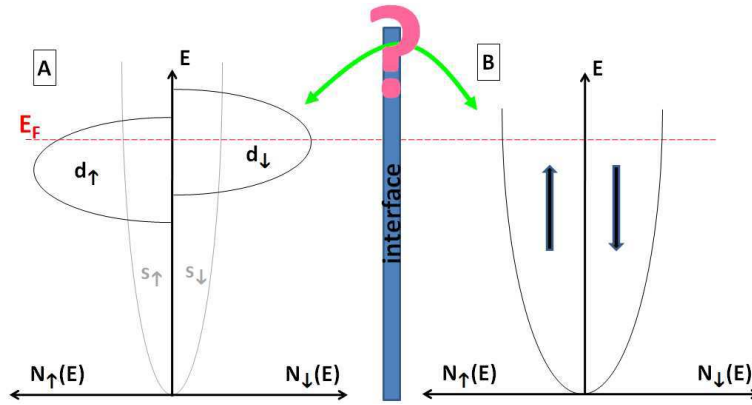


FIGURE 1.1 – A : Densité d'état simplifiée en fonction de l'énergie pour les bandes de conduction de spin \uparrow (majoritaire) et de spin \downarrow (minoritaire) pour un métal de transition ferromagnétique faible. B : Densité d'état des électrons libres pour un métal non magnétique.

où $n^{\uparrow(\downarrow)}(E_F)$ est la densité d'état des électrons de spin up (down) au niveau de l'énergie de Fermi.

Dans le cadre de mesures de transport dans des systèmes combinant les métaux ferromagnétiques avec d'autres types de conducteurs, la sensibilité à la polarisation de spin du matériau massif est altérée par la présence d'une interface. Dans ce cas, comme il a été montré notamment par Meservey et Tedrow ([5]- [6]), une définition plus appropriée de la polarisation est :

$$P = \frac{I^{\uparrow} - I^{\downarrow}}{I^{\uparrow} + I^{\downarrow}} \quad (1.2)$$

où $I^{\uparrow(\downarrow)}$ est le courant de spin $\uparrow(\downarrow)$. En utilisant la formule de Landauer qui relie linéairement la conductance et à la probabilité de transmission, cette dernière expression devient :

$$P = \frac{T^{\uparrow} - T^{\downarrow}}{T^{\uparrow} + T^{\downarrow}} \quad (1.3)$$

Nous détaillerons cette expression plus loin dans le travail.

1.1.1.2 La jonction tunnel magnétique

Dans sa forme la plus simple, une jonction tunnel magnétique (JTM) est une "tri couche" qui comprend une très fine couche d'un matériau isolant ou semi-conducteur (de l'ordre de plusieurs nm) prise en sandwich entre deux couches ferromagnétiques.

Les deux électrodes ont d'ordinaire des champs coercitifs différents. Ainsi, il est possible de faire basculer séparément l'aimantation de chaque électrode à l'aide d'un champ magnétique extérieur. Lorsque l'on mesure la résistance d'un tel dispositif en fonction de ce champ magnétique, on observe une hystérésis qui reflète la différence de la résistance R dans l'état où les deux électrodes ont des polarisations parallèles (configuration P) et celui où les deux électrodes ont des polarisations antiparallèles (configuration AP). La différence de

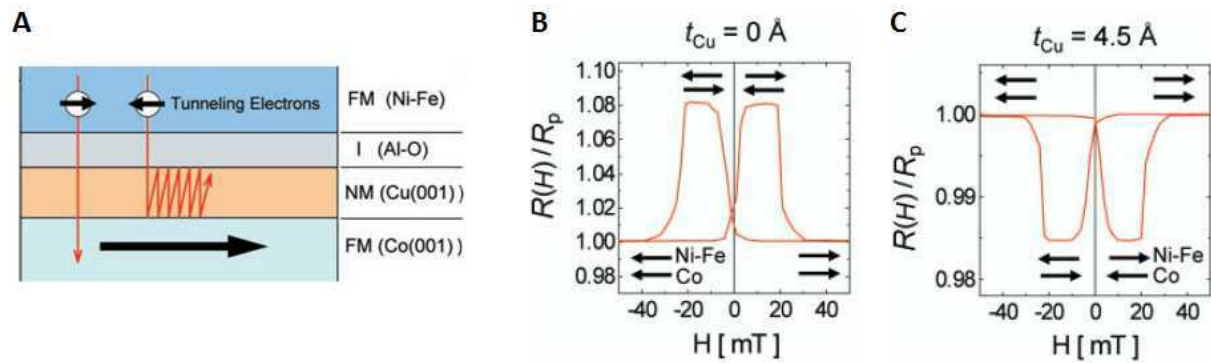


FIGURE 1.2 – A : Schéma d’une JTM complexe de Yuasa et al. [7] dont la structure est Ferromagnétique/Métal Normal/Isolant/Ferromagnétique. B et C : Cycles hystérétiques normalisés de la résistance à travers la JTM en fonction du champ magnétique extérieur, pour deux épaisseurs de métal noble Cu $t_{Cu} = 0 \text{ \AA}$ et $t_{Cu} = 4.5 \text{ \AA}$ respectivement. R_P est la résistance tunnel dans la configuration parallèle.

résistance entre ces deux configurations est le "signal de spin" que nous étudierons plus loin pour d’autres grandeurs de transport. Dans les multicouches magnétiques, c’est ce type d’effet qui est responsable du changement spectaculaire de résistance observé indépendamment par Baibich et al. [8] et Binasch et al. [9] dont les principales applications sont les mémoires magnétiques et les têtes de lectures de disque dur.

La magnétorésistance tunnel (TMR) dans une jonction tunnel magnétique F/I/F est définie comme :

$$TMR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_{AP}} \quad (1.4)$$

Cette quantité permet de caractériser le changement de résistance entre les deux configurations P et AP d’une JTM.

Nous présentons sur la figure 1.2B, le comportement hystérétique caractéristique de la résistance en fonction du champ magnétique extérieur [7]. Dans les configurations P, la résistance $R(H)/R_P$ est faible. En effet, les spin \uparrow sont injectés et détectés majoritairement. La résistance est plus élevée dans la configuration AP. La situation est symétrique pour les deux populations de spin : aucune des deux n’est favorisée dans le transport. La TMR correspondante est positive et elle peut être expliquée par le modèle de Jullière que nous détaillerons par la suite.

Le rapport $R(H)/R_P$, dans la configuration AP présenté figure 1.2C, subit une forte augmentation : la résistance dans la configuration AP est plus faible que dans la configuration P, la TMR a alors un signe négatif. Le comportement de la TMR est anormal et le modèle de Jullière ne suffit pas à expliquer ces observations. Le signe anormal de la TMR traduit les effets de cohérence quantique qui ont lieu dans le métal normal : ce dernier est le siège de résonance tunnel de l’onde électronique qui possède un libre parcours moyen élevé dans ce matériau.

Dans le cas usuel, la résistance est plus élevée dans la configuration AP, mais il existe des situations où c’est l’inverse (comme présenté à la figure 1.2C où l’effet tunnel résonant

change le signe de la TMR).

1.1.2 Modèle théorique

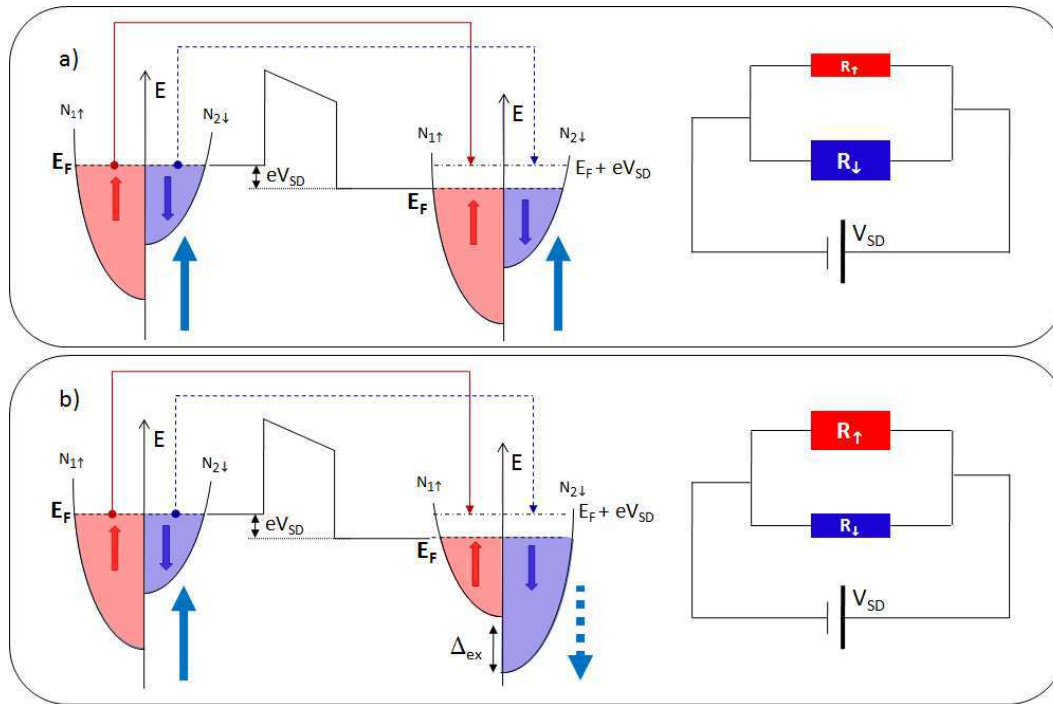


FIGURE 1.3 – Illustration schématique des électrons qui circulent par effet tunnel dans des jonctions tunnel magnétiques Ferromagnétique1/Isolant/Ferromagnétique2 (F1/I/F2) lorsqu'on applique une tension Source-Drain V_{SD} : a) orientation parallèle des aimantations et b) orientation antiparallèle des aimantations avec la structure de bandes d'équivalentes décalées en énergie par l'interaction d'échange Δ_{ex} . Les flèches bleues et rouges dans les deux régions ferromagnétiques indiquent le spin majoritaire de chacune des sous-bandes. Les flèches en trait plein bleu et en pointillés rouges décrivent le passage par effet tunnel conservant le spin des électrons. Le schéma de résistance équivalent est présenté : suivant l'orientation la résistance est élevée ou faible pour les électrons de spin \uparrow ou ceux de spin \downarrow .

Jullière [10] a formulé un modèle pour expliquer le changement de conductance entre la configuration parallèle et la configuration antiparallèle décrit dans la figure 1.2B. Dans le cadre de ce modèle, on suppose que la probabilité de transmission est indépendante de l'énergie et du spin, et que le spin des électrons est conservé lors du transport par effet tunnel. Dans le cadre de l'hypothèse de conservation du spin lors du passage par effet tunnel de la barrière isolante, on peut considérer que les canaux de conduction de spin \uparrow et de spin \downarrow sont indépendants [11]. Il est alors possible de modéliser le transport à travers la jonction tunnel par l'association en parallèle de deux résistances électriques, fig. 1.3. Chacune de ces résistances correspond à un canal de spin, suivant la configuration du système (P ou AP), on en déduit la résistance totale équivalente de la JTM.

En utilisant la règle d'or de Fermi, on peut montrer que la probabilité de transmission de la barrière tunnel (donc la conductance correspondante) est proportionnelle au produit des densités d'états au niveau de Fermi de part et d'autre de la barrière tunnel. Pour l'électrode l , l étant F1 ou F2, de spin σ (\uparrow ou \downarrow), la densité d'état s'écrit :

$$N^{l,\sigma} = N^l(1 + \sigma\eta^l p^l) \quad (1.5)$$

où η^l vaut soit $+1$ soit -1 selon la direction de la polarisation de l'électrode, N^l est la densité d'état moyennée en spin et p^l est la polarisation de l'électrode. On peut alors en déduire l'expression de la conductance dans l'état parallèle G_P et dans l'état antiparallèle G_{AP} [12] :

$$G_P \sim N^L N^R [(1 + p^L)(1 + p^R) + (1 - p^L)(1 - p^R)] \quad (1.6)$$

$$G_{AP} \sim N^L N^R [(1 + p^L)(1 - p^R) + (1 - p^L)(1 + p^R)] \quad (1.7)$$

On obtient l'expression suivante de la magnéto-résistance :

$$TMR = \frac{2P_1 P_2}{1 + P_1 P_2} \quad (1.8)$$

Le modèle de Jullière a permis de rendre compte des premières valeurs de TMR mesurées pour les JTMs [[6], [13], [14]]. Néanmoins, il est nécessaire de faire appel à un modèle plus élaboré tenant compte notamment de la dépendance en spin des barrières tunnel. Ce modèle, proposé par Slonczewski [15], permet de rendre compte des changements de signe de la TMR (effet anormal) observés par Yuasa et al. [7] (présenté à la figure 1.2C) et par DeTeresa et al. [16]. Il s'agit d'un modèle de diffusion quantique. Pour le transport de spin, c'est le modèle de Landauer-Büttiker qui est approprié, nous le développerons dans la suite.

A travers son modèle, Slonczewski nous sensibilise au fait que la polarisation aux interfaces est une quantité plus significative que la polarisation du matériau massif.

1.1.3 Transistor de Spin à Effet de champ

Le Transistor de Spin à Effet de Champ (SFET), proposé par Datta et Das [17], est le dispositif emblématique des développements récents de la spintronique. Ce dispositif semble avoir été réalisé très récemment [18] dans une hétérostructure semi-conductrice InAs. Il est présenté figure 1.4. Il comporte deux électrodes ferromagnétiques source et drain connectées à un canal quasi-unidimensionnel fait à partir d'un gaz bidimensionnel d'électrons. Ces électrodes ferromagnétiques sont l'analogue électronique du polariseur et analyseur optiques : elles permettent d'injecter et de détecter des électrons polarisés en spin (analogue électronique des photons polarisés) dans un conducteur mésoscopique. Une électrode de grille est disposée sur le canal de conduction. Les électrons circulent dans le canal de manière balistique. A leur arrivée sur l'électrode de drain, ils sont détectés. Si leur spin est parallèle à l'aimantation du drain alors l'amplitude de probabilité de transmission est proche de 1, sinon elle est proche de 0. La présence de la grille permet de créer un champ magnétique effectif Ω . Le spin des électrons précessent alors autour de ce champ magnétique effectif contrôlable dû au couplage spin-orbite Rashba. Par l'intermédiaire de la tension de grille, il est alors possible de faire précesser les spin jusqu'à ce qu'ils soient parallèles ou antiparallèles à la direction de l'aimantation de l'électrode de drain.

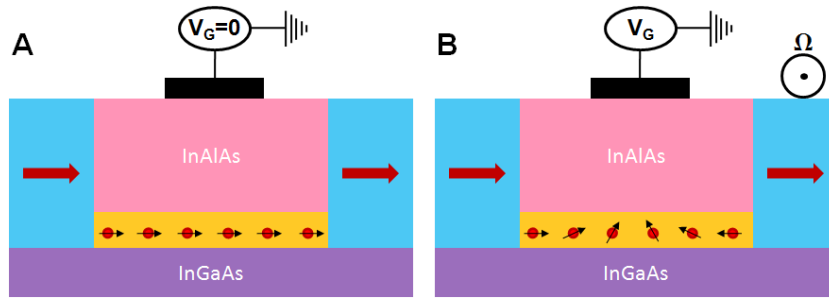


FIGURE 1.4 – Représentation schématique du Transistor de Spin à Effet de Champ (SFET) proposé par Datta et Das. A : à tension de grille nulle ($V_G = 0$), les électrons sont injectés dans le canal par l'électrode source, leur spin ne change pas de direction lors de leur propagation dans le canal. Les électrons sont alors transmis à leur arrivée sur l'électrode de drain. B : à tension de grille non nulle, un champ magnétique effectif Ω est généré hors du plan, via le couplage spin-orbite de Rashba. Le spin des électrons précesse autour du champ, leur direction peut alors être anti-colinéaire à l'aimantation de l'électrode de Drain. Ils sont alors réfléchis par l'électrode de drain.

1.1.4 Le transport dans les conducteurs de basse dimensionnalité

A très petite échelle, celle des atomes et des molécules, la physique est gouvernée par la mécanique quantique. Un électron peut être décrit par une onde d'amplitude de probabilité se propageant dans l'espace et interférant avec lui-même. Datta et Das ont donc proposé l'ana-

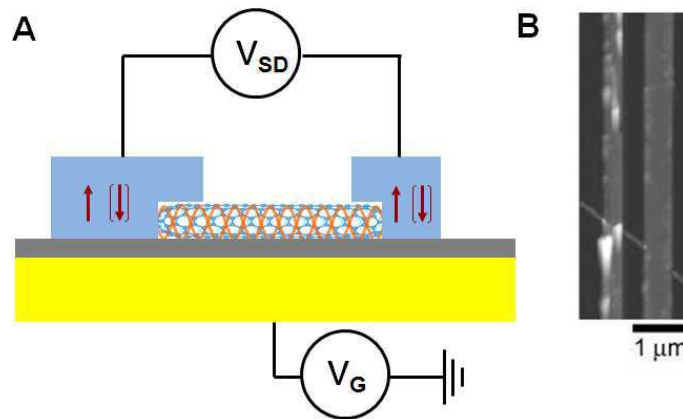


FIGURE 1.5 – Schéma (A) et photo au microscope à force atomique (B) du dispositif de type interféromètre Fabry-Pérot électronique : un nanotube de carbone est connecté à deux électrodes ferromagnétiques PdNi de champs coercitifs différents et est polarisé par une tension V_{SD} . le nanotube est couplé capacitivement à la tension de grille V_G .

logue électronique des expériences de polariseur-analyseur optiques croisés. Ceci nous engage à pousser plus loin l'analogie et à réaliser des interféromètres de Fabry-Pérot électroniques avec des réservoirs ferromagnétiques tels que celui présenté figure 1.5 A. Un interféromètre

Fabry-Pérot électronique peut être réalisé à l'aide de deux électrodes ferromagnétiques suffisamment transparentes connectées à un conducteur balistique.

Un système hybride à base de nanotubes de carbone (voir figure 1.5 A), connecté à deux électrodes ferromagnétiques, a été fabriqué par H.T. Man et al. [19]. Dans ce système, la nature ondulatoire des électrons polarisés en spin a été mise en évidence. La modulation de l'amplitude de transmission du système y est régie par le vecteur d'onde de l'électron incident lequel est contrôlé par la tension source-drain V_{SD} et par la tension de grille V_G couplée capacitivement au nanotube de carbone. Lorsque le vecteur d'onde de l'électron est changé, la phase qu'il acquiert lors de la traversée du système l'est également.

Sur le graphe en niveau de gris de la conductance en fonction de V_{SD} et de V_G se dégage une structure en damier, présentée à la figure 1.6, qui correspond à des modulations de l'amplitude transmission du système, lesquelles sont dues aux interférences quantiques des ondes électroniques. Nous reviendrons sur l'interprétation de ces résultats dans le cadre du

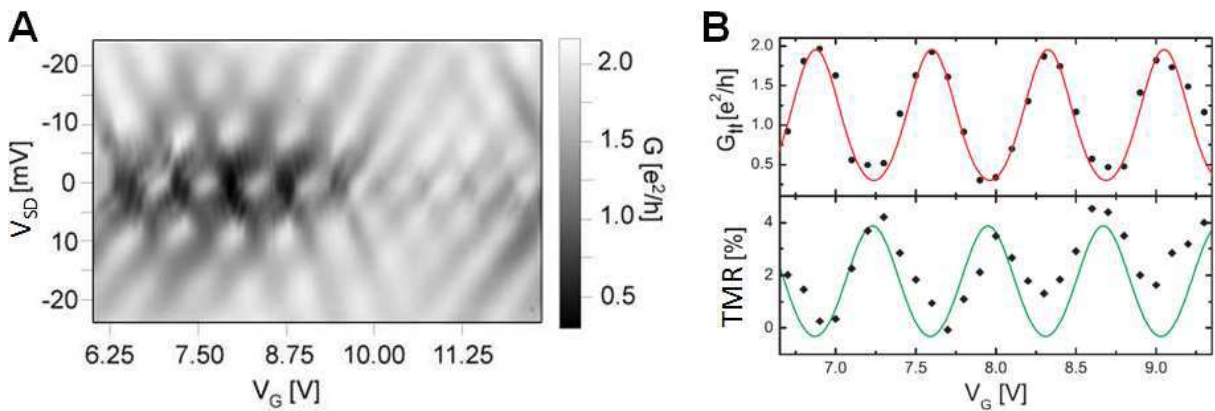


FIGURE 1.6 – Résultats obtenus par H.T. Man et al. [19]. A : Dépendance de la conductance avec la tension source-drain V_{SD} et de la tension de grille V_G , à 4.2 K. On observe un damier caractéristique du régime Fabry-Pérot dû aux interférences quantiques des ondes électroniques. B : Variations expérimentales de G_P (conductance dans la configuration P) et de la TMR en fonction de V_G , et ajustement théorique dans le cadre de la théorie de diffusion dans le régime sans interaction.

formalisme de Landauer-Büttiker.

La nature quantique des électrons se manifeste dans le transport si l'on parvient à obtenir un régime où la propagation des électrons reste cohérente. Ces conditions sont réalisées dans des conducteurs suffisamment petits et/ou à suffisamment basse température : c'est le régime mésoscopique.

Echelles de longueurs caractéristiques

Nous allons à présent préciser quelques grandeurs caractéristiques qui nous permettront de définir des critères pour se placer dans le régime mésoscopique.

L_ϕ est la longueur de cohérence de phase, c'est-à-dire la longueur sur laquelle la fonction d'onde électronique conserve sa phase et peut donc se propager de manière cohérente. Au delà de cette longueur L_ϕ l'électron peut subir des collisions inélastiques lui faisant perdre sa

phase.

Le régime mésoscopique est atteint lorsque la longueur L_ϕ est plus grande que toutes les grandeurs caractéristiques du système, en particulier sa longueur L :

$$L < L_\phi \quad (1.9)$$

Les phonons sont en partie responsables de la perte de cohérence via les collisions inélastiques. De ce fait, la température a un impact important. Pour être dans le cadre de la condition 1.9, la température des échantillons considérés doit être relativement petite (de l'ordre du Kelvin) et ils doivent être petits (de l'ordre du μm à la dizaine de nm).

Une autre grandeur caractéristique est le libre parcours moyen élastique l_e , il est caractéristique de la longueur parcourue par l'électron entre deux collisions élastiques, après quoi sa direction est aléatoirement modifiée. Les collisions élastiques ne brisent pas la cohérence de phase : il est possible d'observer des phénomènes cohérents [20] dans les milieux désordonnés. Pour le régime balistique, on a :

$$L < l_e \quad (1.10)$$

Pour le régime diffusif, on a :

$$l_e \ll L \quad (1.11)$$

Nous avons aussi la longueur d'onde de Fermi, λ_F , qui est la longueur d'onde de de Broglie associée aux électrons de conduction.

Après avoir correctement défini les longueurs et les conditions pour être dans le régime mésoscopique, il est intéressant de se demander quelle forme prend à présent la résistance (ou conductance). Pour cela, nous allons introduire le formalisme de Landauer-Büttiker.

Formalisme de Landauer-Büttiker : première approche

La présence d'un centre diffuseur dans un conducteur balistique peut être modélisée par une barrière de potentiel caractérisée par un coefficient de probabilité de transmission T . La formule de Landauer relie la conductance aux transmissions de probabilité, et pour N canaux de conduction, elle s'écrit :

$$G = \frac{2e^2}{h} \sum_{i=1}^N T_i \quad (1.12)$$

La description de la conductance pour le transport polarisé en spin, s'écrit :

$$G = \frac{e^2}{h} \sum_{s,r \in \uparrow, \downarrow} (T^{sr}) \quad (1.13)$$

On peut alors en déduire la conductance dans la configuration P et dans la configuration AP, dans le cas où le spin est conservé (pas de champ extérieur non colinéaire et pas d'angle entre les directions d'aimantation des électrodes) :

$$\begin{aligned} G_P &= \frac{e^2}{h} (T^{\uparrow\uparrow} + T^{\downarrow\downarrow}) \\ G_{AP} &= \frac{e^2}{h} (T^{\uparrow\downarrow} + T^{\downarrow\uparrow}) \end{aligned} \quad (1.14)$$

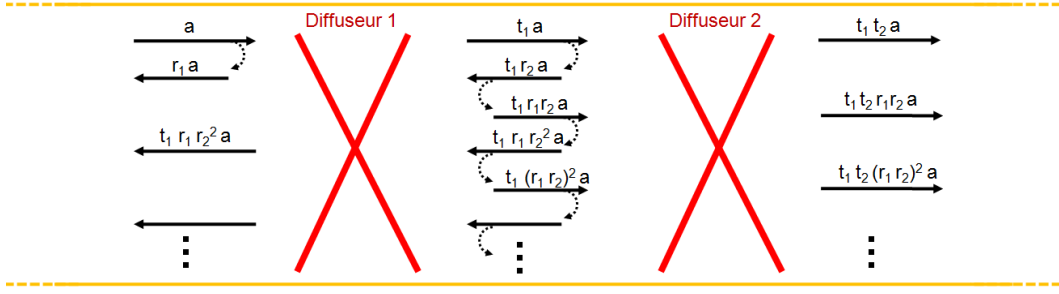


FIGURE 1.7 – Modèle d'un conducteur balistique avec deux diffuseurs en son centre (croix rouges) : l'onde électronique subit de multiples réflexions et transmissions entre les deux centres diffuseurs. L'amplitude de la fonction d'onde électronique transmise est la somme des amplitudes des ondes transmises et ayant fait des aller-retour plus ou moins nombreux entre les impuretés. C'est l'analogie électrique de l'interféromètre de Fabry-Pérot optique.

Dans cette partie, nous allons utiliser un modèle pour l'interféromètre Fabry-Pérot électronique nano-fabriqué par Man et al. [19].

Nous modélisons le dispositif de Man et al. par un conducteur quantiquement cohérent au centre duquel il y a deux centres diffuseurs symétriques, comme schématisé à la figure 1.7. Les amplitudes complexes des ondes transmises et réfléchies sont notées respectivement $t_{1(2)}$ et $r_{1(2)}$ pour le premier(second) centre diffuseur. En faisant intervenir le déphasage ϕ acquis par l'onde électronique lors de ces multiples réflexions et a l'amplitude de l'onde électronique incidente, l'amplitude de l'onde transmise ta est alors la somme des amplitudes de toutes les ondes électroniques transmises :

$$\begin{aligned} t \times a &= t_1 t_2 \times a + t_1 t_2 e^{2i\phi} r_1 r_2 \times a + t_1 t_2 (e^{2i\phi} r_1 r_2)^2 \times a + t_1 t_2 (e^{2i\phi} r_1 r_2)^3 \times a + \dots \\ &= \frac{t_1 t_2}{1 - r_1 r_2 e^{2i\phi}} \times a \end{aligned} \quad (1.15)$$

Les ondes électroniques ont un déphasage dépendant du spin et une probabilité de transmission dépendante du spin. Les coefficients de transmission et de réflexion ont la forme suivante :

$$t_i^\sigma = \sqrt{T_i^\sigma} e^{i\varphi_{t_i}^\sigma} \quad r_i^\sigma = \sqrt{1 - T_i^\sigma} e^{i\varphi_{r_i}^\sigma}$$

où T_i^σ est la probabilité de transmission dépendant du spin de l'onde électronique à travers le centre diffuseur.

La probabilité de transmission totale d'un électron à travers les deux centres diffuseurs est alors :

$$T^\sigma = t^\sigma \times t^{\sigma*} = \frac{T_1^\sigma T_2^\sigma}{|1 - 2\sqrt{(1 - T_1^\sigma)(1 - T_2^\sigma)} e^{i(\varphi_{r_1}^\sigma + \varphi_{r_2}^\sigma + 2\phi)}|^2}$$

où ϕ est la phase orbitale acquise par l'électron lors de sa traversée du conducteur balistique. Pour des électrons d'énergie proche de E_F , de vitesse (vecteur d'onde) de Fermi des électrons

v_F (k_F) dans le conducteur cohérent de longueur L , le déphasage peut s'exprimer comme :

$$\phi = L(k_F + \frac{E + e\alpha V_G - E_F}{\hbar v_F})$$

Dans la limite des fortes réflexions et proche d'une résonance (i.e. $\phi - \phi_0 \sim 0$, avec $\phi_0 = \frac{\varphi_{r1}^\sigma + \varphi_{r2}^\sigma}{2} + \frac{\pi}{2} + n_0\pi$ où $n_0 \in \mathbb{N}$) on retrouve la formule de Breit-Wigner pour T^σ :

$$T^\sigma = \frac{T_1^\sigma T_2^\sigma}{(\frac{T_1^\sigma + T_2^\sigma}{2})^2 + (\phi - \phi_0)^2}$$

$$T^\sigma(E) = \frac{\Gamma_L^\sigma \Gamma_R^\sigma}{(E - E_0^\sigma)^2 + \frac{(\Gamma_L^\sigma + \Gamma_R^\sigma)^2}{4}} \quad (1.16)$$

où $\Gamma_{L(R)}^\sigma = \gamma_{L(R)}(1 + \sigma P_{L(R)})$ caractérise le couplage de la boîte avec le contact gauche (droit), $\gamma_{L(R)}$ est le couplage "nu" et E_0^σ est le niveau discret dépendant du spin sur la boîte quantique. L'expression de E_0^σ en fonction de la charge élémentaire de l'électron, d'une constante α proportionnelle à la capacité de grille, et de $\epsilon_\sigma = \kappa\sigma(P_L + P_R)$ (κ paramètre ajustable contrôlant l'asymétrie du signal de MR qui peut apparaître dans certaines situations comme nous le verrons dans la partie suivante) la partie dépendant du spin du niveau, s'écrit : $E_0^\sigma = E_0 - \epsilon_\sigma - \alpha e V_g$.

1.2 Expériences récentes de transport moléculaire polarisé en spin

Dans cette partie, nous allons exposer quelques travaux récents de transport dépendant du spin dans des systèmes hybrides à base de molécules carbonées, éventuellement en présence d'interactions.

1.2.1 Transport dépendant du spin contrôlé par le champ électrique, dans des dispositifs à base de nanotubes de carbone

Une des expériences illustratives de l'originalité de l'injection de spin dans des nanotubes de carbone a été réalisée par Sahoo et al. [21]. La dépendance de la TMR avec la tension de grille V_G a été mesurée pour des nanotubes mono-feuillets (SWNT) et multi-feuillets (MWNT) connectés à des électrodes de Palladium-Nickel (PdNi). La photo d'un des échantillons est présentée à la figure 1.8A : un MWNT est connecté à deux électrodes PdNi et couplé capacitivement à V_G . L'amplitude et le signe de la TMR sont contrôlables par V_G , figure 1.8C. Sahoo et al. ont étendu ces mesures à des SWNT, et ont ainsi modélisé et confirmé le comportement de type transistor de spin à effet de champ. Ils ont proposé un mécanisme d'effet tunnel résonant dépendant du spin pour expliquer le signe anormal et l'asymétrie de la TMR en fonction de V_G .

La formule de Breit-Wigner pour la transmission totale de l'équation 1.16 rend compte de ce comportement. Hors résonance, $|E - E_0^\sigma| \gg (\Gamma_L^\sigma + \Gamma_R^\sigma)$, la TMR a un signe positif, le modèle

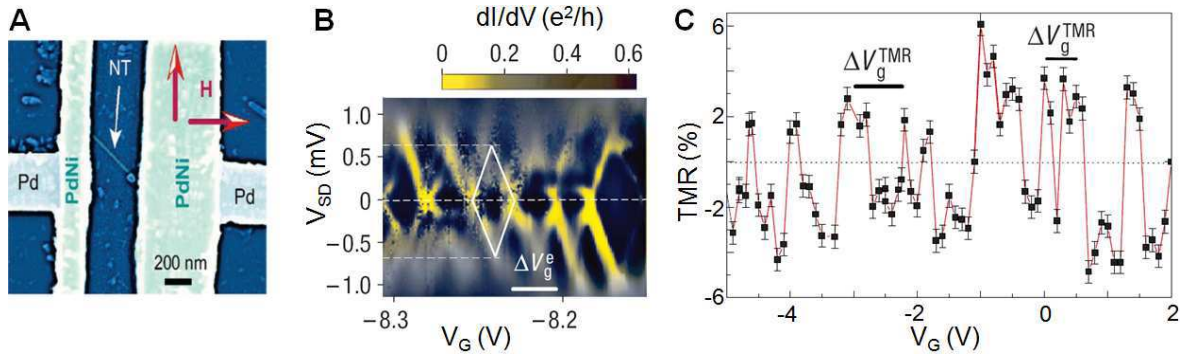


FIGURE 1.8 – Résultats expérimentaux obtenus par Sahoo et al. [21] avec un nanotube de carbone multi-paroi (MWNT) connecté à deux électrodes PdNi. A : Photo de l'échantillon prise au MEB. La distance entre les électrodes ferromagnétiques est de l'ordre de 400 nm. Le champ magnétique H est appliqué dans le plan des contacts, parallèlement ou perpendiculairement au grand axe des électrodes. B : Mesure de la conductance non-linéaire G_P dans le nanotube en fonction de la tension source-drain V_{SD} et de la tension de grille V_G , à 300 mK. La structure en diamant traduit le régime de Blocage de Coulomb. C : On observe des oscillations de la TMR avec V_G dont la période varie entre 0.4 V et 0.74 V, à 1.85 K.

d'effet tunnel résonnant redevient analogue à celui de Jullière. A la résonance, la TMR devient négative (pour $\Gamma_L^\sigma \ll \Gamma_R^\sigma$ par exemple). L'ajustement théorique, en trait plein sur la figure 1.9B, est très correct.

Cependant cette théorie ne prend pas en compte les interactions et ne s'accorde ni avec la spectroscopie du MWNT qui est désordonnée, figure 1.8B, ni avec celle du SWNT qui présente un régime en interactions, figure 1.9A. La conductance différentielle en fonction de la tension

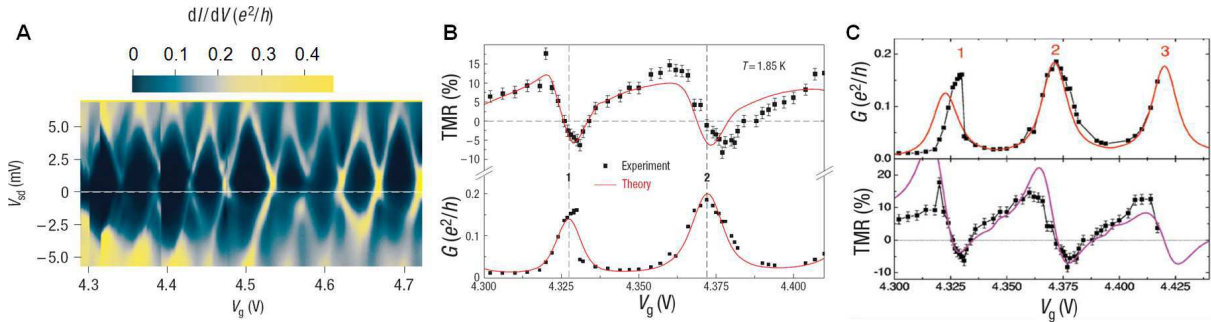


FIGURE 1.9 – **A** : Conductance différentielle en niveau de couleur en fonction de V_G et de V_{SD} . Cette spectroscopie est caractéristique du régime de blocage de coulomb. **B** : courbes de G et TMR en fonction de V_G sur deux résonances, et ajustement théorique sur le modèle d'effet tunnel résonnant sans interaction. **C** : courbe de G et de TMR en fonction de V_G , et ajustement théorique pour un modèle tenant compte des interactions -méthode EOM- [22]. L'accord sur les trois résonances entre théorie et expérience est très bon.

source drain V_{SD} et de V_G , dans ces deux cas, a un comportement caractéristique d'un régime

avec interactions qui est le régime de blocage de Coulomb : un seul électron passe à la fois par effet tunnel dans la boîte quantique formée par le nanotube connecté aux deux électrodes. Néanmoins, ce modèle d'effet tunnel résonant dépendant du spin permet aussi de rendre compte qualitativement des résultats de Man et al. et de Hamaya et al. [23] dans le cas d'une boîte quantique à base de semi-conducteur connectée à des électrodes ferromagnétiques (Ni/InAs/Ni).

Cottet et al. [22] ont proposé une théorie tenant compte des interactions, avec une technique d'équation du mouvement (EOM), et ils ont obtenus un accord quantitatif avec les résultats expérimentaux du SWNT de Sahoo et al., voir la figure 1.9C. L'effet des électrodes ferromagnétiques sur l'onde électronique dans la boîte quantique peut être pris en compte formellement en introduisant un déphasage de l'onde électronique, lors de ses réflexions aux interfaces ferromagnétiques, qui dépende du spin (SDIPS). Ce paramètre permet de rendre compte de l'asymétrie dans la TMR, laquelle révèle donc l'existence d'un champ d'échange local ($E_{\uparrow} - E_{\downarrow} = 0.26\text{meV}$ ce qui correspond à $B_{ech} \sim 2T$).

1.2.2 Effet Kondo en présence d'électrodes ferromagnétiques

Un aspect particulièrement intéressant de l'approche théorique que nous venons d'ébaucher est la possibilité d'obtenir des champs effectifs. De tels champs ont été observés dans les molécules de C_{60} où l'effet Kondo a été utilisé comme un "révélateur". Nous allons ici décrire

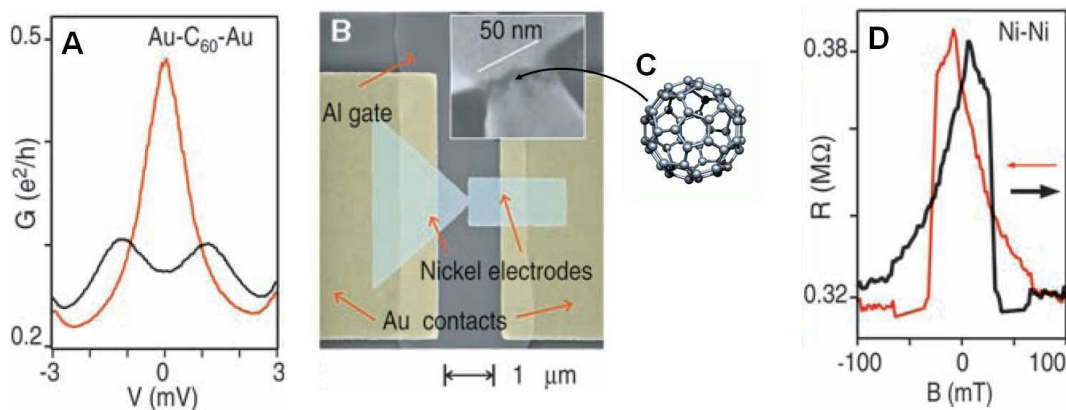


FIGURE 1.10 – Résultats obtenus par Patsupathy et al. [24]. **A** : Résonance Kondo pour un C_{60} connecté à deux électrodes d'au à $T=1.5\text{K}$. La courbe rouge correspond à la résonance Kondo dans la conductance $G(V)$ en fonction de la tension appliquée V sur le dispositif à champ extérieur nul. Ce pic de conductance se dédouble en présence d'un champ magnétique extérieur $B = 10\text{ T}$. **B** : Photo au MEB d'une jonction de Ni à cassure. Le champ magnétique est appliqué dans la direction horizontale. Dans l'insère, c'est un zoom sur la région de la jonction après électromigration. **C** : Illustration de la molécule de fullerène C_{60} : elle comprend 60 atomes de carbone disposés aux sommets d'un polyèdre régulier de 0.7 nm de diamètre et dont les facettes sont des hexagones et des pentagones. **D** : Cycle hystérétique de la résistance à travers la jonction proche de $V_{SD} = 0$ à 4.2 K pour des contacts de Ni, après électromigration et en l'absence de C_{60} .

deux types d'expériences réalisées dans des systèmes hybrides impliquant soit une molécule de

fullerène soit un nanotube de carbone, avec des électrodes ferromagnétiques. Ces expériences mettent en présence deux états compétitifs : l'effet Kondo et le ferromagnétisme itinérant.

Les molécules de fullerène, découvertes en 1985 par Smalley, Curl et Kroto (Prix Nobel de chimie 1996) représentent la troisième forme allotropique du carbone, après le graphite et le diamant. Elles se présentent sous une forme sphérique rappelant celle d'un ballon de football, voir la figure 1.10C.

Pasupathy et al. [24] ont effectué des mesures de transport dans des molécules de C_{60} connectées à deux électrodes ferromagnétiques de Ni.

L'état fondamental Kondo correspond à un spin localisé écranté par les électrons de conduction. L'effet Kondo est caractérisé par un pic dans la conductance : le pic de conductance à champ nul est présenté sur la figure 1.10A (courbe rouge) pour un C_{60} connectée à deux électrodes Au. Cette résonance de largeur de l'ordre de T_K est beaucoup plus étroite que le couplage aux électrodes et est dédoublée en présence d'un champ magnétique extérieur $B = 10T$ (courbe noire). Dans l'état ferromagnétique, la dégénérescence de spin est levée ce qui a tendance à supprimer les fluctuations de spin et les corrélations Kondo.

Pasupathy et al. sont parvenus à créer des dispositifs, voir figure 1.10B, où le C_{60} est fortement couplée à des électrodes Ni et l'effet Kondo apparaît à $T = 1.5 K$. Sur la figure 1.11A (courbe verte), un pic simple de résonance Kondo est observée dans la configuration P : l'effet Kondo est donc possible même en présence d'électrodes ferromagnétiques. Dans la configuration AP, un pic de conductance apparaît dédoublé. Ce dédoublement permet d'obtenir une mesure de B_{eff} . De plus, l'existence de l'effet Kondo conduit à des valeurs négatives de la TMR, comme illustré sur la figure 1.11B où le cycle hystérétique de la résistance en fonction de B_{ext} indique des valeurs de R_{AP} plus petites que R_P dans le dispositif. Les valeurs négatives de la TMR sont bien plus élevées que celles issues du modèle de Jullière (-80%). Les prédictions théoriques, obtenues par la méthode des équations du mouvement (EOM),

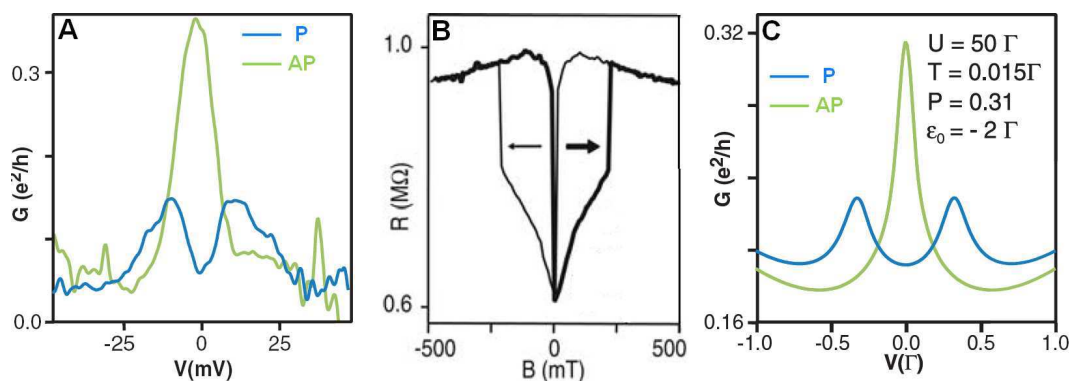


FIGURE 1.11 – Etude d’une jonction Ni- C_{60} -Ni Pasupathy et al. [24]. **A** : La courbe bleue correspond à $G(V)$ pour une configuration P à un champ extérieur de $B=-250$ mT. La courbe verte correspond à une configuration AP pour un champ de 15 mT. **B** : Cycle hystérétique de la résistance à $T = 1.5 K$ pour $V_{SD} = 0$. La TMR correspondante est négative. **C** : courbe théorique ajustée sur les résultats (A) en utilisant la méthode des Equations du Mouvement (EOM).

s’accordent avec les expériences, voir figure 1.11C : l’interaction d’une boîte quantique avec

des électrodes polarisées en spin peut produire un dédoublement de la résonance Kondo. Les fluctuations quantiques de charge (c'est-à-dire la possibilité pour les électrons d'entrer et de sortir de la boîte quantique par effet tunnel) vont renormaliser les niveaux d'énergie à une particule.

Hauptmann et al. [25], ont également mesuré un dispositif de type boîte quantique couplé à deux réservoirs ferromagnétiques ajoutant la possibilité de contrôler les niveaux de la boîte par V_G : un nanotube de carbone, couplé capacitivement à V_G , est connecté à deux électrodes de Ni comme schématisé sur la figure 1.12A. Ils ont ainsi pu observer la même physique Kondo

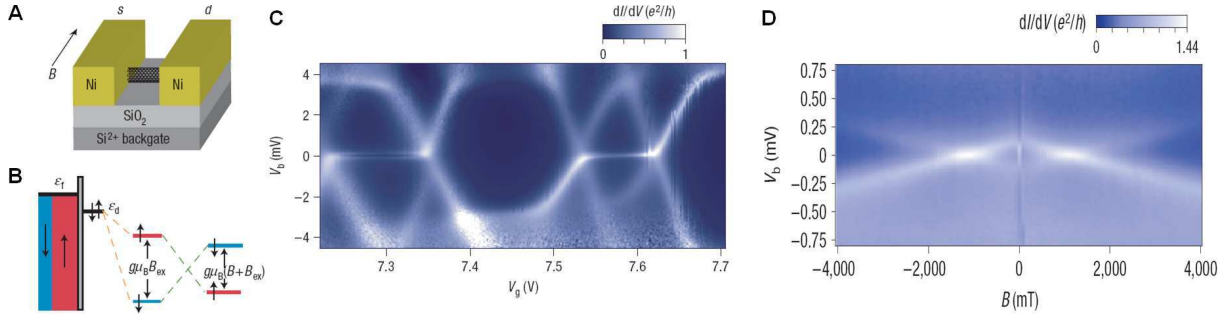


FIGURE 1.12 – **A** : illustration schématique d'un dispositif à base de nanotubes de carbone couplé capacitivement à V_G et connecté à deux électrodes ferromagnétiques. B_{ext} est appliqué dans le plan du substrat le long des électrodes. **B** : le dédoublement des états de spin localisé est créé à la fois par la présence de B_{ech} créée (en orange) qui dépend de V_G , et par la présence de B_{ext} . **C** : Courbe de la conductance différentiel dI/dV en fonction de V_G et de V_{SD} . Il est possible d'observer une série de quatre diamants de coulomb. Au centre de deux d'entre eux apparaît la résonance Kondo lorsque la boîte est occupée par un nombre impair de spin $1/2$. **D** : dI/dV en fonction de V_{SD} et B_{ext} . Cette courbe est prise au centre d'un diamant de coulomb de nombre d'occupation impair. Le dédoublement de la résonance Kondo est due à la présence de B_{ech} et de B_{ext} . Pour certaines valeurs de B_{ext} , le champ d'échange B_{ech} est compensé, la résonance Kondo classique réapparaît alors.

que Pasupathy et al. en ajoutant la possibilité de contrôler le dédoublement par la grille V_G . Le champ effectif B_{eff} résultant doit donc être contrôlable par la tension de grille. En effet les électrodes ferromagnétiques induisent un champ d'échange local qui polarise le spin localisé en l'absence de tout champ extérieur. Le champ d'échange B_{ech} peut être compensé par un champ magnétique extérieur $B_{ext} \sim 1.1T$, ce qui restaure la résonance Kondo à $V_{SD} = 0$, figure 1.12D. Et, ce champ d'échange lui-même peut être contrôlé et inversé uniquement par l'intermédiaire de V_G .

En conclusion, dans l'ensemble de ces travaux, des mesures de transport en présence d'électrodes ferromagnétiques ont été effectuées. Ces expériences révèlent l'existence d'un champ effectif local (ou champ d'échange local B_{ech}) due à la présence des électrodes ferromagnétiques. B_{ech} peut être modélisée par une dépendance en spin du déphasage de l'onde électronique lors de ses réflexions aux interfaces ferromagnétiques (SDIPS). B_{ech} doit a priori dépendre de la tension de grille V_G appliquée au dispositif.

1.3 Expérience de transport à plusieurs réservoirs

Nous avons vu précédemment la manifestation des effets de cohérence dans les expériences de type interféromètre Fabry-Pérot électronique. Il est intéressant de se pencher sur les effets non-locaux qui sont a priori particulièrement sensibles aux effets de cohérence quantique. Cela nécessite en particulier de réaliser des mesures dans une géométrie non-locale où conductance et tension sont mesurées à deux extrémités du conducteur comme présenté sur la figure 1.13.

Dans le domaine de l'électronique de spin, Johnson et Silsbee [3] ont été parmi les premiers à proposer des mesures non-locales. Dans cette partie, nous allons voir quelques expériences de mesures non-locales dans des systèmes diffusifs dans le but de mettre en évidence par la suite les spécificités du cas cohérent dépendant du spin.

A présent, nous allons présenter certaines expériences de détection non-locale.

1.3.1 Le transport polarisé en spin dans le régime diffusif incohérent

Dans cette partie, nous nous intéressons essentiellement à la géométrie non-locale schématisée à la figure 1.13C : les porteurs de charges transitent depuis l'électrode 3 vers l'électrode 1 et les spin diffusent dans les deux directions depuis l'électrode 3.

Lorsque l'on fait passer un courant électrique d'un métal ferromagnétique vers un métal paramagnétique, le courant est acheminé par les électrons ayant majoritairement l'orientation de spin de l'électrode ferromagnétique. A chaque transfert de spin à travers l'interface est associé un transport d'aimantation. Un courant de charge peut générer un courant magnétique et une aimantation hors équilibre dans le paramagnétique qui se traduit sous la forme d'une tension électrique mesurée par le détecteur. Le problème a été modélisé par une marche aléatoire unidimensionnel pour des électrons se propageant dans le métal diffusif, permettant d'obtenir une expression fonctionnelle qui prédit la forme du signal et l'amplitude avec uniquement deux paramètres indépendants.

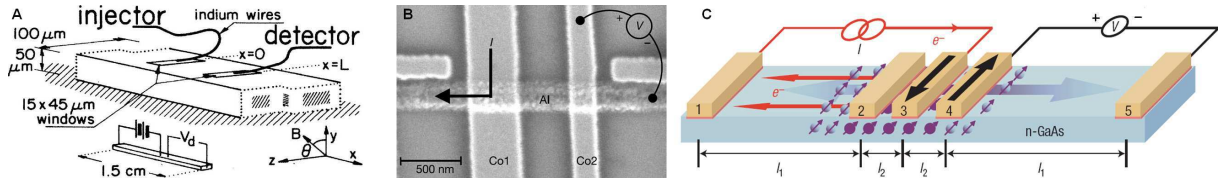


FIGURE 1.13 – **A** : Un des premiers dispositifs de mesures non-locales dans un métal diffusif proposé par Johnson et Silsbee [3] où le chemin de propagation de charges est dissocié de celui de propagation du spin. **B** : Photo MEB d'un échantillon pour des mesures non-locales dans un fil d'Al connecté à des électrodes ferromagnétiques de Co. **C** : Schéma illustratif de mesures multi-terminales dans une configuration non-locale pour un semi-conducteur connecté à des électrodes ferromagnétiques. Les flèches noires indiquent l'aimantation des injecteurs et des détecteurs d'électrons polarisés en spin. Les électrons sont injectés suivant le trajet décrit par la flèche rouge. Les spin diffusent suivants les deux directions depuis l'électrode 3.

Jedema et al. [26] ont effectué des mesures non-locales dans le cas des métaux diffusifs avec des dispositifs similaires à celui présenté à la figure 1.13B : une croix de cuivre (Cu) est connectée à deux électrodes ferromagnétiques de permalloy ($Ni_{80}Fe_{20}$) formant des jonc-

tions tunnel. L'injection et l'accumulation de spin dans des films de cuivre à température ambiante ont été mises en évidence. Dans le régime de transport diffusif et pour des interfaces transparentes, un ordre de grandeur de la longueur de diffusion de spin dans le métal normal a pu être évalué : $\lambda_N = 1 \pm 0.2 \mu\text{m}$ à 4.2 K et $\lambda_N = 350 \pm 50$ à température ambiante, correspondant à un temps caractéristique de retournement de spin à température ambiante de $\tau_{sf} = 11 \text{ps}$ (mille fois plus long que le temps de collision élastique). Sur un dispositif similaire où un fil d'Al est connecté à des électrodes ferromagnétiques de Co (photo MEB figure 1.13B), Jedema et al. [27] ont pu contrôler la précession des spin injectés et détectés dans un conducteur métallique par l'intermédiaire d'un champ magnétique extérieur perpendiculaire. Cette précession permet de changer le signe de la tension non-locale détectée. Récemment, des mesures similaires ont été effectuées dans un métal semi-conducteur GaAs connecté à deux électrodes ferromagnétiques par Lou et al. [28], schéma illustratif à la figure 1.13C.

Maekawa et al. [29] ont proposé un modèle théorique du transport de spin multi-terminal et non-local dans les systèmes F/N/F suivant la nature de la jonction entre le métal ferromagnétique et le métal normal. En modélisant le système dans le régime diffusif, une formule analytique permet de décrire le signal d'accumulation de spin couvrant de la jonction métallique à la jonction tunnel. Ce modèle théorique rend bien compte de l'accumulation de spin et du changement de tension non-locale ou de résistance lorsque la configuration passe de P à AP, le maximum de signal de spin étant obtenu lorsque les jonctions sont toutes les deux des jonctions tunnels.

1.3.2 Effets de non-localité dans le transport cohérent de phase

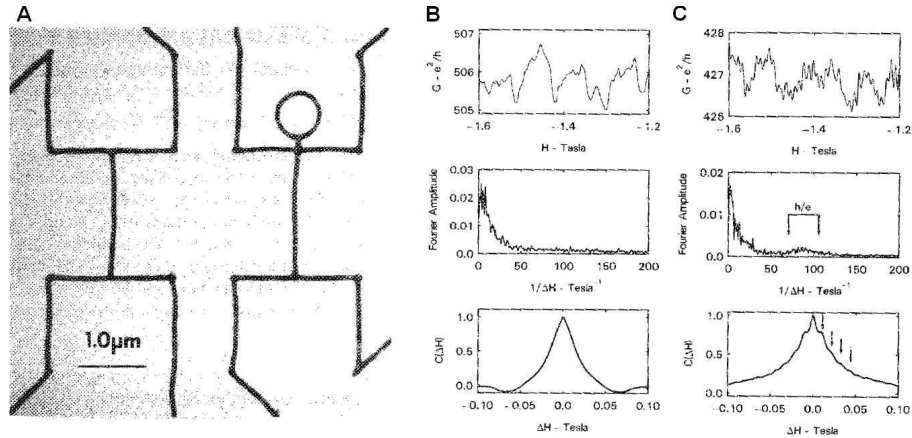


FIGURE 1.14 – **A** : Photo au microscope électronique à transmission de quatre lignes d'or avec et sans anneau. Les lignes d'or font $2 \mu\text{m}$ de long. La boucle fait $0.7 \mu\text{m}$ de diamètre. **B** : Mesures de conductance à $T=40 \text{ mK}$. Transformé de Fourier et fonction d'auto-corrélation pour les lignes d'or seules sans boucle, et **C** : mêmes mesures mais en présence de la boucle. Les transformées de Fourier et les fonctions d'auto-corrélation sont obtenues à partir de la magnéto-conductance à des champs entre -2 et 2 T. Les flèches sur le graphe de la transformée de Fourier indiquent le pic de période h/e . Dans la fonction d'auto-corrélation les flèches indiquent la périodicité des oscillations en h/e .

Dans les conducteurs mésoscopiques, la nature quantique du transport s'exprime également dans les effets non-locaux. Umbach et al. [4] ont montré que les propriétés du transport sont influencées par les régions hors des contacts et des chemins classiques du courant, notamment dans le dispositif de la figure 1.14A.

La conductance d'un tel système en l'absence de boucle est aperiodique et présente des fluctuations universelles de conductance signatures des corrections quantiques au transport (voir figure 1.14B). L'apparition de modulations périodiques de la conductance en h/e , figure 1.14C, en ajoutant un petit anneau hors du chemin classique des électrons, est la signature des interférences quantiques, due à l'effet Aharonov-Bohm.

Comme nous le verrons au chapitre 6, nous avons réalisé l'exact analogue de cette expérience pour l'électronique de spin avec des nanotubes de carbone.

1.3.3 Effets de non-localité dans les nanotubes de carbone

Pour isoler l'accumulation de spin de tout autre effet -notamment l'effet magnéto-coulomb-Van Wees et al. ont effectué des mesures locales et non-locales (figure 1.15B et 1.15C) dans un dispositif à base de SWNT connecté à quatre électrodes ferromagnétiques dont deux agissent comme injecteur et détecteur de spin, comme présenté sur la photo MEB de l'échantillon figure 1.15A. En utilisant un modèle de résistance classique pour décrire le transport dans

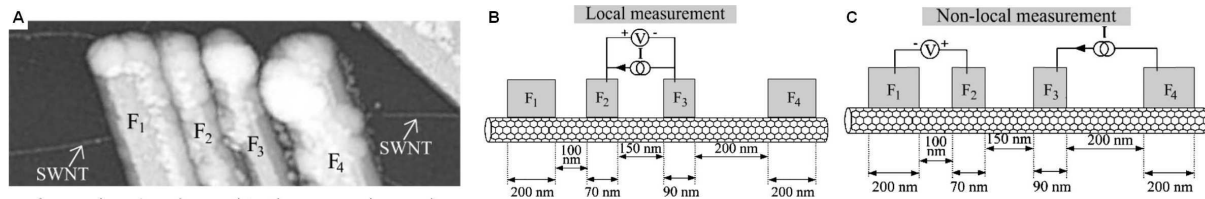


FIGURE 1.15 – **A** : photo AFM d'un SWNT connecté à quatre électrodes de cobalt **B** : Géométrie conventionnelle pour de mesures de type vanne de spin **C** : Géométrie non-locale : dans ce cas la tension dans le circuit (F_1 -SWNT- F_2) est totalement séparée du circuit du courant (F_3 -SWNT- F_4).

la géométrie conventionnelle de la vanne de spin à deux terminaux, voir figure 1.16A, il est montré que seule une partie de la TMR peut être attribuée à l'accumulation de spin. Mais ce modèle ne tient pas compte de la nature quantique des électrons dans le conducteur mésoscopique. Nous reviendrons sur les détails du modèle de résistance dans le chapitre théorique 4. Un point délicat demeure dans cette étude, il s'agit de l'effet de la présence des 4 électrodes ferromagnétiques sur le signal de spin.

Gunnarson et al. [30] ont étudié le même type de dispositif que précédemment : un SWNT est connecté à deux électrodes ferromagnétiques centrales et à deux autres électrodes métalliques normales, figure 1.16B. Les contacts divisent le tube en trois boîtes quantiques qui sont contrôlées par la tension de grille V_G : une grande oscillation de la tension non-locale V_{nl} en fonction de V_G a été observée. Le modèle de résistance classique proposé par Van Wees permet d'expliquer la présence de la tension non-locale avec son changement de signe, mais il demeure insuffisant pour rendre compte correctement de son amplitude. La grande amplitude de V_{nl} est due aux effets d'interférences quantiques et peut être comprise dans

une approche de diffusion du transport électronique comme nous le verrons dans le chapitre théorique 4. Dans ce modèle en régime linéaire, il est nécessaire de tenir compte des deux canaux de conduction quasi unidimensionnels présents dans le SWNT pour expliquer la tension non-locale finie : un accord quantitatif avec la tension non-locale mesurée est observé. En reprenant le modèle de résistance classique pour des contacts peu invasifs et avec deux canaux de conduction parallèles pour chacune des directions de spin, la polarisation de spin est estimée à 20%, et une tension non-locale dépendante du spin est deux ordres de grandeurs plus petite que la mesure expérimentale. Dans le cas de contacts fortement invasifs, le signal non-local disparaît car l'équilibre des populations spin se produit dans le contact. Ce modèle

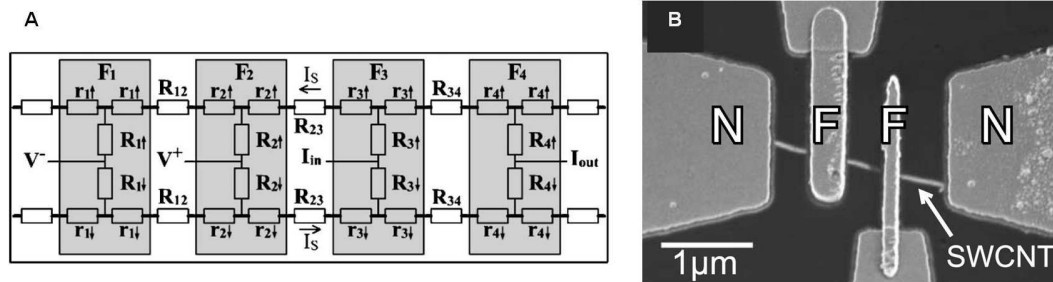


FIGURE 1.16 – **A** : Modèle de résistance de notre système, les quatre électrodes sont supposées aimantées dans la direction \uparrow . La moitié haute du réseau de résistance décrit le transport dans le canal de spin \uparrow du nanotube. La moitié basse décrit le canal de spin \downarrow . La résistance entre les contacts de cobalts est notée $R_{i,j}$, avec $i \neq j$. Le contact entre le nanotube et le ferromagnétique est noté F_i et peut être représenté par un nombre de résistance dépendante du spin R_i et r_i . A cause de la dépendance en spin des résistances dans le circuit, un courant de charge produit un courant de spin fini. Et la dépendance des résistances avec le spin dans la tension du circuit crée une différence non nul de tension. **B** : Image au MEB d'un échantillon. Le SWNT métallique est connecté à deux électrodes ferromagnétiques et deux électrodes normales qui ensemble divisent le nanotube de carbone en trois segments de même taille (~ 500 nm) qui se comportent comme des boîtes quantiques.

de résistance classique amélioré, ne permet pas de rendre compte correctement des mesures, il semble nécessaire de développer un nouveau modèle tenant compte de la nature quantique du transport dans l'ensemble du conducteur mésoscopique.

Makarovski et al. [31] ont étudié l'effet des contacts dans une géométrie à quatre contacts pour un SWNT métallique connecté à quatre électrodes métalliques de PdAu. Les électrodes métalliques coupent généralement le nanotube en plusieurs segments, et l'équilibre des électrons est atteint après traversée de chacun des contacts. Les contacts centraux sont faits suffisamment étroits pour qu'une fraction des électrons reste dans le nanotube en traversant l'électrode. Cette mesure non-locale a permis d'étudier les mécanismes de retour à l'équilibre dans le nanotube : la tension non-locale mesurée est positive et négative.

La comparaison des mesures de résistance à deux points et à quatre points montre que les lois de Kirchhoff ne décrivent pas correctement le transport dans le conducteur mésoscopique. Le recours au formalisme de Landauer-Büttiker est nécessaire pour décrire le transport non-local dans ce dispositif à quatre terminaux. Selon les travaux de Baranger et al. [32] et de De Picciotto et al. [33], dans un conducteur mésoscopique unidimensionnel avec un seul

canal de conduction, la tension non-locale est nulle. Dans leur modèle, Makarovski et al. ont tenu compte des deux modes transverses présents dans le SWNT, avec des coefficients de transmission et un couplage aux réservoirs différents, sans mélange entre les modes sous les contacts : les prédictions théoriques sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. La mise à l'équilibre entre les modes dans chaque segment de nanotube n'est pas complète même à des températures de 70 K.

Jusqu'à présent, l'étude de dispositifs alliant à la fois l'injection et la détection cohérente d'électrons polarisés en spin, le contrôle des états discrets par la tension de grille, le faible nombre de canaux de conduction, mais aussi l'utilisation de mesures non-locales (expérience d'électronique de spin qui est le pendant de celle d'Umbach) n'avait jamais été réalisée simultanément, et c'est l'objet de ce travail de thèse à la fois expérimentalement et théoriquement.

1.4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les pierres fondatrices de l'électronique de spin moléculaire. De la simple jonction magnétique au dispositif hybride, un pas qualitatif dans la compréhension des phénomènes physiques présents. L'étude des ces dispositifs se plaçait dans le cadre de la physique mésoscopique où les effets cohérents se manifestent. La nécessité de les prendre en compte pour proposer une théorie est nécessaire.

Les expériences en présence d'électrodes ferromagnétiques révèlent l'existence d'un champ effectif local (ou champ d'échange local B_{ech}) lequel peut être modélisée par un terme de SDIPS dans la phase de l'onde électronique.

Les expériences de transport non-local n'allient pas, ici, transport polarisé en spin et cohérence quantique. Les dispositifs quantiquement cohérents avec peu de canaux de conduction sont les plus appropriés à l'étude du transport de spin. A travers les mesures non-locales, ces effets quantiques sont particulièrement manifestes. Dès lors, les nanotubes de carbone sont des candidats idéaux pour former des structures hybrides à étudier dans ce cadre, comme nous le verrons dans la partie suivante.

Chapitre 2

Electronique de spin dans les nanotubes de carbone

Les nanotubes de carbone ont fait l'objet d'un immense intérêt à partir de leur première observation par S. Iijima [34] en 1991. Ces nano-objets aux propriétés mécaniques [35, 36, 37, 38, 39] et électroniques [40, 41, 42, 43, 44] remarquables sont des candidats idéaux pour l'étude du transport électronique polarisé en spin.

Dans cette partie consacrée au transport, nous étudierons les propriétés électroniques des nanotubes de carbone mono-parois (SWNT), régissant le transport des électrons. Nous présenterons également des travaux réalisés sur des nanostructures hybrides à base de nanotubes de carbone étudiées récemment. Cette étude a pour cadre la physique mésoscopique, pour laquelle nous allons présenter le formalisme de Landauer-Büttiker afin de traiter le problème du transport.

2.1 Les nanotubes de carbone : des candidats idéaux pour le transport mésoscopiques

2.1.1 Du carbone aux nanotubes de carbone

Structure de l'atome de carbone

Le carbone est présent dans la nature dans deux formes allotropiques principales : le

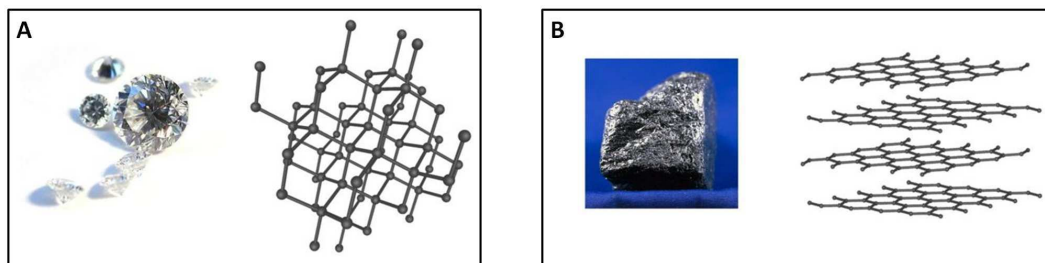


FIGURE 2.1 – Le diamant (A) et le graphite (B) sont les deux formes allotropiques les plus répandues du carbone.

graphite -structure cristalline hexagonale- et le diamant -structure cristalline proche de la structure cubique face centrée. La structure électronique de l'atome de carbone est $1s^2 2s^2 2p^2$ à l'état fondamental. Il possède donc 4 électrons sur la couche de valence pouvant former quatre liaisons covalentes de type σ ou π . La faible différence en énergie entre les niveaux 2s et 2p mène à un réarrangement de la structure électronique du carbone sous la forme $1s^2 2s^1 2p^3$. De cette façon, quatre orbitales peuvent s'hybrider. Le diamant correspond à une hybridation sp^3 [45] : toutes les orbitales forment des liaisons covalentes de type σ . Le graphite correspond à une hybridation sp^2 uniquement : trois orbitales sont dans le même plan, la quatrième est hors du plan. C'est ainsi que le graphène est un cristal bidimensionnel. Il fut isolé pour la première fois en 2004 [46].

Les nanotubes de carbone sont des enroulements concentriques de feuilles de graphène, et leurs propriétés électroniques découlent de celles du graphène. Les nanotubes mono-parois (SWNT) sont, par définition, formés d'une unique paroi et présentent des propriétés différentes suivant la manière dont l'enroulement est effectué.

Structure de bande du graphène

La feuille de graphène, présentée à la figure 2.3, a été modélisée par Wallace [47] selon l'approximation des liaisons fortes. La relation de dispersion du graphène, selon le repère de la figure 2.3, s'écrit :

$$E(\vec{k}) = \pm t \sqrt{1 + 4 \cos\left(\frac{\sqrt{3}k_y a}{2}\right) \cos\left(\frac{k_x a}{2}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{k_x a}{2}\right)}$$

où $t = -3.033eV$ et $a = 2.46\text{\AA}$ est la distance de maille ($a = \sqrt{3} \times a_0$ où $a_0 = 1.42\text{\AA}$ est la distance entre deux atomes de carbone [45]). Le niveau d'énergie $E = 0$ correspond au ni-

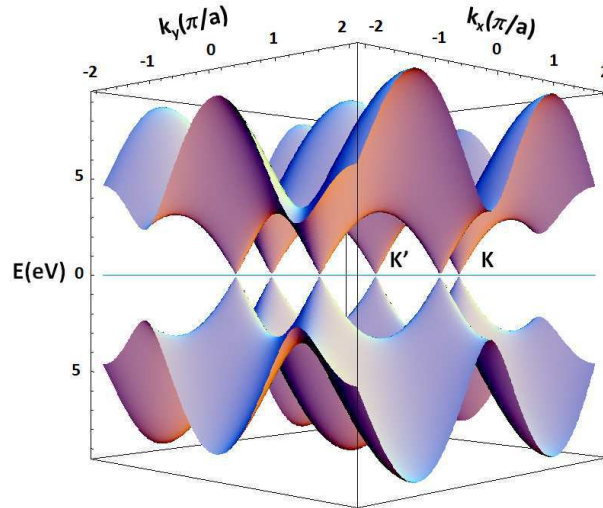


FIGURE 2.2 – Relation de dispersion du graphène et points K et K' de la zone de Brillouin

veau de Fermi. Le graphène présente une structure métallique pour laquelle la densité d'états

au niveau de Fermi tend vers 0 : c'est un semi-métal. La structure électronique d'un nanotube est déduite de celle du graphène et les différents types de comportements électroniques trouvent leurs origines dans la manière dont la feuille de graphène est découpée et enroulée afin de former la structure tubulaire du nanotube. Le découpage de la feuille de graphène est illustrée figure 2.3, pour un nanotube fauteuil (ou « chaise ») (4, 4) : la configuration (n,m) du nanotube correspond à un enroulement selon le vecteur $\vec{T} = n\vec{a}_1 + m\vec{a}_2$. Les vecteurs \vec{a}_1 et \vec{a}_2 sont les vecteurs de base de la maille du graphène, représentés figure 2.3, où les vecteurs \vec{T} et \vec{L} correspondent respectivement au vecteur selon lequel le nanotube est enroulé et le vecteur de base de la maille 1D du nanotube.

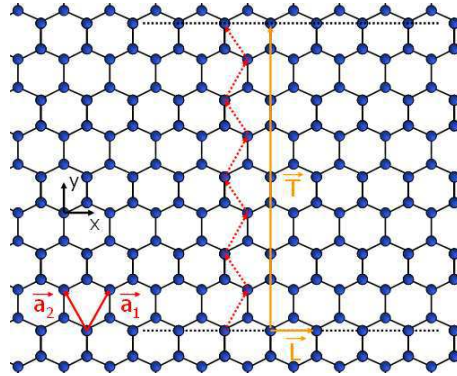


FIGURE 2.3 – Caractéristique de l'enroulement d'une feuille de graphène : exemple d'un nanotube fauteuil (4, 4)

Structure de bande des nanotubes de carbone

L'enroulement de la feuille de graphène formant le nanotube de carbone impose des conditions de symétrie à la fonction d'onde des électrons. En notant k_{\parallel} et k_{\perp} les composantes du vecteur d'onde parallèles et transverses à l'axe du tube, nous obtenons, avec une condition de bord périodique :

$$\vec{k}_{\perp} \cdot \vec{T} = 2\pi p$$

où $p \in \mathbb{N}$. Dès lors, la composante transverse du vecteur d'onde est quantifiée : $\Delta k_{\perp} = 2\pi / \|\vec{T}\|$. La norme du vecteur \vec{T} est donnée par : $a\sqrt{n^2 + m^2 + nm}$. De plus, la première zone de Brillouin du nanotube est définie par : $|\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{L}| \leq \pi$. De la structure électronique du graphène représentée figure 2.2, nous pouvons en déduire la structure électronique des différentes orbitales pour le nanotube de carbone, comme représentée figure 2.4. Cette dernière figure présente deux comportements distincts pour les nanotubes : un comportement métallique (pour lequel la densité d'état n'est pas nulle à l'énergie de Fermi), pour le nanotube fauteuil, et un comportement semi-conducteur qui présente l'ouverture d'une bande interdite entre la bande de valence et la bande de conduction (« gap »), pour cette configuration zigzag. Le nanotube métallique est obtenu lorsque le découpage de la zone de Brillouin passe par les points K et K' . Une telle condition géométrique est remplie lorsque $m - n$ est multiple de 3. Dans

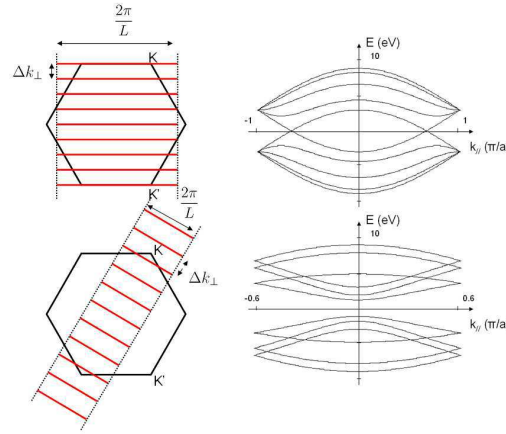


FIGURE 2.4 – Découpage de la zone de Brillouin du graphène et caractéristique des niveaux électroniques pour un nanotube fauteur (4,4) (haut) et un zigzag (5,0) (bas)

la représentation de la structure de bande, figure 2.4, il existe une symétrie $(k_{\perp}) \longleftrightarrow (-k_{\perp})$ qui induit une dégénérescence orbitale d'ordre 2 (aussi appelée dégénérescence $K - K'$).

La relation de dispersion des états de plus faibles énergies dans les SW, mesurée à proximité des points de Dirac (points K et K' sur la figure 2.4), s'écrit [48] :

$$E_i(k) \equiv \pm \sqrt{(\hbar v_F k)^2 + \left(\frac{E_g^i}{2}\right)^2} \quad (2.1)$$

où k est mesuré depuis le minimum de la bande de valence, E_g^i est l'énergie de séparation pour chaque sous-bande (et correspond à la bande interdite pour $i = 1$) et v_F est la vitesse de Fermi ($v_F \approx 8 \times 10^5 m/s$). La densité d'état est alors donnée par :

$$g(E) = \sum_i g_i(E) \text{ où } g_i(E) = 4 \times \frac{2}{\hbar v_F} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{E_g^i}{2E}\right)^2}}$$

où le facteur 4 correspond à la dégénérescence de spin et du niveau orbital (K, K').

Pour un nanotube semi-conducteur, $E_g \approx 0.7eV/d(nm)$ où $d(nm)$ est le diamètre en nanomètre du tube. Cette énergie est donc typiquement de l'ordre de l'électronvolt. Pour un nanotube métallique (comme un nanotube fauteur par exemple), E_g est nul. Cependant, obtenir un nanotube parfaitement métallique est chose rare car la présence de défauts ou de perturbations (torsion, contraintes,...) dans la structure du nanotube induit l'ouverture d'une petite bande interdite (typiquement de l'ordre de $100meV$).

2.1.2 Boîtes quantiques à base de nanotubes de carbone

Généralités sur les boîtes quantiques

Une boîte quantique [49] est une "petite" boîte avec un ensemble de niveaux d'énergie discrets qui peuvent être remplis par des électrons comme schématisé sur la figure 2.5. Dans des

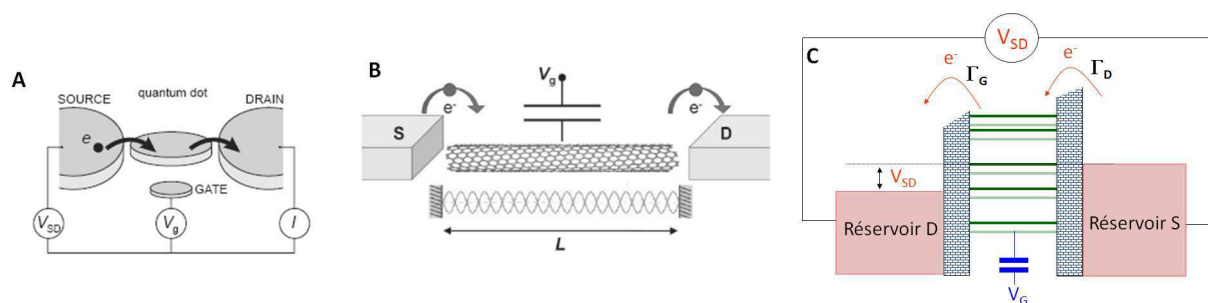


FIGURE 2.5 – **A** : schéma d'une boîte quantique. Les électrodes de source et de drain sont couplées à l'îlot quantique par une barrière tunnel [49]. **B** : Schéma d'une boîte quantique à base de nanotube de carbone. Deux électrodes métalliques source et drain, séparées d'une distance L , sont déposées sur le tube [49]. L'îlot quantique est formé d'un segment de nanotube entre les deux électrodes. Dans la direction longitudinale le spectre en énergie est quantifié. Le nanotube est couplé capacitivement à la grille. **C** : Schéma équivalent d'une boîte quantique. Le taux tunnel de passage des barrières tunnel est $\Gamma_S(D)$. La tension de grille contrôle la position des niveaux discrets présents dans la boîte quantique. Une différence de potentiel chimique entre les deux réservoirs est associée à la polarisation V_{SD} .

objets de taille finie, les électrons ont un spectre d'énergie discret. Ainsi, expérimentalement, une petite structure se comporte comme une boîte quantique si la séparation entre les niveaux d'énergie est observable à la température de travail. La durée de vie des niveaux d'énergie doit être suffisamment longue pour pouvoir les observer. Les électrons doivent donc être confinés (au moins partiellement). Il est possible de trouver des boîtes quantiques de toute taille et à partir de tout type de matériau : comme par exemple, pour des molécules simples, les nanoparticules métalliques, des nanocristaux et des boîtes quantiques auto-assemblées à base de semi-conducteur, boîtes verticales ou latérales dans des hétéro-structures semi-conductrices, nanofils semi-conducteur et nanotube de carbone. Les boîtes quantiques sont le plus souvent étudiées par spectroscopie optique ou par des techniques de transport électronique.

Boîtes quantiques à base de nanotubes de carbone

La quantification transverse fait des nanotubes des objets quasi-unidimensionnels.

Quand deux électrodes métalliques sont déposées sur un nanotube de carbone, des barrières tunnel se développent naturellement aux interfaces entre le nanotube et le métal. La distance L entre les électrodes détermine la longueur de la boîte quantique. Une longueur finie L mène à une quantification des niveaux d'énergie dans la direction longitudinale, avec une séparation entre les niveaux $\Delta E \sim \hbar v_F / 2L$ ¹. La transparence de la barrière tunnel entre le nanotube et le métal détermine le degré de confinement des électrons dans la boîte quantique à base de nanotube. Pour des barrières opaques, le taux tunnel Γ entre la boîte quantique et les réservoirs, est très faible, ce qui conduit à un long temps de séjour des électrons dans la boîte quantique (ou une faible largeur en énergie). L'énergie de charge $E_C = e^2/C$, où C est la capacité entre le nanotube et les contacts, est l'énergie nécessaire à l'addition d'un électron

1. ΔE donne, avec $v_F = 8 \times 10^5 m/s$ et $L = 100nm$, 17meV

supplémentaire sur l'îlot formé par la portion de nanotube de carbone². Si la barrière devient plus transparente (plus grande transmission), les niveaux d'énergie sont larges en Γ . Pour pouvoir observer le spectre discret en énergie de n'importe quel boîte quantique, il est nécessaire que $h\Gamma < \Delta E$.

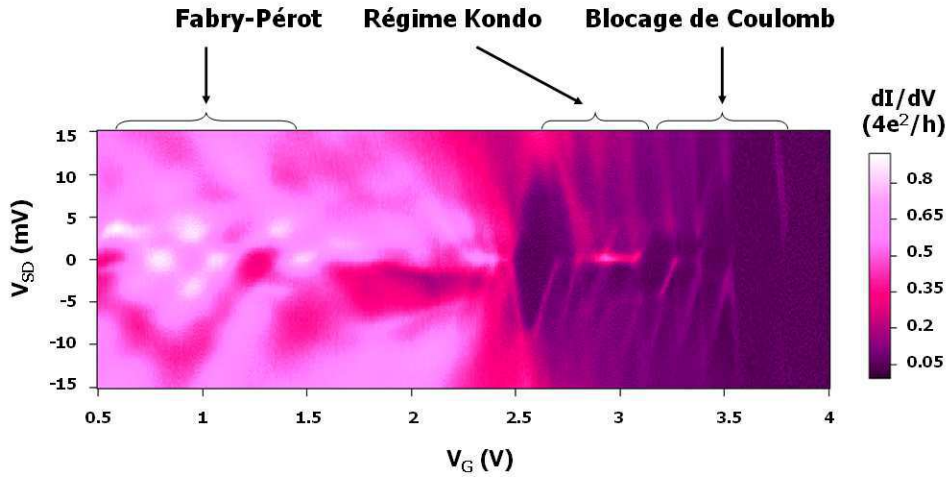


FIGURE 2.6 – Spectroscopie d'un échantillon (fourni par T. Delattre) présentant trois régimes de conduction distincts : le blocage de Coulomb, le régime de Fabry-Pérot électronique, l'effet Kondo

Les différentes énergies caractéristiques conduisent à différents régimes de conduction : nous pouvons distinguer trois régimes de boîtes quantiques tous trois illustrés sur la figure 2.6

$-h\Gamma \ll k_B T, \Delta E \ll E_C$ les effets de charge dominent le transport. C'est le régime de blocage de Coulomb.

$-k_B T \ll h\Gamma \leq E_C$ les effets de charge sont importants mais les processus tunnel d'ordre supérieur sont aussi significatifs. C'est le régime de "cotunneling" ou l'effet Kondo.

$-k_B T, E_C \ll h\Gamma \ll \Delta E$, en général, cela va de pair avec une forte transmission. Les interférences quantiques des électrons sans interactions se manifestent dans le système. C'est le régime Fabry-Pérot électronique.

Une boîte quantique peut être vue comme un atome artificiel, deux boîtes quantiques couplées peuvent être vues comme une molécule artificielle. Suivant la force du couplage entre les boîtes, celles-ci peuvent être vues comme formant une liaison ionique (couplage faible) ou une liaison covalente (couplage fort). Dans ce dernier cas, l'électron passe par effet tunnel d'une boîte à l'autre en restant cohérent. Sur la figure 2.7 sont présentés : le schéma électrostatique équivalent du système de la double boîte quantique et le diagramme de stabilité théorique de la double boîte (obtenu partir des potentiels électrochimiques du dispositif). Plus finement, le modèle doit prendre également en considération des processus d'ordre supérieurs comme le cotunneling -processus tunnel faisant intervenir des états virtuels dans la boîte- et l'existence d'un spin pour l'électron. Ceci permet de modéliser les croisements dans le nid d'abeille obtenus à forte tension V_{SD} et illustrés à la figure 2.8. Sapmaz et al. obtiennent un accord

2. e^2/C donne, pour une capacité caractéristique de 10aF, 16meV

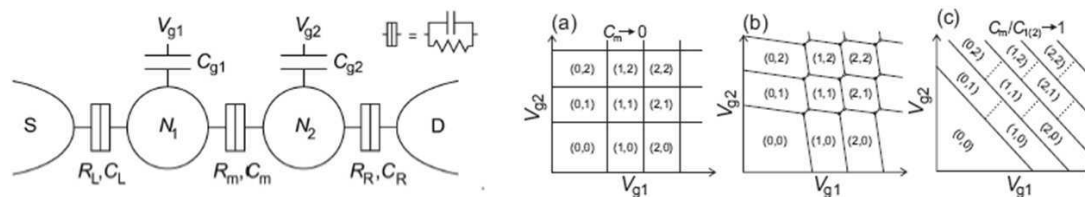


FIGURE 2.7 – Schéma équivalent : la modélisation de la double boîte quantique en série est réalisée en un réseau de résistances et de capacités [50]. Diagramme de stabilité théorique correspondant [50]. De a) vers c) la transmission des barrières tunnel (donc le couplage entre les boîtes) est croissante.

quantitatif entre la théorie et les résultats expérimentaux présentés à la figure 2.8.

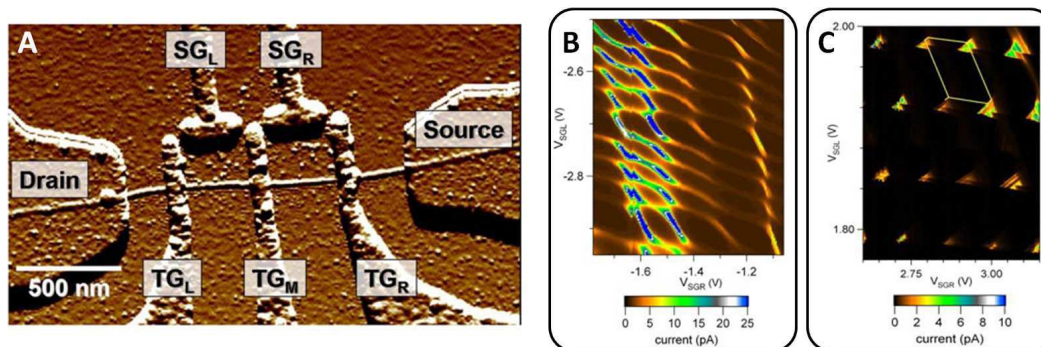


FIGURE 2.8 – **A** : Photo AFM d'un échantillon de Sapmaz et al. **B** et **C** : graphes en niveau de couleur du diagramme de stabilité expérimental correspondant à petite et forte tension V_{SD} [51]

Il a ainsi été montré la possibilité de créer des doubles boîtes quantiques à base de nanotubes de carbone, pour lesquelles la transmission des barrières tunnel est contrôlable comme présenté sur la figure 2.8B. Les anticroisements présents sont la signature d'une physique de double boîtes quantiques couplées.

2.2 Mesures à deux terminaux

2.2.1 Configuration générale du système

Nous présentons ici le dispositifs de type vanne de spin le plus simple. La photo au microscope à force atomique (AFM) de l'échantillon, figure 2.9, montre la position du nanotube de carbone. L'image réalisée au microscope à force magnétique (MFM), figure 2.9, permet de connaître la structures magnétiques des domaines au niveau du nanotube de carbone.

Globalement le nanotube n'est connecté qu'à un seul domaine magnétique sur chacune des électrodes. L'aimantation des domaines magnétiques est transverse et dans le plan.

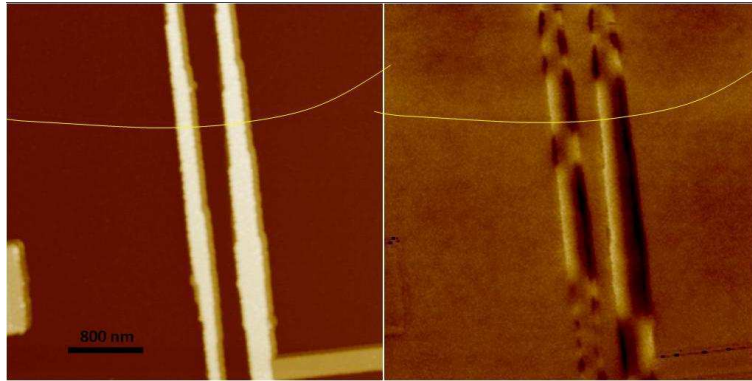


FIGURE 2.9 – Photo AFM et MFM de l'échantillon à deux réservoirs ferromagnétiques PdNi : le nanotube de carbone est surligné en jaune

2.2.2 Spectroscopie de transport

La mesure de la conductance différentielle en fonction de la tension source et de la tension de grille est présentée à la figure 2.10. Sur le graphe en niveaux de gris de la conductance, une

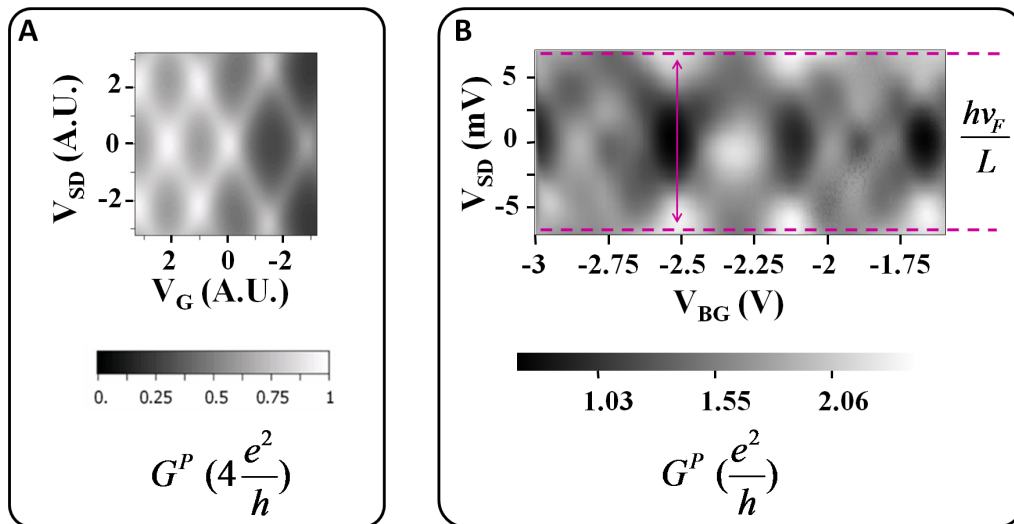


FIGURE 2.10 – **A** : Spectroscopie obtenue pour la conductance différentielle en unité de $\frac{4e^2}{h}$ dans le cas d'un modèle Fabry-Pérot pour deux canaux K et K' couplés, théorie proposée par T. Delattre [52]. **B** Spectroscopie non-linéaire du dispositif à deux réservoirs : Régime Fabry-Pérot électronique

structure en damier peut être distinguée, laquelle est caractéristique du régime Fabry-Pérot.

La conductance oscille entre $\sim 0.8(e^2/h)$ et $\sim 2.3(e^2/h)$ suivant les valeurs de la tension de grille. L'espacement entre les niveaux est de l'ordre de $\Delta E \sim 15\text{meV}$. Suivant la relation entre l'espacement et la longueur du tronçon de nanotube $\Delta E = \frac{hv_F}{L}$, nous en déduisons une longueur de $L = 100\text{nm}$ qui est cohérente avec les objectifs de nanolithographie électronique. Il apparaît sur la figure, deux types structures de damier. Une explication possible de cette sous-structure en damier au sein de la structure principale en damier est l'existence d'un couplage entre les deux modes K et K' [52, 53].

2.2.3 Dépendance en champ magnétique de la conductance

Un champ magnétique extérieur est appliqué le plan des couches, perpendiculairement à l'axe de l'aimantation des domaines, comme illustré sur la figure 2.11. Lors de l'étude de la

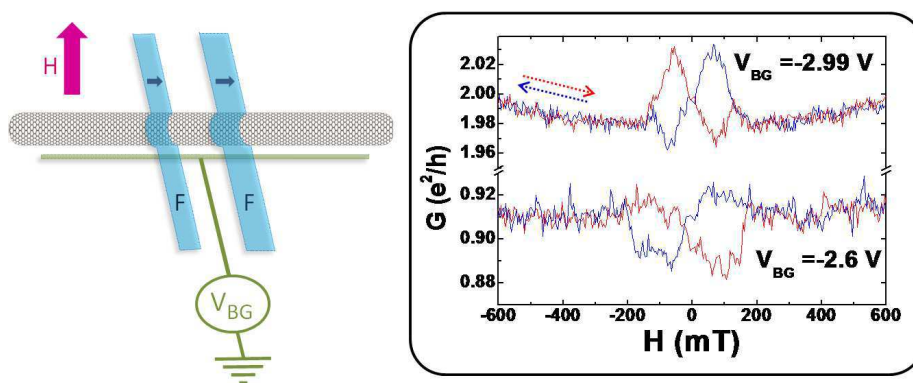


FIGURE 2.11 – Dispositifs : la direction du champ extérieur est dans le plan et perpendiculairement à l'axe de facile aimantation des électrodes. Cycles hystérétiques de la conductance entre deux contacts ferromagnétiques, pour les deux tensions de grille $V_{BG} = -2.99\text{V}$ et $V_{BG} = -2.6\text{V}$.

conductance en fonction du champ magnétique extérieur, le basculement des aimantations des électrodes ferromagnétiques n'est pas régulier. L'axe du champ et l'axe de facile aimantation n'étant pas aligné, les domaines magnétiques ne se retournent pas de façon abrupte, mais tourne plutôt progressivement, nous verrons plus loin que ce comportement peut être modélisé de façon simple.

2.2.4 Dépendance en fonction de la tension de grille du signal de spin

Nous obtenons une amplitude qui peut varier de -3% à 4% . Les maxima dans la conductance correspondent plutôt à des minima dans le signal de spin avec un petit déphasage. La dépendance du signal magnétique dans la conductance en fonction de la tension de grille montre que l'amplitude et le signe de la conductance peuvent être contrôlés par la tension de grille, signature d'un comportement de type transistor de spin à effet de champ.

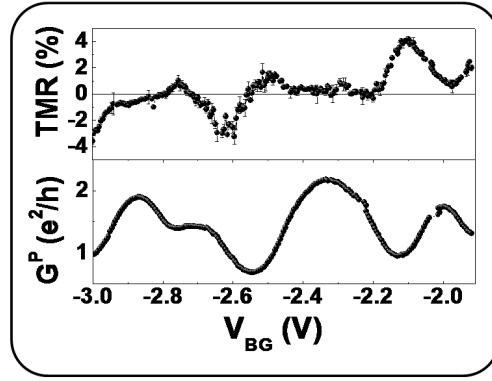


FIGURE 2.12 – Variations simultanées de la conductance et du signal de spin correspondants pour un dispositif de type vanne de spin à deux réservoirs.

2.2.5 Modélisation du basculement des électrodes ferromagnétiques

La complexité des systèmes magnétiques, leur modélisation fait intervenir beaucoup de contributions énergétiques dont il est difficile de prédire l'ordre de grandeur avec précision. Le PdNi reste un alliage jusqu'à présent peu étudié. Les constantes magnétiques caractéristiques sont mal déterminées pour ce métal. Pour tenter de comprendre les cycles hystérétiques que nous avons obtenus, nous proposons une approche très simple. Nous considérons un domaine magnétique possédant une aimantation uniforme et une anisotropie uniaxiale. Nous ne tenons compte que de deux termes principalement dans l'énergie : un terme d'anisotropie qui peut être une anisotropie de forme (champ démagnétisant d'un ellipsoïde allongé) ou une anisotropie cristalline uniaxiale. θ est l'angle de l'aimantation avec l'axe difficile choisi arbitrairement selon Ox. Le second terme d'énergie Zeeman correspond à l'interaction de l'aimantation avec le champ magnétique extérieur. L'énergie magnétique s'écrit :

$$E_{mag} = K_{eff} \cos^2(\theta) - M_S B \cos(\theta - \varphi) \quad (2.2)$$

où $K_{eff} = k_1 + k_2$ et M_S est l'aimantation à saturation pour PdNi. L'angle θ de l'aimantation résultante est la minimisation de l'énergie magnétique du système. Nous utilisons le formalisme développée par Cottet et al. [54] pour des dispositifs à deux réservoirs ferromagnétiques, donnant l'expression de la conductance et du signal de spin MG correspondant dans le cas où les polarisations des électrodes font un angle de θ entre elles. De la minimisation de l'énergie et de l'expression de la conductance totale, nous trouvons la forme de la conductance en fonction du champ magnétique extérieur présentée à la figure 2.13 : A chaque valeur de champ extérieur, l'angle θ qui minimise l'énergie magnétostatique est déterminé.

Nous avons un accord qualitatif entre le modèle et les courbes de basculements hystérétiques pour ce dispositif à deux réservoirs. Ici nous n'avons considéré que l'énergie d'une seule des deux électrodes, considérant que l'effet de l'électrode la plus grosse dominait sur celui de la petite électrode. Le modèle de Stoner-Wohlfart, simple, permet néanmoins de prédire une forme convenable pour $G_{12}(H)$. A présent, il serait intéressant de déterminer plus précisément les différentes contributions énergétiques à l'énergie magnétique de notre système pour ajuster plus finement la théorie à nos résultats expérimentaux.

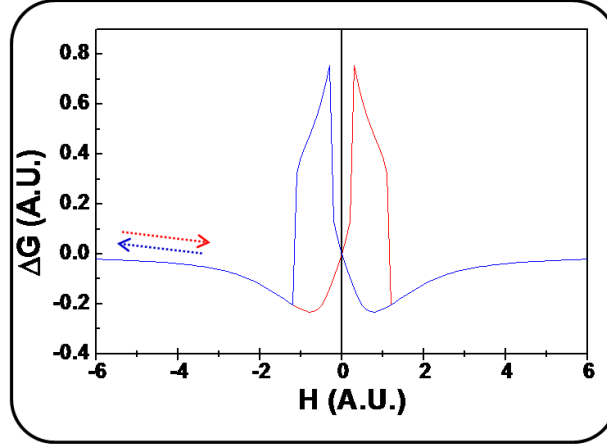


FIGURE 2.13 – Modélisation du basculement hystérétique de la conductance avec le champ magnétique dans le cadre du modèle de Stoner-Wohlfart associé à la théorie développée par Cottet et al. [54].

2.3 Effet Magnéto-Coulomb

L'injection de spin doit être séparée des effets parasites s'y rapprochant. Des effets de magnétorésistance (MR) peuvent être produits par les champs de fuite des électrodes ferromagnétiques, ou encore par un effet magnéto-Coulomb (MC). L'effet du champ de fuite est modélisé dans le chapitre 6(II). Ici nous développerons essentiellement l'effet de MR qui peut être associé à l'effet (MC).

Le changement de polarisation des électrodes ferromagnétiques est induit par un champ magnétique extérieur. Dans un nanotube de carbone, la conductance dépend de la tension de grille.

En ne considérant qu'une seule électrode ferromagnétique polarisée uniquement dans la direction positive, en présence d'un champ magnétique, l'énergie des électrons de spin \uparrow et de spin \downarrow est décalée de l'énergie Zeeman, dans les directions opposées, d'une quantité $\pm g\mu_B H/2$. Et comme dans un métal ferromagnétique, la densité d'état de chaque espèce de spin diffère, un décalage du potentiel chimique $\Delta\mu$ doit être pris en compte pour garder le nombre d'électrons constant. L'expression de la densité d'état dans le métal ferromagnétique de polarisation p s'écrit pour les spin σ : $N_\sigma = N_0(1 + \sigma\eta p)$. Et le décalage de potentiel chimique qui en résulte a pour expression : $\Delta\mu = -pg\mu_B H/2$.

Dans le cas où il y a deux électrodes ferromagnétiques, ceci modifie le profil électrostatique du circuit. Appliquer un champ magnétique extérieur est alors équivalent à changer la tension de grille comme démontré par Ono et al. [55, 56]. La conductance dépend de la tension de grille [12] sous une forme renormalisée : $\tilde{G}(V_G) = G(V_G - C_L\Delta\mu_L/e - C_R\Delta\mu_R/e)$, où R(L) est l'électrode de droite(gauche). Ainsi le balayage du champ magnétique peut induire un signal hystérétique lors du basculement des aimantations, sans qu'il y ait d'injection de spin. L'amplitude du signal induit par l'effet MC est :

$$MR = -\frac{1}{G} \frac{dG}{dV_G} \frac{g\mu_B(p_L C_L H_{cL} + p_R C_R H_{cR})}{eC_G} \quad (2.3)$$

L'expression exacte de G à utiliser dans la MR 2.3 dépend des échelles d'énergie mises en jeu. Cette expression dépend de la dérivée de G , et donc la MR change de signe si G présente des pics de conductance. L'effet MC ne nécessite pas la présence de deux électrodes ferromagnétiques. Au niveau des extrema de conductance en fonction de V_G la MR doit s'annuler.

Jensen et al. [57] ont proposé des dispositifs de type Fe-NT-Au et aucun signal de MR n'a été observé. Pour des contacts (Ga, Mn)As, la MR en présence d'une seule électrode ferromagnétique est de l'ordre de 10% à comparer au signal pour deux électrodes ferromagnétiques qui peut atteindre jusqu'à 150%. Sahoo et al. [?] ont étudié des dispositifs de type PdNi-NT-Pd dans lesquels l'amplitude maximale du signal hystérétique mesurée est de 1.4%. A deux contacts PdNi, le signal peut atteindre 30%. Cet effet MC a donc une amplitude suffisamment faible pour que sa contribution au signal de spin soit négligée.

Dans le graphe 2.12, l'effet magnéto-coulomb ne permet pas de rendre compte du signal de TMR observé. En effet, ce signal MC doit s'annuler à chaque extremum, ce qui n'est pas une tendance systématique observée dans le signal de spin.

Comme une méthode permettant de séparer les effets de MC des effets cohérents et d'accumulation de spin est l'utilisation d'une géométrie non-locale à 4 points.

2.4 Conclusion

Nous avons exploré les propriétés des nanotubes de carbone, particulièrement intéressantes pour le transport quantiquement cohérent. L'implémentation de ces molécules dans des dispositifs hybrides permet notamment d'obtenir des simples et des doubles boîtes quantiques couplés dont les niveaux discrets sont contrôlables par les tensions de grille latérales. Cela suggère la possibilité de fabriquer des multi-boîtes quantiques à base de nanotubes de carbone.

La physique dans les nanotubes de carbone est essentiellement cohérente. Il convient alors d'utiliser le formalisme de Landauer-Büttiker. L'étude d'un dispositif hybride à base de nanotubes de carbone connecté à deux électrodes ferromagnétiques a montré l'existence de régime de type Fabry-Pérot. La mise en évidence d'un comportement de type transistor de spin à effet de champ a été montré. L'utilisation d'un modèle de Stoner-Wohlfarth pour modéliser l'aimantation dans les électrodes ferromagnétiques a permis de rendre compte de façon qualitative de l'hystérésis en champ de la conductance.

Chapitre 3

Fabrication et caractérisation des échantillons, techniques de mesure

Le secret d'une "bonne" expérience dans les nanosciences est un "bon" échantillon. Chaque étape de fabrication des dispositifs, depuis le nettoyage des substrats en silicium jusqu'à la microsoudure des électrodes métalliques à une puce électronique, contribue à la qualité de nos échantillons (des contacts et du nanotube de carbone) et doit être menée avec le plus grand soin.

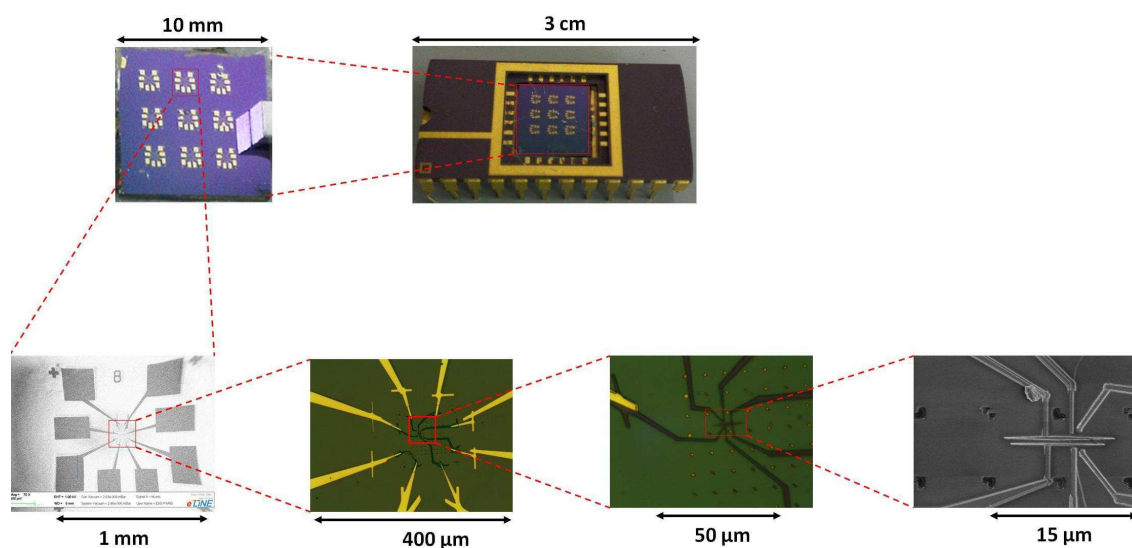


FIGURE 3.1 – Puce de silice avec les neuf zones (photo numérique). La zone 8 est agrandie prise de vue au microscope électronique à balayage (MEB). Puis la zone centrale est elle-même agrandie au microscope optique par deux fois laissant deviner la structure finale prise au MEB.

Dans ce chapitre, nous décrivons les techniques expérimentales qui ont permis de fabriquer et de mesurer nos échantillons. Une fois les échantillons élaborés, nous réalisons une post-sélection suivant la qualité des contacts et de la spectroscopie mesurée.

Les nanotubes de carbone sont très sensibles à leur environnement électrochimique. Il est donc fondamental de travailler dans une atmosphère propre afin d'éviter au mieux le dépôt d'impuretés sur les substrats où croissent les nanotubes de carbone : tout au long de l'élaboration de nos échantillons, nous travaillons dans une salle blanche.

3.1 Fabrication des échantillons

3.1.1 Préparation du substrat

La première étape de fabrication consiste en la découpe avec une pointe diamant de puces carrées ($\sim 8mm \times 8mm$) à partir d'une galette de silicium dopé. L'épaisseur de cette plaque est de $525 \pm 25\mu m$ et est constituée d'une couche de silicium dopé au-dessus laquelle réside une couche de $500 \mu m$ d'oxyde de silicium. La photo d'un des substrats est présentée sur la figure 3.1. Il s'en suit alors le processus de nettoyage des puces découpées. Nous plaçons ces dernières dans un four à plasma sous atmosphère enrichi en oxygène durant 5 min. Ensuite, nous les nettoyons à l'acétone puis à l'isopropanol durant 10 min + 10 min dans un bain à ultra-son. Nous séchons les échantillons au pistolet à azote.

L'étape suivante consiste à venir déposer de façon très localisée le catalyseur qui permettra la croissance de nos nanotubes de carbone. Pour ce faire, nous utilisons les techniques de nanolithographie électronique.

3.1.2 Lithographie électronique

Principe

La lithographie électronique permet d'exposer ou de protéger sélectivement des régions du substrat à un dépôt de catalyseur ou à une évaporation de métal. Pour cela une couche de polymère électrosensible (positive, dans notre cas) est déposée. Durant la lithographie, cette couche est dégradée par un faisceau électronique aux endroits choisis. Dans l'étape de développement, les parties de polymère insolées sont dissoutes. Lors du dépôt de catalyseur ou de l'évaporation de métal, la matière vient se déposer dans les régions vides de polymère. La couche de polymère restante est dissoute dans une dernière étape appelée "lift-off". L'ensemble de ces étapes est décrit dans la figure 3.2.

Dépôt de la résine

La résine électrosensible positive qui est déposée sur le substrat est le polyméthacrylate de méthyle (PMMA). La résine suit la description : *A6 PMMA 950k*.

Plusieurs gouttes de PMMA sont déposées à la surface du substrat de manière à la mouiller au maximum. Le substrat est alors soumis à une accélération de $4000\text{tours}/\text{min}/s$ puis à une rotation de 30s à une vitesse de $4000\text{tours}/\text{min}$ qui ne laisse qu'une fine couche à sa surface. Il est ensuite placé sur une plaque chauffante maintenue à $165^\circ C$ pendant une durée de 20min. La caractérisation de l'épaisseur de la couche au profilomètre donne des valeurs autour de $600nm$.

Dans le cas de dépôt de catalyseur, nous avons choisi de déposer deux couches de PMMA (la première étant cuite pendant 10 min et la deuxième pendant 20 min), et ce, afin de facilité

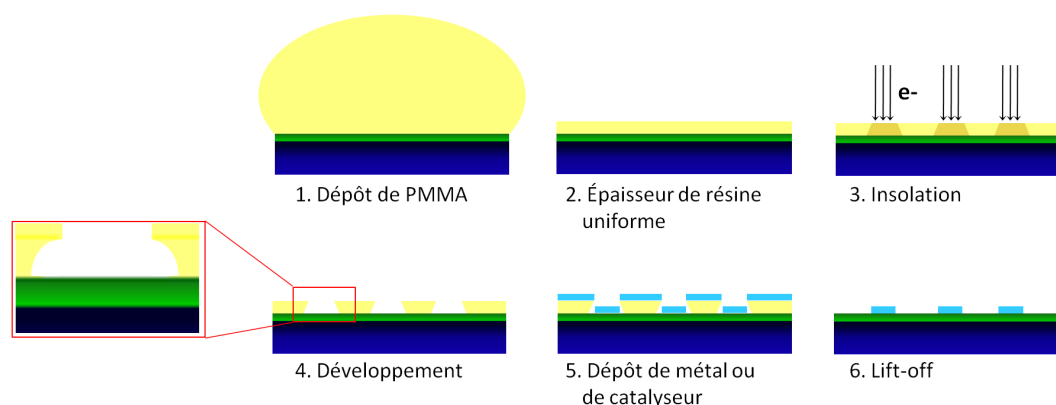


FIGURE 3.2 – Etapes pour parvenir au dépôt localisé de catalyseur ou de métal.

le lift-off.

Lithographie électronique

Les fenêtres sont ensuite ouvertes au Microscope Electronique à Balayage (MEB) : un faisceau d'électron vient frapper la surface du substrat à des endroits présélectionnés à partir de masques dessinés sous le logiciel *Raith eLine*. La tension de travail du MEB est, pour cette étape de lithographie, de $20kV$, pour une ouverture de $10\mu m$ et une distance de travail de $7.7mm$ (le courant est alors de l'ordre de $30pA$). L'écriture sur la résine requiert le réglage du stigmatisme et du focus directement sur l'échantillon en insolant localement la résine jusqu'à obtenir une zone insolée circulaire avec un diamètre de l'ordre de 20 à $30nm$. Les paramètres d'écriture sont :

Pas	$0.024\mu m$
Dose	$300\mu As/cm^2$
facteur de dose	1.2

L'existence d'une rétrodiffusion des électrons à la surface du substrat est à l'origine de "ponts" dans le PMMA comme schématisé sur la figure 3.2(4).

Développement

Le développement se fait ensuite au méthyl isobutyl cétone (MIBK) pendant une durée de $2min$ suivi d'un rinçage à l'IPA. Cette solution de développeur est obtenue à partir d'une solution mère de MIBK-IPA : 1 : 2 diluée dans l'IPA afin d'obtenir une dilution : 1 : 3, soit une concentration de 25% en MIBK. Le résultat du développement est visible sur les images 2 et 3 de la figure 3.5(pour la lithographie des contacts de Pd).

3.1.3 Dépôt localisé de catalyseur, évaporation de métal

Une fois les fenêtres ouvertes dans le PMMA, suivant le stade de fabrication de l'échantillon, deux gouttes de catalyseur à l'aide d'une pipette sont répandues et séchées immédiatement au pistolet à azote, ou bien du métal est évaporé en couche mince sous vide.

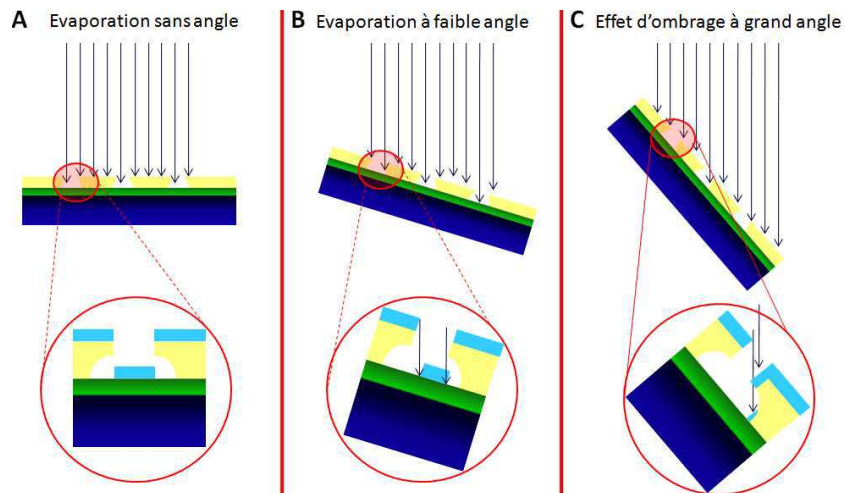


FIGURE 3.3 – Evaporation sous angle : utilisation de l'effet d'ombrage.

Il est possible d'évaporer avec ou sans angle de l'échantillon. Cette technique schématisée à la figure montre que l'existence d'une épaisseur finie de PMMA et de décroches dans ce dernier permettent sélectivement de remplir certaines régions du masque à l'aide des effets d'ombrages. Ceci permet d'évaporer successivement deux métaux (Pd et PdNi) en des régions différentes.

Après avoir évaporé du métal ou déposé du catalyseur sur le substrat, la dernière étape consiste à dissoudre le PMMA restant en plongeant l'échantillon dans un bain d'acétone durant 10 min. Seul le matériau qui aura rempli les fenêtres ouvertes dans le PMMA restera sur le substrat à l'issue de l'ensemble de ces étapes.

3.1.4 La croissance des nanotubes de carbone par dépôt chimique en phase vapeur (CVD)

Pour parvenir à une densité de nanotubes de carbone satisfaisante, des fenêtres de l'ordre de $1 \mu\text{m}^2$ sont ouvertes dans le PMMA sur une zone d'environ $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$ et au niveau des 9 régions présentées sur l'échantillon de la figure 3.1. Le catalyseur dispersé sur la surface de l'échantillon a préalablement été mis dans le bain à ultra-sons pendant 60 min, permettant de bien séparer les nanoparticules de fer (favorisant les SWNT), et a reposé pendant 45 min. Ces étapes permettent d'optimiser la qualité et la densité des nanotubes de carbone.

La recette du catalyseur communément utilisée pour la croissance de nanotubes mono parois est [58] :

$Fe(NO_3)_3 - 9H_2O$	39mg
MoO_2	7.9mg
Al_2O_3	32mg
Méthanol	30mL

Les substrats sont alors placés dans un four à 900°C . La montée en température se fait sous atmosphère de Ar (sous un flux de $1500\text{ml}/\text{min}$). Puis pendant 8min , nous plaçons le système sous un flux de H_2 ($200\text{ml}/\text{min}$) et vient la croissance pendant 10min en additionnant un flux

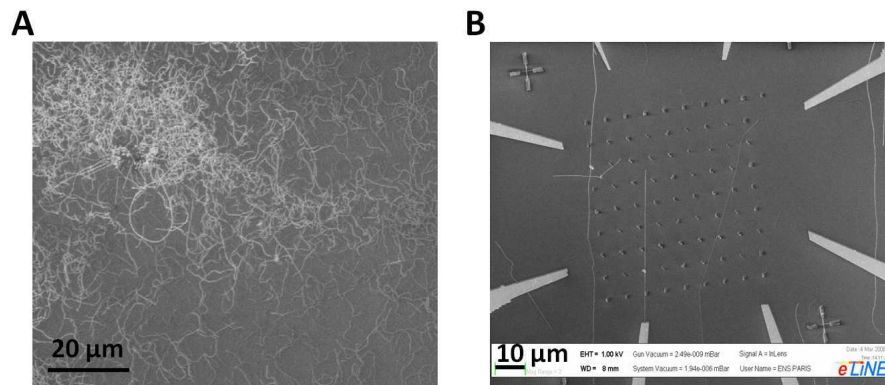


FIGURE 3.4 – **A** : Four à croissance CVD. **B** : Densité trop importante de nanotubes de carbone. **C** : Nanotubes de carbone droits de plus de $100 \mu\text{m}$ de long.

de CH_4 ($1080 \text{ml}/\text{min}$). Les flux de H_2 et de CH_4 sont finalement coupés pour la redescente en température qui se fait sous atmosphère de Ar .

La densité de nanotube peut alors être visualisée au MEB (avec une tension de travail de 1 kV), et le diamètre des nanotubes de carbone mono-paroi de l'ordre de $\lesssim 1 \text{nm}$, peut être mesurée au microscope à force atomique (AFM) lequel est sensible à la hauteur.

La croissance CVD permet d'obtenir préférentiellement des nanotubes mono parois (SWNT) dont le diamètre est de l'ordre de $1 \mu\text{m}$. Ces derniers sont plutôt longs et droits comme ceux de la figure 3.4B.

3.1.5 Localisation des nanotubes de carbone et contacts

L'étape suivante consiste en la réalisation d'une structure électronique en or (plots de pré-contacts), connectable avec une microsoudéuse, et en la localisation précise des nanotubes qui peuvent nous intéresser. Pour cela, nous avons dessiné un premier masque identique pour

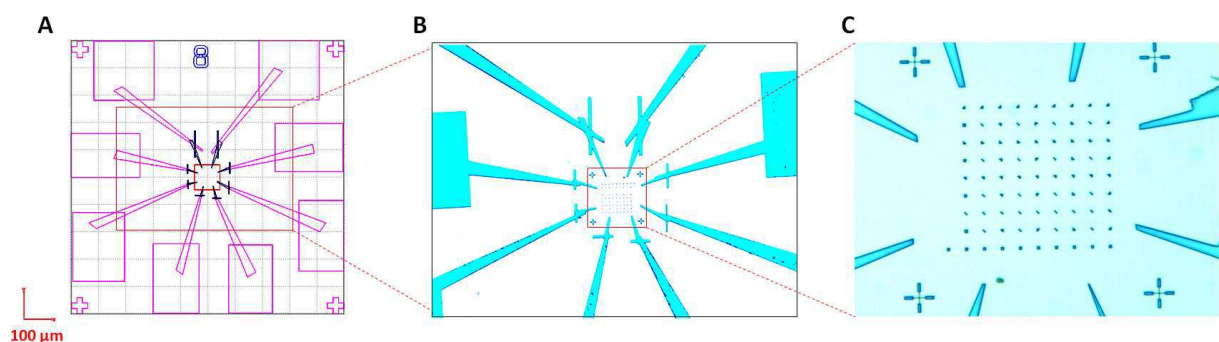


FIGURE 3.5 – **A** : Masque des pré-contacts. **B** & **C** : Pré-contacts et Marques d'alignement. Résultat après le développement de la gravure sur la résine au MEB.

les neuf zones, possédant des plots de l'ordre de $250 \times 250 \mu\text{m}^2$, et des petites lignes de taille

micrométrique, proches de la zone où se trouvent les nanotubes, présentées sur la figure. Nous ajoutons des marques d'alignements. Ces dernières sont une séquence unique de motifs qui permettent de déterminer très précisément (à quelques nm près) et de façon unique la position des nanotubes que nous souhaitons connecter. Les plots de pré-contact et les marques d'alignement sont réalisés par lithographie électronique et par évaporation sous vide Cr/Or : le chrome est une couche d'accroche de $2 \sim 3nm$ d'épaisseur recouverte par une couche d'Or de $50 \sim 70nm$ d'épaisseur sur laquelle est réalisée la microsoudure.

Une fois la localisation des nanotubes de carbone effectuée, les dessins des contacts Pd et PdNi sont réalisés.

3.1.6 Contacts Pd et PdNi : Techniques de Dépôt de couches minces sous ultravide

Dans le cas de nos échantillons, nous réalisons deux étapes d'évaporation sous ultravide. La première étape est une évaporation sous un angle de $\sim 40^\circ$ (illustrée figure 3.3) du métal ferromagnétique PdNi d'une épaisseur de $45nm$ uniquement au niveau des deux électrodes pointues. La seconde étape est une évaporation sans angle de Pd pur sur la couche de PdNi (pour éviter son oxydation) et dans le reste du masque d'une épaisseur de $70nm$. La pression de base est de l'ordre de quelques $10^{-9}mbar$, la pression d'évaporation est de $5.10^{-8}mbar$, et le taux d'évaporation est de $2 - 3\text{\AA}/s$. Le mélange pour notre PdNi est le suivant : $m_{Ni} = 5.86g$ et $m_{Pd} = 3.52g$ menant à une concentration de 25 % atomique de Pd ($Pd_{0.25}Ni_{0.75}$). Les longueurs caractéristiques des électrodes au contact du nanotube de carbone sont les

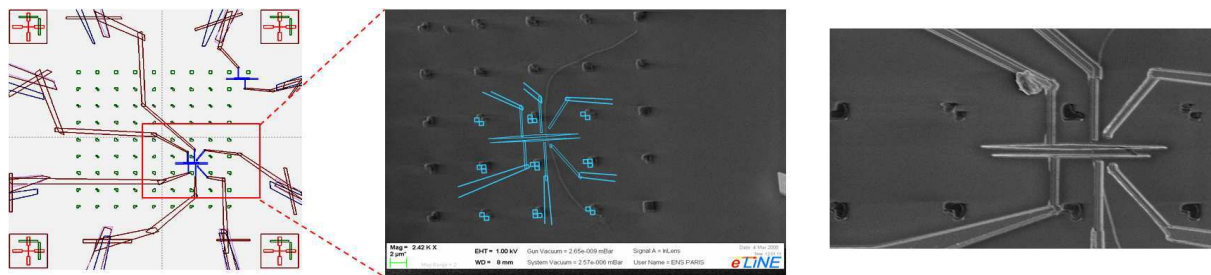


FIGURE 3.6 – **A** : Masque des contacts. **B** : Positions des contacts que nous avons dessiné sur le nanotube **C** : Image au MEB des contacts obtenus après évaporation.

suivantes : la grosse électrode ferromagnétique a une longueur de $1\mu m$ pour une largeur de $\sim 200 - 250nm$. La petite électrode ferromagnétique a une longueur de $1\mu m$ également, mais une largeur de $\sim 100 - 150nm$ environ. Ces deux électrodes sont séparées d'une distance de $300nm$. Les électrodes normales au Pd ont une largeur de $200nm$ et sont toujours disposées perpendiculairement au grand axe des électrodes ferromagnétiques. Ceci permet d'effectuer l'évaporation à un angle d'environ $\sim 40^\circ$ lorsque l'épaisseur du PMMA déposée est de l'ordre de $500nm - 700nm$.

3.2 Techniques de mesures

3.2.1 Un dispositif mesurable

La dernière étape délicate avant la mesure de l'échantillon réside dans la microsoudure. Une fois la lithographie fine des contacts réalisée, le substrat en silice est collé avec de la laque à l'argent sur une puce, présentée à la figure 3.1. Cette puce possède des plots en or et des pattes qui peuvent directement être insérés sur la canne de mesure. A chacune des étapes de microsoudure, nous prenons grand soin d'être en permanence connectés à la masse pour éviter tout choc électrostatique fatal au nanotube de carbone. A l'aide d'un fil en aluminium de $25\mu m$ de diamètre, nous réalisons les connexions entre les gros plots présents sur les zones de l'échantillon et les plots en or présents sur la puce. Une fois la microsoudure réalisée, nous mettons l'échantillon dans le cryostat à $[4]He$ à chaud pour effectuer les premiers tests de post-sélection, et pour les échantillons survivants, nous abaissons la température pour les caractériser à 4.2 K.

3.2.2 Description générale de la mesure

Le schéma du circuit de mesure est présentée à la figure 3.7. Au centre se situe le dispositif, l'image a été prise au MEB. Ici il s'agit d'un dispositif de type N-F-F-N présenté au chapitre 5 : un nanotube de carbone est connecté à deux électrodes ferromagnétiques au PdNi entourées par deux électrodes normales de Pd et chacun des trois contacts est contrôlable indépendamment par l'ajout de deux électrodes de grilles latérales supplémentaires. Nous pouvons polariser les contacts source-drain mis en évidence en rouge et jaune respectivement sur la figure 3.7, ainsi que les électrodes de grilles latérales (en vert) par des câbles coaxiaux dissipatifs présentés en traits noirs sur la figure. La résistance des câbles coaxiaux qui descendent dans la canne de mesure jusqu'à froid ont une résistance de $20\ \Omega$. Quatre générateurs de tension permettent de fixer la tension DC et la tension de grille. En sortie du générateur de tension dédié à l'électrode source (en rouge), un diviseur de tension ayant un facteur d'environ $1/1000$ permet de travailler avec des pas de l'ordre de quelques dizaines de μV . La conductance différentielle locale est mesurée en appliquant une faible tension sinusoïdale V_{AC} . Nous mesurons sur la détection synchrone qui a généré le signal de tension alternative, la tension aux bornes de l'électrode drain (en jaune), laquelle est directement proportionnelle au courant alternatif circulant dans le nanotube. Un convertisseur courant-tension (fabriqué au laboratoire) en sortie du même contact permettent de convertir le courant en tension avec un gain de 10^6 .

La tension non locale est mesurée aux bornes des deux autres électrodes surlignées en bleu. Un amplificateur de tension, également fabriqué dans le laboratoire et possédant un gain de 10^3 , est placé en sortie des deux contacts. Le signal est ensuite récupéré par une seconde détection synchrone, laquelle est asservie à la première détection synchrone source de la tension alternative V_{AC} .

Le système de mesure permet de détecter des signaux très faibles à une fréquence de $77Hz$: les courants les plus faibles détectables, compte tenu de la stabilité de l'échantillon, sont de l'ordre de $1pA$ et pour la tension de l'ordre de $0.1\mu V$.

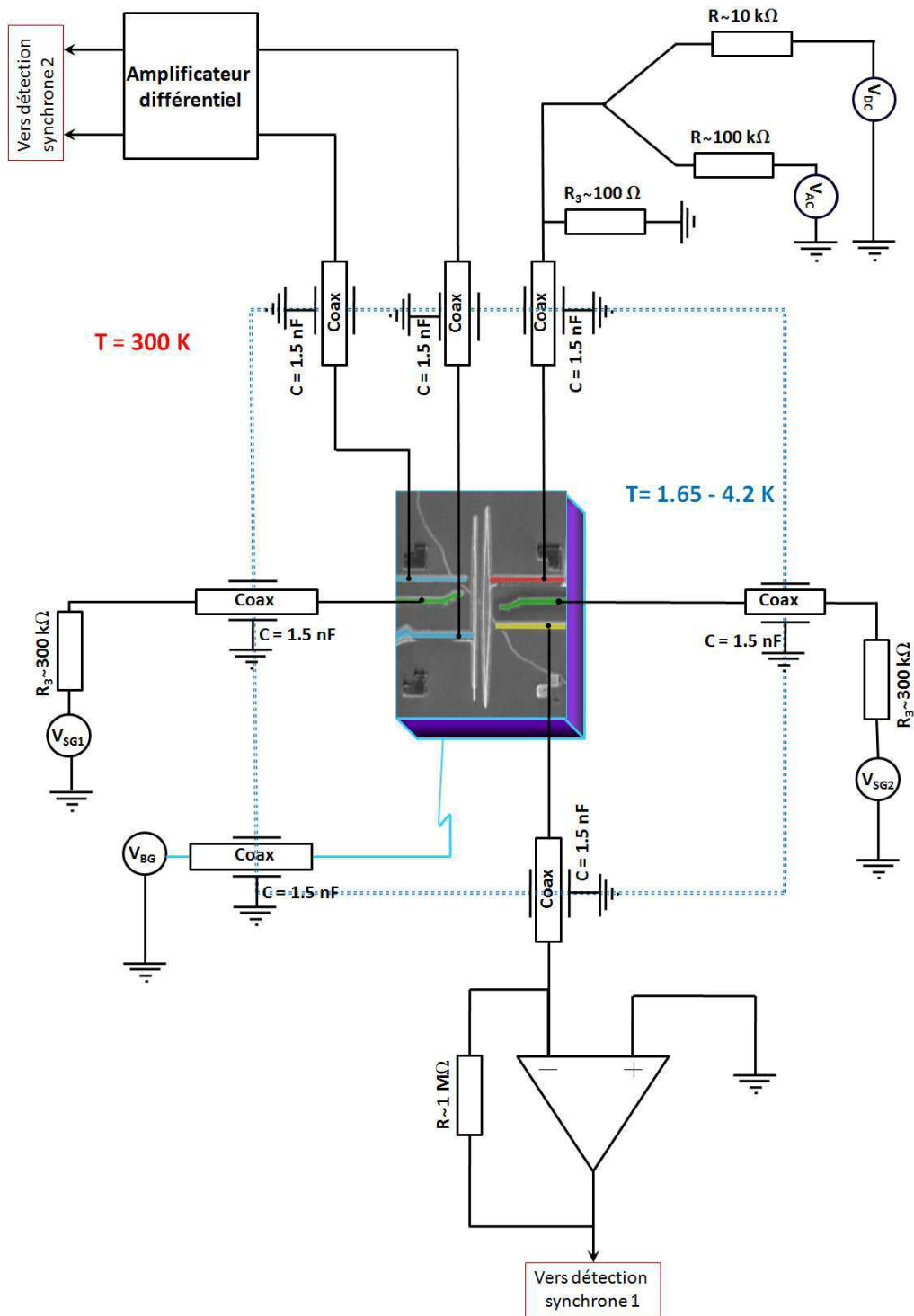


FIGURE 3.7 – Schéma électrique de mesure des dispositifs

3.3 Caractérisation MFM des échantillons

Histoire magnétique des électrodes ferromagnétiques en présence d'un champ magnétique extérieur.

Nous avons sondé les propriétés magnétiques de nos échantillons à température ambiante à l'aide d'un microscope à force magnétique (MFM). Ceci a été réalisé avec l'aide de J.-Y. Chauleau, de S. Rohart et de A. Thiaville au LPS à Orsay.

Les images MFM présentées aux figures 3.8 et 3.9, ont montré que l'aimantation est dans le plan des couches et perpendiculaire au grand axe des électrodes. Une structure en bande des domaines a été observée. Différents champ magnétiques extérieurs ont été appliqués pour observer l'évolution des domaines magnétiques. L'histoire magnétique est présentée à la figure 3.8. L'échantillon est préalablement vierge de tout champ magnétique extérieur, indiqué par la flèche DEPART sur la figure 3.8. Nous désignons domaines noirs, les domaines magnétiques dont l'aimantation pointe depuis la petite électrode vers la grosse électrode et inversement pour les domaines blancs. Nous observons des domaines noirs et blancs régulièrement espacés avec une taille caractéristique de l'ordre de $0.2\mu m$. Puis, nous appliquons un champ magnétique selon l'axe de facile aimantation (H_y). A mesure que le champ extérieur est augmenté, les domaines magnétiques tendent à s'aligner sur le champ H_y et une croissance de la taille des domaines noirs est observée jusqu'à atteindre à 25 mT, un domaine noir de 450 nm de large. Lorsque le champ H_y est ramené à 0 mT, trois domaines magnétiques noirs se précisent dont la taille caractéristique reste de l'ordre de 400 à 450 nm. A $H_y = 0mT$, il est à nouveau possible d'observer clairement l'alternance des domaines blancs et des domaines noirs. Cela provient d'un effet de la pointe magnétique a préalablement basculé.

Lorsque nous balayons le champ magnétique H selon l'axe perpendiculaire à l'axe de facile aimantation (H_x), nous observons un mélange net des domaines. Il est difficile de définir la taille de ces derniers. L'aimantation des domaines pointe dans des directions aléatoires.

Lorsque le champ est à nouveau balayé selon H_y (avec $H_x = 0$) mais dans le sens opposé, nous observons à mesure que le champ est augmenté, l'apparition d'un seul domaine magnétique de $1.75\mu m$ qui reste présent à champ nul. A $25mT$ les domaines magnétiques de la plus grosse électrode sont alignés. Les domaines magnétiques de la plus petite électrode suivent le même comportement, mais la taille caractéristique des domaines les plus gros est de l'ordre de $450nm$. Remarquons que l'orientation de l'aimantation ne semble pas avoir changé alors que le champ magnétique extérieur a changé de sens. Nous imputons ceci à la pointe du MFM qui aurait changé de polarité lors du renversement du champ magnétique extérieur.

Modèle de Stoner-Wohlfarth

Le modèle de Stoner-Wohlfarth, développée dans les années 50 [59] permet d'expliquer à température nulle l'existence d'un cycle hystérétique d'une particule monodomaine possédant une aimantation. L'énergie d'une telle particule fait intervenir à la fois un terme d'anisotropie (cristalline uniaxiale ou de forme) et un terme d'interaction avec un champ magnétique extérieur. La minimisation de l'énergie magnétique en fonction de l'angle de l'aimantation avec la direction de difficile aimantation, conduit naturellement à l'existence d'un cycle hystérétique de l'aimantation en fonction du champ magnétique extérieur.

La décomposition d'un matériau ferromagnétique en domaines de Weiss permet la diminution de l'énergie magnétostatique du système à mesure que cette décomposition est

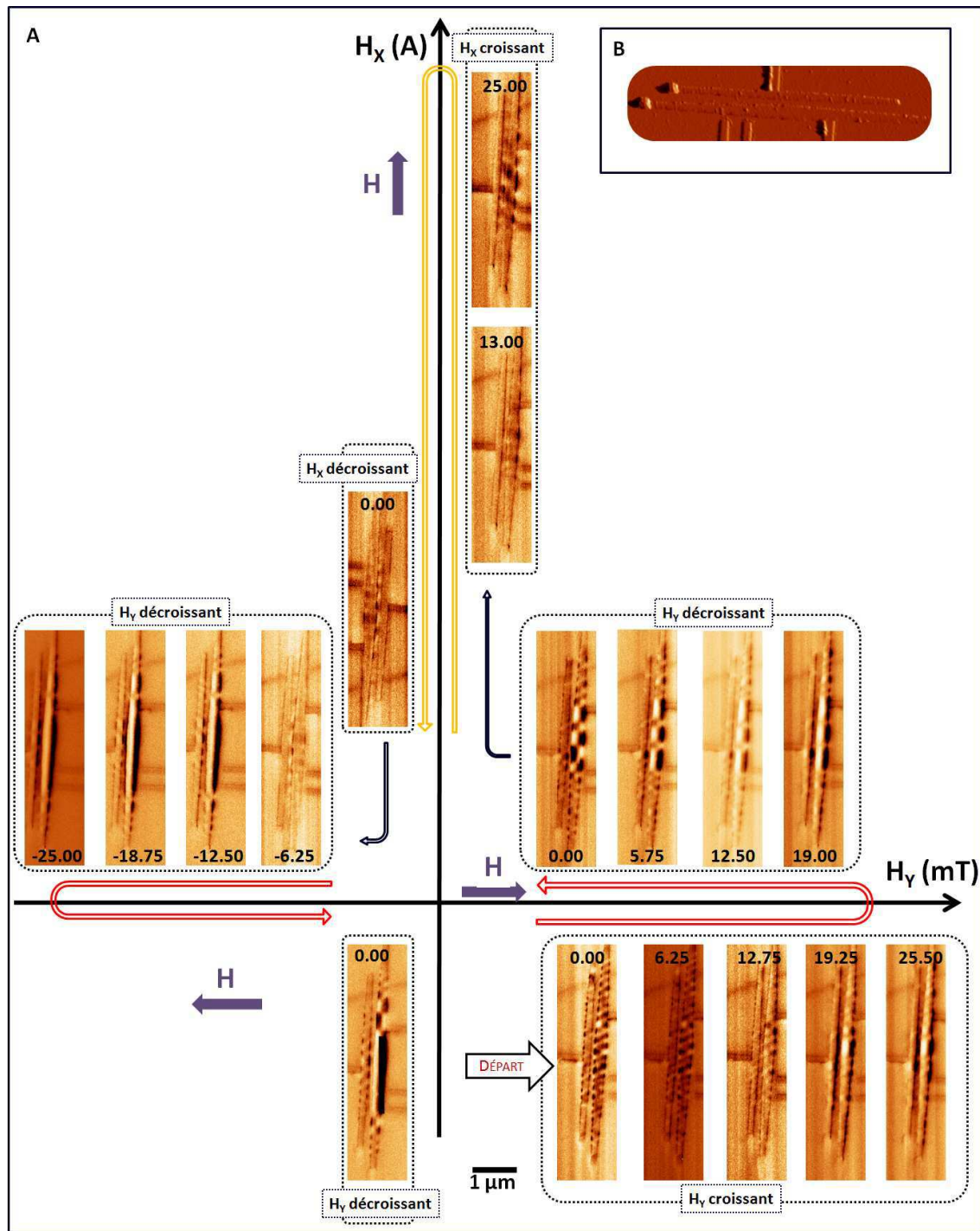


FIGURE 3.8 – **A** : Histoire magnétique au MFM des électrodes ferromagnétiques PdNi lorsque l'on applique une champ magnétique extérieur selon l'axe de facile aimantation (y) ou perpendiculairement à ce même axe (x). **B** : Image AFM des deux électrodes ferromagnétiques.

fine. Les domaines ne peuvent pas avoir une taille infiniment petite car des effets entrent en compétition. La création de domaines s'accompagne de la création de parois (pour minimiser l'énergie d'échange liée à l'interaction entre atomes voisins de spin opposés), laquelle augmente l'énergie d'anisotropie cristalline (due à la présence de moments magnétiques non orientés suivant l'axe de facile aimantation). La décomposition en domaine la plus favorable est le résultat d'une minimisation de tous les effets en compétition.

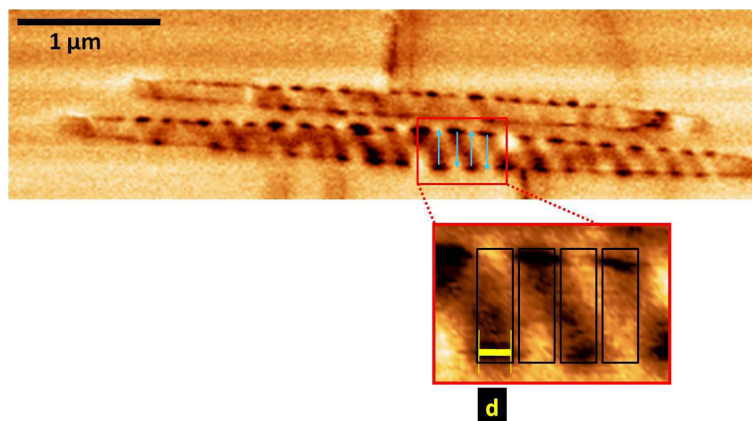


FIGURE 3.9 – Image MFM de deux contacts ferromagnétiques sur un échantillon vierge en champ nul. Structure en bande des domaines avec une alternance de la direction de l'aimantation vers une face puis vers l'autre mis en évidence ici par la présence de tâches noires et blanches indiquant le changement de polarité. Les domaines ont une taille caractéristique moyenne de l'ordre de $d_1 = 0.2\mu m$.

Les couches minces que nous fabriquons ont plusieurs domaines et possèdent une anisotropie cristalline uniaxiale avec une aimantation résultante transverse, dans le plan des couches. La direction d'équilibre est donnée par la minimisation de l'énergie totale dont l'expression fait intervenir l'énergie Zeeman E_H , l'énergie démagnétisante E_d , l'énergie magnétocristalline E_{mc} , l'énergie magnétoélastique E_{me} , et l'énergie de paroi E_p où :

$$E = E_H + E_d + E_{mc} + E_{me} \quad (3.1)$$

La compétition entre ces effets est très délicate à déterminer. Le PdNi présente des propriétés étonnantes suivant son épaisseur et la largeur des couches : structure en domaines, présence de vortex ou encore structure en rubans. Il constitue un alliage intéressant pour l'étude du micromagnétisme.

Chapitre 4

Théorie du transport de spin cohérent à plusieurs électrodes

Ce travail a fait l'objet de publication [60]. Dans les conducteurs quantiquement cohérents, les fonctions d'onde électronique sont a priori délocalisées. Cette cohérence orbitale est particulièrement présente dans les effets non-locaux de transport.

Malgré l'intérêt grandissant porté sur le contrôle et la manipulation du degré de liberté de spin dans la nano physique aujourd'hui, de tels phénomènes n'ont pas été mis en évidence lorsque le spin de l'électron est en jeu, i.e. dans le cas non-dégénéré en spin. Le spin de l'électron n'a que rarement été considéré. Des signaux de spin non-locaux ont été étudiés de manière très approfondie dans des conducteurs métalliques multi-canal [[61], [26], [27], [62]], dans les semi-conducteurs [28], et dans le graphène [63], mais uniquement dans le régime diffusif incohérent multi-canal. Dans ce contexte, il a été montré qu'une accumulation de spin hors équilibre induite par un contact ferromagnétique dans un conducteur donné peut être détectée sous forme d'une tension à l'interface entre le conducteur et une autre électrode ferromagnétique.

Les nanotubes de carbone sont des candidats idéaux pour observer un comportement des électrons qui soit non-local, dépendant du spin et cohérent. En effet, le transport dans les nanotubes de carbone peut atteindre un régime balistique à peu de canaux, comme cela a été montré par les observations de motifs de type interféromètre Fabry-Pérot électronique par Liang et al. [64] notamment. De plus, l'injection de spin a été mise en évidence dans plusieurs expériences récentes [12]. Enfin, les signaux de tension non-locaux ont été observés dans des nanotubes de carbone connectés à quatre électrodes normales [31], suggérant que les électrons peuvent se propager dans les tronçons de nanotube sous les contacts. L'étude du transport de spin non-local dans les nanotubes de carbone a récemment fait l'objet d'efforts expérimentaux particuliers. Cependant, une approche théorique de ce problème manque encore. Quelques questionnements majeurs peuvent être soulevés comme : quelles sont les signatures du transport des électrons dans un nano conducteur qui soit non-local et dépendant du spin, et jusqu'à quel point ces signatures sont spécifiques du régime cohérent avec peu de canaux de conduction.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons aux aspects théoriques de la cohérence quantique dans les effets non-locaux dépendant du spin. Pour cela, nous calculons le transport cohérent dans un nanotube de carbone connecté à quatre électrodes métalliques dont deux

ferromagnétiques, à l'aide de la théorie de la diffusion quantique. Nous modélisons le transport à travers un nanotube de carbone connecté à deux électrodes métalliques normales et deux électrodes ferromagnétiques polarisées dans des directions colinéaires. Deux contacts sont utilisés comme électrodes source-drain pour permettre de définir la conductance locale G_{12}^c et deux autres sont utilisés comme sondes de tension non-locale. Dans cette géométrie, le transport de charge se fait entre les électrodes source et drain. Entre les électrodes sondes de tension, il n'y a pas de courant qui circule, et les sondes de tension sont placées en dehors du trajet du courant.

Nous considérons deux types de dispositif qui diffèrent uniquement de part la position des deux électrodes ferromagnétiques. Le dispositif A, présenté à la figure 5.1A et noté N-F-F-N, correspond à deux électrodes centrales ferromagnétiques et à deux électrodes normales de part et d'autre. Cette géométrie est proche de celle proposée pour les premières mesures non-locales de Johnson et Silsbee [3]. Le dispositif B, figure 5.1B, noté N-N-F-F correspond à deux électrodes normales à une extrémité et deux électrodes ferromagnétiques à l'autre extrémité du nanotube de carbone et n'a pas été étudié expérimentalement jusqu'à présent.

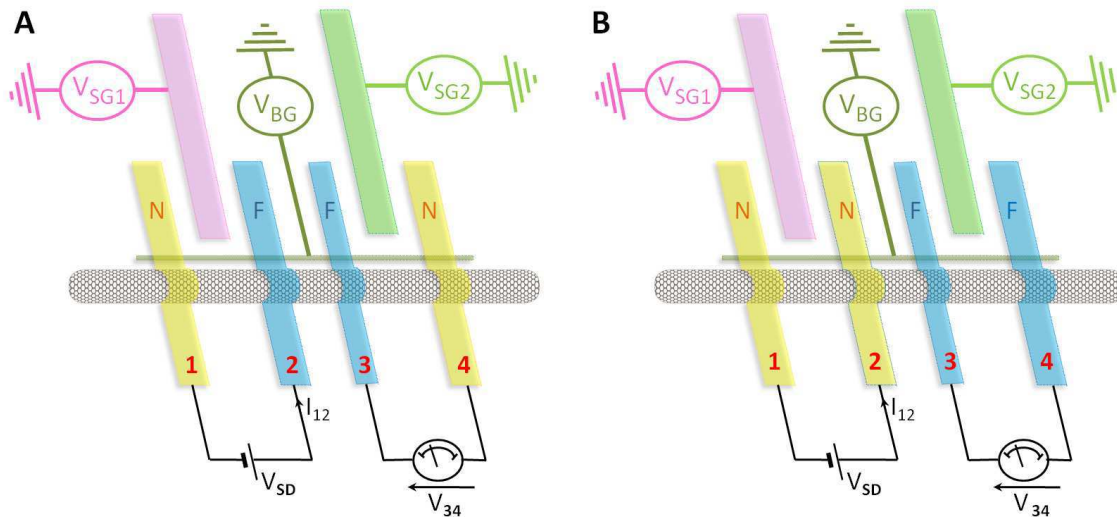


FIGURE 4.1 – Dispositifs que nous modélisons dans le régime de transport cohérent à quatre canaux de conduction. **A** : les électrodes centrales sont ferromagnétiques, dispositif N-F-F-N. **B** : les électrodes ferromagnétiques sont à une extrémité du fil balistique, la tension non-locale V_{34}^c est mesurée entre ces dernières. La conductance G_{12}^c est mesurée entre les électrodes normales situées à l'autre extrémité du fil balistique, dispositif N-N-F-F.

Les nanotubes de carbone mono-paroi possèdent quatre canaux (dégénérescence orbitale K , K' et dégénérescence de spin). Le nanotube est modélisé par un fil balistique à quatre canaux de conduction. Nous modélisons le transport dans ce dispositif dans un régime cohérent sans interaction. Ce régime est souvent observé dans les dispositifs hybrides à base de nanotubes de carbone [[64, 19]. Et nous supposons que le transport *conserve une partie de sa cohérence* lors du passage *sous les contacts*.

Pour étudier l'effet des contacts sur le transport (qui doit rester cohérent), nous introduisons des matrices de diffusion équivalentes pour les contacts normaux et ferromagnétiques.

Dans une première partie nous allons présenter les matrices de diffusion utilisées pour modéliser le transport dans notre dispositif dans le cadre du formalisme de Landauer-Büttiker. Puis nous présenterons les spécificités du régime cohérent à peu de canaux de conduction. Nous examinerons la limite cohérente multi-canal et la limite diffusive incohérente multi-canal. Enfin, nous utiliserons un modèle à 3D du transport dans la limite diffusive incohérente multi-canal.

4.1 Modélisation du problème en terme de matrice de diffusion

Dans le dispositif, il y a deux contacts centraux et deux contacts aux extrémités. Les contacts centraux sont à trois entrées, ils sont modélisés par des matrices de diffusion 3×3 . Les contacts aux extrémités sont à 2 entrées (l'effet du tronçon de nanotube présent après les contacts peut être pris en compte dans une matrice de diffusion 2×2 effective sans perte de généralité). La dépendance en spin des contacts ferromagnétiques intervient dans la paramétrisation choisie.

Nous voulons étudier à la fois le dispositif A et B. Par souci de simplicité, nous traitons dans un premier temps le cas général où toutes les électrodes sont ferromagnétiques, et nous les différencierons ensuite.

En premier lieu, nous déterminons la matrice de diffusion totale du système. Nous introduisons les notations suivantes : l'indice j désigne un contact ($j \in [1 : 4]$), l'indice p désigne le canal orbital considéré ($p \in \{K, K'\}$), l'indice σ désigne l'orientation de spin considéré ($\sigma \in \{\uparrow, \downarrow\}$), l'indice $m=(p, \sigma)$ désigne le canal considéré parmi ces 4 canaux. Il est possible de montrer que la matrice équivalente d'un contact central ($j \in [2 : 3]$) symétrique, tenant compte de la conservation du spin (imposant l'invariance par transposition de la matrice de diffusion) a la forme suivante :

$$S^{(3)} = \begin{pmatrix} r''_{jm} & u_{jm} & v'_{jm} \\ u'_{jm} & r_{jm} & t'_{jm} \\ v_{jm} & t_{jm} & r'_{jm} \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

avec $t_{jm} = t'_{jm}$, $r_{jm} = r'_{jm}$ et $u_{jm} = u'_{jm} = v_{jm} = v'_{jm}$, et où la paramétrisation suivante a été choisie¹ :

$$u_{jm} = \sqrt{1 - |r_{jm}|^2 - |t_{jm}|^2} e^{i(\varphi_{j,p}^U + \frac{\sigma}{2} \Delta\varphi_{j,p}^U)} \quad (4.2)$$

$$t_{j(p,\sigma)} = \sqrt{T_{j,p}(1 + \sigma P_{j,p})} e^{i(\varphi_{j,p}^T + \frac{\sigma}{2} \Delta\varphi_{j,p}^T)} \quad (4.3)$$

$$r_{j(p,\sigma)} = [\sqrt{1 - |t_{j(p,\sigma)} \sin[\phi_{j(p,\sigma)}]|^2} + |t_{j(p,\sigma)}| \cos[\phi_{j(p,\sigma)}]] e^{i(\varphi_{j,p}^R + \frac{\sigma}{2} \Delta\varphi_{j,p}^R)} \quad (4.4)$$

$$r''_{jm} = -\sqrt{1 - 2|u_{jm}|^2} e^{i \arg[(u_{jm})^2 / (r_{jm} + t_{jm})]} \quad (4.5)$$

avec

$$\phi_{j(p,\sigma)} = \varphi_{j,p}^R - \varphi_{j,p}^T + \frac{\sigma}{2} (\Delta\varphi_{j,p}^R - \Delta\varphi_{j,p}^T)$$

1. Par souci de simplicité, nous avons omis la phase globale qui n'intervient pas dans les grandeurs physiques calculées.

La condition d'unitarité impose les contraintes suivantes : $0 \leq T_{j,p}(1 + \sigma P_{j,p}) \leq 1$ et $\pi/2 \leq \phi_j^m[2\pi] \leq 3\pi/2$.

Ce qui implique que : $0 \leq |t_{jm}|^2 \leq 1$, $0 \leq |r_{jm}|^2 \leq 1$ et $0 \leq |u_{jm}|^2 \leq 1/2$.

La forme la plus générale de la matrice de diffusion équivalente au contact à deux entrées ($j \in \{1, 4\}$) respectant la condition d'unitarité est la suivante :

$$S^{(2)} = \begin{pmatrix} r_{j(p,\sigma)} & t'_{j(p,\sigma)} \\ t_{j(p,\sigma)} & r'_{j(p,\sigma)} \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

où :

$$|t_{j(p,\sigma)}| = |t'_{j(p,\sigma)}| = \sqrt{T_{j,p}(1 + \sigma P_{j,p})} \quad (4.7)$$

$$r_{j(p,\sigma)} = \sqrt{1 - T_{j,p}(1 + \sigma P_{j,p})} e^{c_p \varphi_j^R + \frac{\sigma}{2} \Delta \varphi_{j,p}^R} \quad (4.8)$$

$$\Pi = \varphi_{r_{j(p,\sigma)}} + \varphi_{r'_{j(p,\sigma)}} - \varphi_{t_{j(p,\sigma)}} - \varphi_{t'_{j(p,\sigma)}} \quad (4.9)$$

avec $c_{K(K')} = \pm 1$.

Dans la paramétrisation choisie, nous avons introduit un terme $\Delta \varphi_{j,p}^{R(T)}$ qui permet de prendre en compte la dépendance en spin du déphasage de l'onde électronique lors des réflexions aux interfaces ferromagnétiques (SDIPS), terme affectant le transport dans les vanes de spin cohérentes, montré notamment par Sahoo et al. [?] et Hauptmann et al. [25]. Les probabilités de transmission des barrières tunnel $|t_{jm}|^2$ dépendent de la polarisation de spin avec le paramètre $P_{j,p}$ ($j \in [1; 4]$). La SDIPS, du fait de la contrainte d'unitarité, agit également sur l'amplitude de transmission $|t_{jm}|^2$ et de réflexion $|r_{jm}|^2$ des contacts centraux 2 et 3.

Lorsque l'onde électronique se propage librement dans une section de nanotube entre le contact j et le contact k, elle acquiert un déphasage δ_{jk} , lequel peut être contrôlé électrostatiquement par la grille locale correspondante [32]. La matrice de diffusion équivalente d'une section de nanotube jk est :

$$S^{(NT)} = \begin{pmatrix} 0 & e^{i\delta_{jk}} \\ e^{i\delta_{jk}} & 0 \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

L'ensemble des paramètres est représenté sur la figure 4.2. Pour obtenir la matrice de diffusion totale équivalente au système, il faut faire la composition suivante :

$$S^{tot} = S_1^{(2)} \otimes S_{12}^{(NT)} \otimes S_2^{(3)} \otimes S_{23}^{(NT)} \otimes S_3^{(3)} \otimes S_{34}^{(NT)} \otimes S_4^{(2)} \quad (4.11)$$

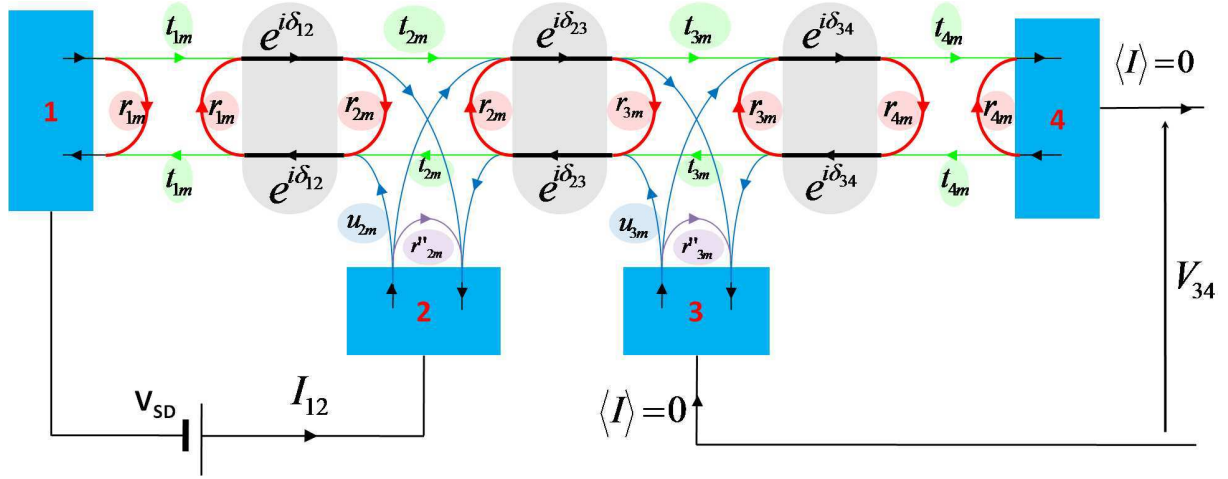


FIGURE 4.2 – Schéma représentant les notations utilisées pour les amplitudes de diffusion du canal m dans les dispositifs (a) et (b). Les rectangles bleus représentent les différentes électrodes, les parties ovales grisées représentent les différentes sections de nanotube entre les électrodes. La différence de phase acquise par les électrons lors de leur propagation dans le nanotube entre les contacts i et j est notée δ_{ij} . Nous utilisons $\delta_{ij} = \delta_{ji}$, en conservant $t_{jm} \neq t'_{jm}$, $u_{jm} \neq u'_{jm}$ et $v_{jm} \neq v'_{jm}$ pour une plus grande transparence du calcul.

Nous présentons ici les coefficients de S^{tot} qui interviendront par la suite :

$$|S_{41}^m| = |D_m^{-1} t_{1m} t_{2m} t_{3m} t_{4m}| \quad (4.12)$$

$$|S_{31}^m| = |D_m^{-1} t_{1m} t_{2m} |u'_{3m} + r_{4m} (t_{3m} v'_{3m} - r'_{3m} u'_{3m}) e^{i2\delta_{34}}| \quad (4.13)$$

$$|S_{42}^m| = |D_m^{-1} t_{3m} t_{4m} |v_{2m} + r_{1m} (t_{2m} u_{2m} - r_{2m} v_{2m}) e^{i2\delta_{12}}| \quad (4.14)$$

$$S_{32}^m = S_{31}^m S_{42}^m / S_{41}^m \quad (4.15)$$

$$|S_{34}^m| = |D_m^{-1} t'_{4m} |v'_{3m} (1 - r_{1m} r_{2m} e^{i2\delta_{12}}) + e^{i2\delta_{23}} (r'_{2m} + r_{1m} e^{i2\delta_{12}} [t_{2m} t'_{2m} - r_{2m} r'_{2m}]) \times (t'_{3m} u'_{3m} - r_{3m} v'_{3m})| \quad (4.16)$$

$$|S_{43}^m| = |D_m^{-1} t_{4m} |v_{3m} [1 - r_{1m} r_{2m} e^{i2\delta_{12}}] + e^{i2\delta_{23}} [r'_{2m} + r_{1m} e^{i2\delta_{12}} (t_{2m} t'_{2m} - r_{2m} r'_{2m})] \times [t_{3m} u_{3m} - r_{3m} v_{3m}]| \quad (4.17)$$

$$|S_{14}^m| = |D_m^{-1} t'_{1m} t'_{2m} t'_{3m} t'_{4m}| \quad (4.18)$$

$$|S_{13}^m| = |D_m^{-1} t'_{1m} t'_{2m} |u_{3m} + r_{4m} e^{i2\delta_{34}} (t'_{3m} v_{3m} - r'_{3m} u_{3m})| \quad (4.19)$$

$$S_{11}^m - r'_{1m} = D_m^{-1} t_{1m} t'_{1m} e^{i2\delta_{12}} \{ r_{2m} (1 - r'_{3m} r_{4m} e^{i2\delta_{34}}) + e^{i2\delta_{23}} [r_{3m} + r_{4m} e^{i2\delta_{34}} (t_{3m} t'_{3m} - r_{3m} r'_{3m})] [t_{2m} t'_{2m} - r_{2m} r'_{2m}] \} \quad (4.20)$$

avec l'expression suivante du dénominateur :

$$\begin{aligned}
D_m = & \left[\left(1 - r_{1m}r_{2m}e^{i2\delta_{12}}\right) \left(1 - r'_{2m}r_{3m}e^{i2\delta_{23}}\right) \left(1 - r'_{3m}r_{4m}e^{i2\delta_{34}}\right) \right] \\
& - t_{2m}t'_{2m}r_{1m}r_{3m} \left(1 - r'_{3m}r_{4m}e^{i2\delta_{34}}\right) e^{i2(\delta_{12}+\delta_{23})} \\
& - t_{3m}t'_{3m}r'_{2m}r_{4m} \left(1 - r_{1m}r_{2m}e^{i2\delta_{12}}\right) e^{i2(\delta_{23}+\delta_{34})} - t_{2m}t'_{2m}t_{3m}t'_{3m}r_{1m}r_{4m}e^{i2(\delta_{12}+\delta_{23}+\delta_{34})}
\end{aligned} \tag{4.21}$$

Dans l'expression du dénominateur, il est possible d'identifier des termes de réflexions multiples de type $(1 - r_{jm}r_{km}e^{i2\delta_{jk}})$ (pour une section de nanotube entre le contact j et k) analogues à ceux observés dans les systèmes double barrière que nous avons vus aux chapitres précédents. Les différents termes de D_m sont responsables de plusieurs types de résonances \mathcal{A}_n^m , avec $n \in [1, 6]$, à l'intérieur du dispositif (au total 6 résonances), et ces résonances sont couplées. \mathcal{A}_1^m , \mathcal{A}_2^m , \mathcal{A}_3^m correspondent à des résonances entre les contacts 1 et 2, 2 et 3, 3 et 4 respectivement : dans les trois tronçons de nanotubes indépendants ou non, l'onde électronique est à la résonance. $\mathcal{A}_{4(5)}^m$ correspond à une résonance entre le contact 1(2) et

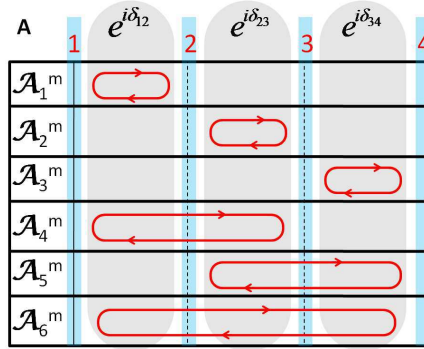


FIGURE 4.3 – Schéma représentant les différentes résonances \mathcal{A}_i^m , en rouge, qui peuvent exister au sein du dispositif lorsque $t_{2[3],m} = t'_{2[3],m} = 0$ ou 1. Un tronçon de nanotube entre le contact j et k, bandes bleues, est contrôlable par la tension de grille locale $e^{\delta_{jk}}$ -auréoles grises-

le contact 3(4). Notons à nouveau que nous supposons ici que l'onde électronique qui passe sous le contact 2(3) reste cohérente au sens où nous le définirons dans la suite (existence de mécanismes de décohérence). \mathcal{A}_6^m correspond à une résonance entre le contact 1 et le contact 4, l'onde électronique passe de façon cohérente sous les contacts 2 et 3. D_m s'exprime en fonction de ces chemins \mathcal{A}_n^m :

$$D_m = \mathcal{A}_1^m \times \mathcal{A}_2^m \times \mathcal{A}_3^m - \mathcal{A}_4^m \times \mathcal{A}_3^m - \mathcal{A}_1^m \times \mathcal{A}_5^m - \mathcal{A}_6^m \tag{4.22}$$

L'ensemble de ces résonances est représenté sur la figure 4.3.

4.2 Conductance locale et Tension non-locale dans le dispositif

Les expressions de la conductance locale et de la tension non-locale sont déterminées à l'aide la matrice S . Dans le régime linéaire, le courant moyen à travers le contact j , pour une configuration c ($c \in P, AP$), est donné par [65] :

$$I_j^c = \sum_k G_{jk} V_k^c \quad (4.23)$$

avec

$$G_{jk} = G_K [4\delta_{jk} - \sum_m |S_{jk}^m|^2] \quad (4.24)$$

où $G_K = e^2/h$, et S_{jk}^m sont les coefficients de la matrice de diffusion totale ou amplitude de diffusion pour le canal m entre le contact k et le contact j . La tension non-locale V_k^c intervient dans l'expression du courant moyen (4.23). Nous supposons qu'il est possible de définir un unique potentiel chimique pour chacune des populations de spin.

Pour déterminer la chute de potentiel V_{34}^c , il faut extraire V_3^c et V_4^c de $\langle I_3 \rangle = \langle I_4 \rangle = 0$. Ici, il s'agit du modèle de décohérence le plus simple qui a été choisi : les deux électrodes sondes de tension sont flottantes. Ceci coïncide a priori avec les conditions expérimentales comme nous le verrons par la suite. On obtient alors :

$$\frac{V_{34}^c}{V_{SD}} = \frac{G_{41}G_{32} - G_{42}G_{31}}{G_{34}G_{43} - G_{33}G_{44}} \quad (4.25)$$

et G_{12}^c est déterminé également :

$$\frac{G_{12}^c}{G_K} = G_{11} + \frac{[G_{13}(G_{44}G_{31} - G_{41}G_{34}) + G_{14}(G_{41}G_{33} - G_{31}G_{43})]}{[G_{34}G_{43} - G_{33}G_{44}]} \quad (4.26)$$

La cohérence de cette expression peut être vérifiée rapidement : si le contact central 2 est totalement opaque (soit $t_{2m} = t'_{2m} = 0$) alors la conductance G_{12}^c devient celle d'un dispositif à deux terminaux, c'est-à-dire indépendante des déphasages δ_{23} et δ_{24} , et V_{34}^c disparaît. De même, si le contact 2 n'est pas opaque mais le contact 3 l'est, c'est-à-dire $t_{2m} = t'_{2m} \neq 0$ et $t_{3m} = t'_{3m} = 0$, alors G_{12}^c dépend cette fois de δ_{12} et δ_{23} , mais V_{34}^c disparaît encore.

Pour avoir un signal V_{34}^c non-local non nul $V_{34}^c \neq 0$, il faut qu'il y ait une transmission directe entre les deux sections de nanotube donc à la fois sous le contact 2 et sous le contact 3. Pour avoir un signal V_{34}^c non nul, il faut également qu'il y ait un couplage des canaux m aux électrodes qui soit différent pour chaque canal. En effet, si le coefficient S_{23}^m , équation (4.15), est indépendant du canal considéré, alors la conductance associée s'écrit :

$$\begin{aligned} G_{32} &= |S_{32}|^2 \\ &= \left| \frac{S_{31}S_{42}}{S_{41}} \right|^2 \\ &= \frac{G_{31}G_{42}}{G_{41}} \end{aligned} \quad (4.27)$$

En remplaçant l'expression de G_{32} dans V_{34}^c de l'équation 4.25 :

$$\begin{aligned} \frac{V^c}{V_{SD}} &= \frac{G_{41} \frac{G_{31}G_{42}}{G_{41}} - G_{42}G_{31}}{G_{34}G_{43} - G_{33}G_{44}} \\ &= 0 \end{aligned} \quad (4.28)$$

Ceci est dû à la structure en série du dispositif [32]. Pour deux canaux de spin, le couplage aux électrodes ferromagnétiques est différent, ce qui permet d'observer un signal de tension non-local non nul $V_{34}^c \neq 0$. Un signal non-local $V_{34}^c \neq 0$ a également été observé dans un nanotube de carbone connecté à quatre électrodes normales par Makarovski et al. [31]. Dans de tels dispositifs, il existe essentiellement deux canaux de conduction K et K' qui doivent alors avoir un couplage différent aux électrodes. Une telle asymétrie dans le couplage peut persister en présence d'électrodes ferromagnétiques comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

Nous étudierons l'évolution de la conductance G_{12}^P et de la tension non-locale V_{34}^P dans la configuration parallèle ainsi que l'évolution du signal de spin correspondant MG^2 et MV en fonction des δ_{12} , δ_{23} et δ_{34} , avec

$$\begin{aligned} MG &= \frac{G_P - G_{AP}}{G_P} \\ MV &= V_P - V_{AP} \end{aligned} \quad (4.29)$$

4.3 Etude spécifique au dispositif N-F-F-N

La géométrie étudiée dans cette partie est celle usuellement proposée dans la limite diffusive incohérente à plusieurs canaux. Les mesures de conductance et de tension sont effectuées dans la géométrie non-locale standard. Nous présentons ici les résultats du calcul précédent en fixant $P_1 = P_4 = 0$ pour les électrodes normales 1 et 4.

4.3.1 Modèle cohérent à quatre canaux de conduction

Nous commençons par supposer un couplage aux électrodes identique pour les canaux K et K'. Sur la figure 4.4B et C et D et E, les premiers effets de la cohérence sont observés : les variations de G_{12}^P , V_{34}^P , MV et MG en fonction de δ_{12} et δ_{34} sont périodiques. Ceci est dû aux effets d'interférences quantiques dans le nanotube. Il est possible d'identifier dans certains cas à quelles résonances \mathcal{A}_n^m correspond un pic de MG ou de MV . En effet, les pics de $G_{12}^P(\delta_{12})$, soulignés par la ligne rouge pointillée sur la figure 4.4B, correspondent aux résonances \mathcal{A}_1^m , rappelées figure 4.4A. Ces pics pourraient être aussi attribués à \mathcal{A}_4^m , néanmoins cette dernière est plus large. Les antirésonances dans $G_{12}^P(\delta_{34})$, ligne pointillée bleue sur la figure 4.4B, correspondent aux résonances \mathcal{A}_3^m et \mathcal{A}_5^m . Ainsi le signal électrique à une extrémité du circuit est sensible aux résonances intervenant à l'autre extrémité du nanotube de carbone : ces antirésonances sont donc une signature de la nature non-locale du transport dans ce circuit. V_{34}^P présente un comportement similaire à G_{12}^P en fonction de δ_{12}

2. L'expression du signal de spin MG dans la conductance est définie de manière inusuelle.

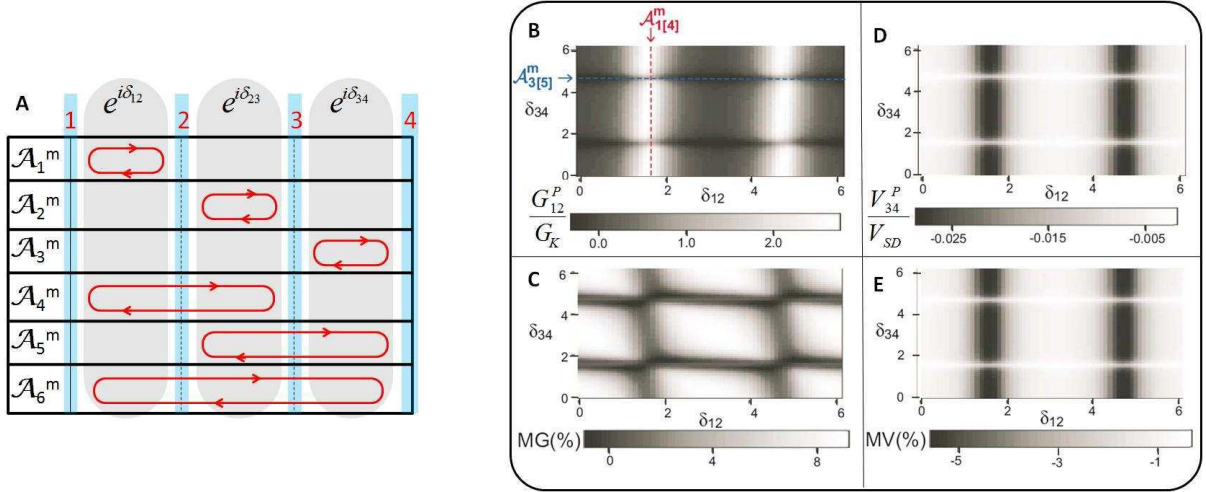


FIGURE 4.4 – **A** : résonances dans le dispositif. Graphes en niveaux de gris de G_{12}^P (**B**), V_{34}^P (**C**), MG (**D**) et MV (**E**) en fonction de δ_{12} (axe horizontal) et δ_{34} (axe vertical), pour un couplage des modes K et K' aux électrodes identique. Les paramètres choisis sont : $T_{1,K[K']} = 0.6$, $T_{2,K[K']} = 0.1$, $T_{[3]4,K[K']} = 0.3$, $P_{2[3],K[K']} = 0.4$, $\varphi_{1[4]}^R = 0$, $\varphi_{2[3],K[K']}^R = \pi$, $\varphi_{2[3],K[K']}^T = 0$, $\Delta\varphi_{2[3],K[K']}^{R\{T\}} = 0$ et $\delta_{23} = \pi$. La position des résonances $\mathcal{A}_{1[4]}^m$ et $\mathcal{A}_{3[5]}^m$ sont indiquées en pointillées rouges et bleues respectivement.

et δ_{34} , figure 4.4D. Il n'est pas toujours possible d'attribuer les résonances ou antirésonances dans les signaux mesurés aux \mathcal{A}_n^m définis précédemment, et ce en raison du couplage fort pouvant exister entre les différentes résonances \mathcal{A}_n^m . Dans tous les cas un signal MG fini est observé, lequel peut être de plus de 8%, comme on peut le constater sur la figure 4.4C. Les minima de MG sont approximativement corrélés avec les minima de G_{12}^P selon δ_{12} et avec les maxima de G_{12}^P selon δ_{34} . Cette étude est effectuée dans le cas où K et K' sont symétriques, il n'y a pas de SDIPS, et les valeurs choisies pour $P_{2[3],K[K']}$ sont faibles ce qui implique $|V_{34}^P| \ll V_{SD}$.

Il est instructif d'établir une expression explicite de V_{34}^c dans la limite de forte transparence des contacts latéraux (i.e. $T_j \sim 1$ pour $j \in 1, 4$). Dans cette limite, il est possible d'effectuer un développement au premier ordre en $\sqrt{1 - T_1}$ et en $\sqrt{1 - T_4}$ de l'expression de V_{34}^c . Dans un souci de simplification nous omettons les phases des amplitudes de réflexion des électrodes normales. L'expression suivante est obtenue pour la tension non-locale V_{34}^c :

$$\frac{V^c}{V_{SD}} = P_2 P_3 [A_{23}(\delta_{23}) + 2\sqrt{1 - T_1} |B_{23}(\delta_{23})| \cos(2\delta_{12} + \varphi_{23}^B(\delta_{23})) + 2\sqrt{1 - T_4} |C_{23}(\delta_{23})| \cos(2\delta_{34} + \varphi_{23}^C(\delta_{23}))] \quad (4.30)$$

avec

$$\varphi_{23}^B(\delta_{23}) = \arg(B_{23}(\delta_{23})) \quad (4.31)$$

$$\varphi_{23}^C(\delta_{23}) = \arg(C_{23}(\delta_{23})) \quad (4.32)$$

Les termes $A_{23}(\delta_{23})$, $B_{23}(\delta_{23})$, $C_{23}(\delta_{23})$ dépendent de la polarisation P_2 et P_3 ainsi que de δ_{23} (voir annexe A pour leur expression). Lorsque les contacts normaux sont parfaitement

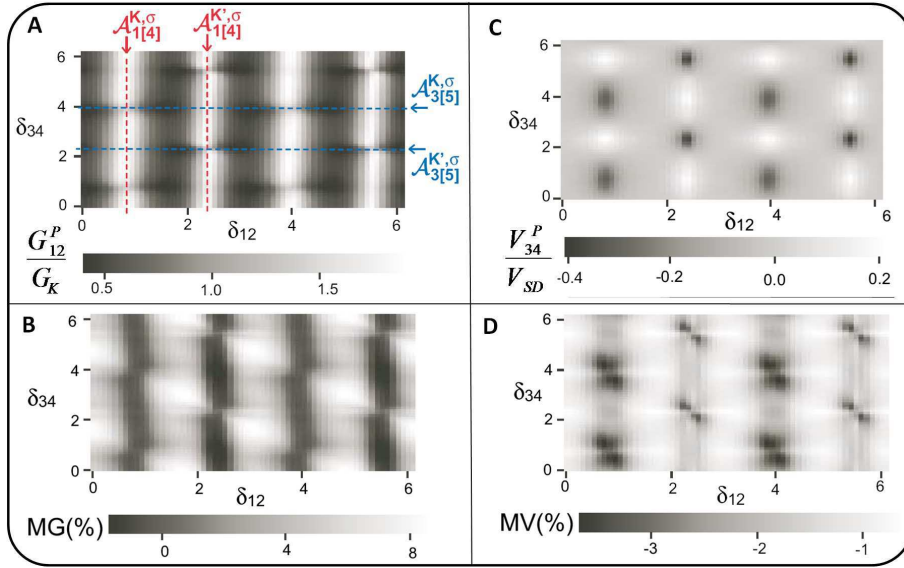


FIGURE 4.5 – Graphe en niveaux de gris de G_{12}^P (A), V_{34}^P (B), MG (C) et MV (D) en fonction de δ_{12} (axe horizontal) et δ_{34} (axe vertical), pour un couplage des modes K et K' aux électrodes asymétrique. Les paramètres choisis sont : $T_{1[4],K} = 0.5$, $T_{1[4],K'} = 0.3$, $T_{2,K[K']} = 0.1$, $T_{3,K[K']} = 0.3$, $P_{2[3],K[K']} = 0.4$, $\varphi_{2[3],K[K']}^R = \pi$, $\varphi_{2[3],K[K']}^T = 0$, $\varphi_{1(4)}^R = \pi/2$, $\Delta\varphi_{2(3),K[K']}^{R\{T\}} = 0$ et $\delta_{23} = \pi$. La position des résonances $\mathcal{A}_{1[4]}^m$ et $\mathcal{A}_{3[5]}^m$ sont indiquées en pointillé rouge et bleu respectivement.

transparents ($T_1 = T_4 = 1$), V_{34}^c ne dépend plus des éléments de la section de nanotube entre les deux contacts ferromagnétiques (contacts 2 et 3). Ceci est le cas limite qui se rapproche le plus des études dans le régime diffusif incohérent multi-canal où l'accumulation de spin entre les deux contacts ferromagnétiques contrôle essentiellement le signal. Il est important de noter que dans ce cas $V_{34}^P > 0$ et $V_{34}^{AP} < 0$. Et dans le cas où la SDIPS est nulle, $V_{34}^{AP} = -V_{34}^P$. Ceci signifie donc que si $V_{34}^P \neq -V_{34}^{AP}$ et/ou si V_{34}^P et V_{34}^{AP} sont de même signe, alors cela implique que l'une des deux conditions susmentionnées n'est pas satisfaite.

L'expression de V_{34}^c plus générale, obtenue dans la limite considérée, dépend de la transmission de chacun des contacts normaux symétriquement modulée par un terme dépendant de δ_{12} (donc de V_{SG1}) ou δ_{34} (donc de V_{SG2}) suivant le contact normal considéré 1 (ou 2). D'autre part, cette dépendance est modulée à la fois dans l'amplitude et dans la phase - à travers le cosinus- par des termes dépendants des propriétés des contacts 2 et 3 (par les paramètres $P_{2(3)}$, $r_{2(3)}$ et $t_{2(3)}$) et des résonances ayant lieu dans la section de nanotube 2-3 par le terme δ_{23} .

Il est également possible d'obtenir des valeurs de V_{34}^P importantes, en introduisant une asymétrie entre les modes K et K' (les autres paramètres demeurant identiques). Sur la figure 4.5, les différents signaux électriques sont présentés pour deux modes K et K' asymétriques : leur structure est plus compliquée.

Quelque soit la symétrie ou l'asymétrie des canaux K et K', V_{34}^P et V_{34}^{AP} peuvent prendre tous les signes (de même signe et de signe opposé). De plus, il existe une asymétrie dans

la courbe de MG avec une dégénérescence K-K' et en l'absence de SDIPS. L'amplitude des signaux magnétiques peut être augmentée, en augmentant $P_{j,p}$ et en augmentant la SDIPS $\Delta\varphi_{j,p}^{R(T)}$, comme présenté sur la figure 4.6. De plus, la SDIPS engendre également un décalage

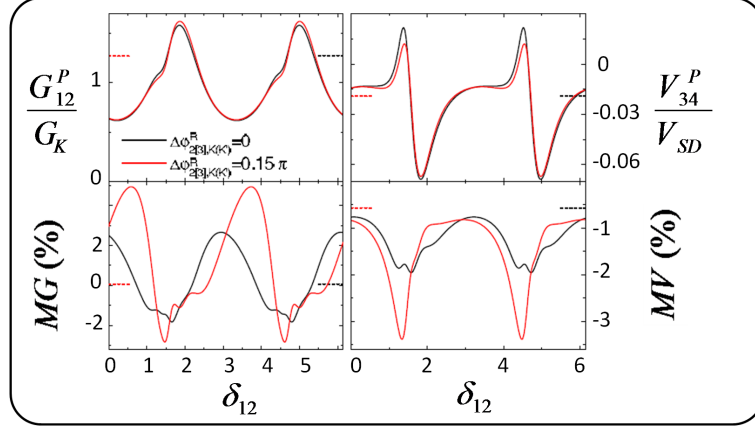


FIGURE 4.6 – Courbes de G_{12}^P , V_{34}^P , MG et MV en fonction de δ_{12} , pour une SDIPS nulle $\Delta\varphi_{j,p}^R = 0$ -traits pleins noirs- et finie $\Delta\varphi_{j,p}^R = 0.15\pi$ -traits pleins rouges. Paramètres choisis ; $T_{1[4],K} = 0.2$, $T_{1[4],K'} = 0.6$, $T_{2,K[K']} = 0.5$, $T_{3,K[K']} = 0.3$, $P_{2[3],K[K']} = 0.2$, $\varphi_{1(4)}^R = 0.12\pi$, $\varphi_{2(3),K[K']}^R = \pi$, $\varphi_{2[3],K[K']}^T = \Delta\varphi_{2(3),K[K']}^T = 0$, $\delta_{23} = \pi$ et $\delta_{34} = 0.12\pi$. En pointillés rouges et noirs, il s'agit des prédictions dans le cas d'un modèle incohérent à quatre canaux de conduction, lequel ne dépend pas de δ_{12} . Le signal MG est difficilement visible dans ce cadre et sur cette figure car il est de l'ordre de 0.06%.

entre les résonances et les antirésonances des signaux électriques et donc une asymétrie dans la TMR, résultats déjà constatés par Cottet et al. [54] dans un dispositif de type vanne de spin à base de nanotubes de carbone.

4.3.2 Schéma électrostatique des circuits

Dans la partie précédente, nous avons modélisé l'effet des grilles latérales comme affectant uniquement et indépendamment les déphasages δ_{ij} . Ceci n'est vrai qu'approximativement dans nos dispositifs. Dans le but de comprendre quantitativement les effets observés, il est donc nécessaire de tenir compte des effets électrostatiques mutuels dans le dispositif.

L'effet de chacune des électrodes de grille latérale sur le transport dans le dispositif peut être déterminé en utilisant une forme discrète de l'équation de Poisson résolue de façon auto-cohérente. Notre calcul suit la méthode développée par Büttiker et al. [66]. Cette méthode utilise essentiellement le dopage chimique et l'effet d'écran du champ électrique dans le nanotube de carbone dans l'approximation de "Thomas-Fermi". Nous déterminons la matrice électrostatique totale des capacités dans notre dispositif à partir du diagramme électrostatique présenté à la figure 4.8. En ne prenant en compte que l'effet entre plus proches voisins, la

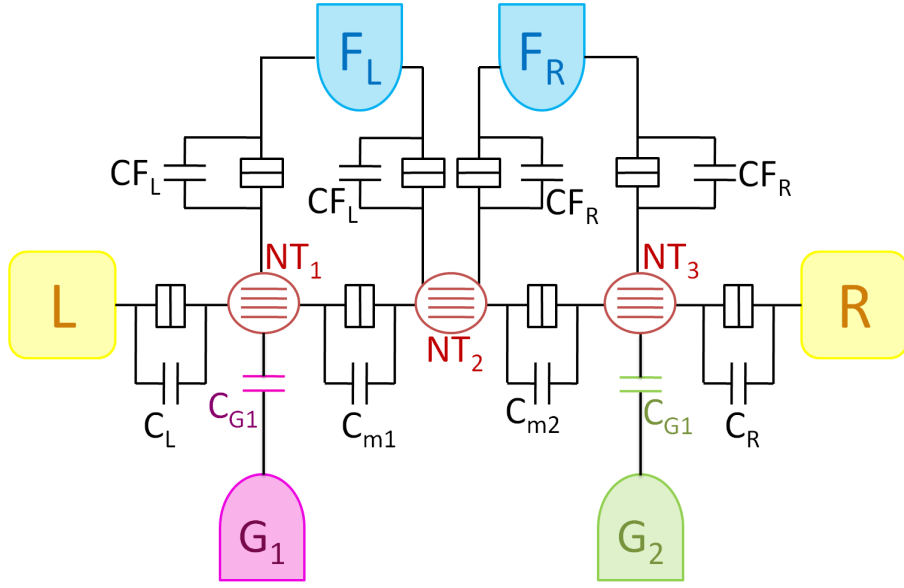


FIGURE 4.7 – Diagramme électrostatique du dispositif N-F-F-N. Nous ne considérons ici que le couplage entre plus proche voisins.

matrice de capacité totale C_{TOT} s'écrit :

$$C_{TOT} = \begin{pmatrix} C_L & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -C_L & 0 & 0 \\ 0 & C_R & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -C_R \\ 0 & 0 & 2C_{FL} & 0 & 0 & 0 & -C_{FL} & -C_{FL} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2C_{FR} & 0 & 0 & 0 & -C_{FR} & -C_{FR} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{G1} & 0 & -C_{G1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{G2} & 0 & 0 & -C_{G2} \\ -C_L & 0 & -C_{FL} & 0 & -C_{G1} & 0 & C_{\Sigma_1} & -C_{m1} & 0 \\ 0 & 0 & -C_{FL} & -C_{FR} & 0 & 0 & -C_{m1} & C_{\Sigma_2} & -C_{m2} \\ 0 & -C_R & 0 & -C_{FR} & 0 & -C_{G2} & 0 & -C_{m2} & C_{\Sigma_3} \end{pmatrix} \quad (4.33)$$

avec $C_{\Sigma_1} = C_L + C_{FL} + C_{m1} + C_{G1}$, $C_{\Sigma_2} = C_{m1} + C_{FR} + C_{FL} + C_{m2}$, $C_{\Sigma_3} = C_R + C_{FR} + C_{m2} + C_{G2}$

Il faudrait déterminer en principe le potentiel électrostatique de chacun des tronçons de nanotube en utilisant la matrice de diffusion totale du système. Mais ceci irait bien au-delà de l'objet de ce travail. Par souci de simplicité, nous fixons la capacité électrochimique de chacun des tronçons de nanotube à une valeur constante. Cette hypothèse est raisonnable dans notre cas car le couplage entre le SWNT et l'électrode normale est fort ce qui réduit la dépendance en énergie de la capacité électrochimique de la section de nanotube. Le système d'équations auto-cohérentes des potentiels électrostatiques des tronçons de nanotube est le suivant :

$$\begin{cases} (C_{\Sigma_1} + 2C_{Q_{12}})\delta U_{NT_{12}} - C_{m1}\delta U_{NT_{23}} = C_{G1}\delta V_{SG1} \\ -C_{m1}\delta U_{NT_{12}} + (C_{\Sigma_2} + 2C_{Q_{23}})\delta U_{NT_{23}} - C_{m2}\delta U_{NT_{34}} = 0 \\ -C_{m2}\delta U_{NT_{23}} + (C_{\Sigma_3} + 2C_{Q_{34}})\delta U_{NT_{34}} = C_{G2}\delta V_{SG2} \end{cases} \quad (4.34)$$

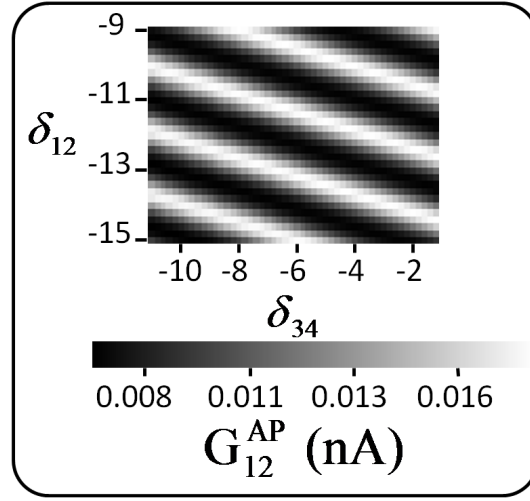


FIGURE 4.8 – Simulation numérique de la conductance en fonction des deux grilles latérales δ_{12} et δ_{34}

Au final, nous obtenons :

$$\begin{pmatrix} \alpha_{12} & \beta_{12} \\ \alpha_{23} & \beta_{23} \\ \alpha_{34} & \beta_{34} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{(C_{\mu_2}C_{\mu_3}-C_{m_2}^2)C_{G_1}}{C_{\mu_1}C_{\mu_2}C_{\mu_3}-C_{\mu_3}C_{m_1}^2-C_{\mu_1}C_{m_2}^2} & \frac{C_{m_1}C_{m_2}C_{G_2}}{C_{\mu_1}C_{\mu_2}C_{\mu_3}-C_{\mu_3}C_{m_1}^2-C_{\mu_1}C_{m_2}^2} \\ \frac{C_{\mu_3}C_{m_1}C_{G_1}}{C_{\mu_1}C_{\mu_2}C_{\mu_3}-C_{\mu_3}C_{m_1}^2-C_{\mu_1}C_{m_2}^2} & \frac{C_{\mu_1}C_{m_2}C_{G_2}}{C_{\mu_1}C_{\mu_2}C_{\mu_3}-C_{\mu_3}C_{m_1}^2-C_{\mu_1}C_{m_2}^2} \\ \frac{C_{m_1}C_{m_2}C_{G_1}}{C_{\mu_1}C_{\mu_2}C_{\mu_3}-C_{\mu_3}C_{m_1}^2-C_{\mu_1}C_{m_2}^2} & \frac{(C_{\mu_2}C_{\mu_1}-C_{m_2}^2)C_{G_2}}{C_{\mu_1}C_{\mu_2}C_{\mu_3}-C_{\mu_3}C_{m_1}^2-C_{\mu_1}C_{m_2}^2} \end{pmatrix} \quad (4.35)$$

où

$$C_{\mu_i} = C_{\Sigma_i} + C_{Q_{i,i+1}} \quad (4.36)$$

Pour des valeurs de capacités convenables :

$\{C_L, C_{F_L}, C_R, C_{F_R}, C_{m_1}, C_{m_2}, C_{G_1}, C_{G_2}, C_{Q_{12}}, C_{Q_{23}}, C_{Q_{34}}\}$ de l'ordre de $\{10aF, 10aF, 10aF, 10aF, 100aF, 100aF, 1aF, 1aF, 30aF, 1aF, 10aF\}$, nous trouvons les coefficients α et β qui sont en bon accord avec les pentes observées dans les différents motifs de "tartan".

Nous n'avons pas tenu compte de l'effet de la grille arrière ici, car dans la plupart de nos mesures nous l'avons fixée à une valeur constante. Sur la figure 4.8, la présence de franges d'interférences dans le graphe en niveau de gris de la conductance en fonction des deux grilles latérales peut être obtenu à partir du modèle cohérent à peu de canaux de conduction en prenant en compte les effets électrostatiques dans le circuit.

4.4 Etude spécifique au dispositif N-N-F-F

Les comportements des dispositifs N-F-F-N et N-N-F-F sont similaires en de nombreux points. Dans cette partie, nous nous intéresserons essentiellement aux différences de comportement entre ces deux géométries. La variation des signaux électriques G_{12}^P , V_{34}^P , MG et

MV en fonction de δ_{12} est étudiée pour deux cas : les canaux K et K' sont symétriques ou asymétriques. Dans les deux cas, il y a un signal MG fini entre les deux électrodes normales, alors même que les deux électrodes ferromagnétiques sont placées en dehors du chemin classique des porteurs de charge. La différence de potentiel V_{34}^c peut disparaître si les propriétés de diffusion sont indépendantes de l'indice transverse p (c'est-à-dire indépendant du canal considéré), et ce, quelques soient les propriétés de diffusion des contacts 3 et 4. Ceci conduit à une situation paradoxale où il serait possible de mesurer du signal entre les deux électrodes normales mais pas entre les deux électrodes ferromagnétiques, comportement illustré par les courbes noires des graphes de V_{34}^P et de MV, figure 4.9. Ceci illustre une des spécificités les plus intrigantes du transport cohérent de spin dans des structures à plusieurs électrodes. Ce phénomène n'a pas d'analogue classique puisqu'il ne peut correspondre en aucun cas à une situation d'injection de spin.

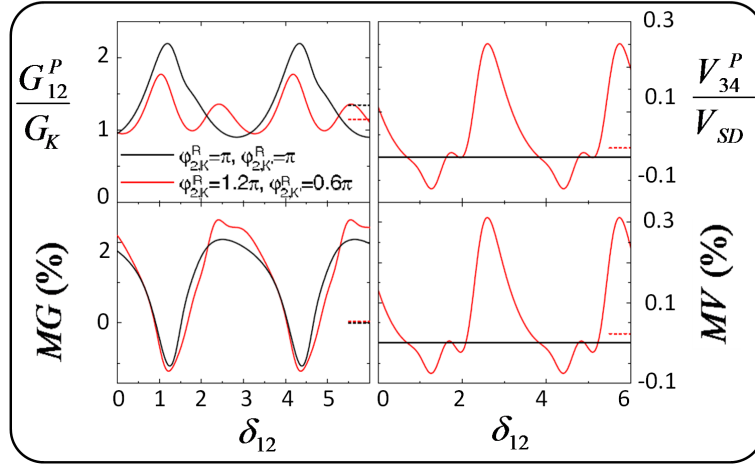


FIGURE 4.9 – Courbes de G_{12}^P , V_{34}^P , MG et MV en fonction de δ_{12} , pour une SDIPS nulle $\Delta\varphi_{j,p}^R = 0$ -traits pleins noirs- et finie $\Delta\varphi_{j,p}^R = 0.15\pi$ -traits pleins rouges. Paramètres choisis ; $T_{1[4],K} = 0.2$, $T_{1[4],K'} = 0.6$, $T_{2,K[K']} = 0.5$, $T_{3,K[K']} = 0.3$, $P_{2[3],K[K']} = 0.2$, $\varphi_{1(4)}^R = 0.12\pi$, $\varphi_{2(3),K[K']}^R = \pi$, $\varphi_{2[3],K[K']}^T = \Delta\varphi_{2(3),K[K']}^T = 0$, $\delta_{23} = \pi$ et $\delta_{34} = 0.12\pi$. En pointillés rouges et noirs, il s'agit des prédictions dans le cas d'un modèle incohérent à quatre canaux de conduction, lequel ne dépend pas de δ_{12} . Le signal MG est difficilement visible dans ce cadre et sur cette figure car il est de l'ordre de 0.06%.

Pour une faible asymétrie entre les canaux K et K', on doit se rapprocher par continuité du cas symétrique. L'amplitude des signaux de V_{34}^P et de MV mesurée entre les canaux 3 et 4 doit rester faible. Pour une forte asymétrie entre K et K', il est possible d'obtenir une amplitude plus importante pour les signaux V_{34}^c et MV. Dans la géométrie N-N-F-F, il est possible d'obtenir un signal magnétique à la fois dans la mesure de la conductance G_{12}^c entre les contacts normaux 1 et 2, et dans la mesure de la tension non-locale V_{34}^c entre les contacts ferromagnétiques 3 et 4.

4.5 Comparaison du Modèle Cohérent à quatre canaux avec le Modèle Incohérent à quatre canaux de conduction

La comparaison entre ces deux modèles permet de déterminer si les effets dépendants du spin, présentés précédemment, sont spécifiques de la cohérence quantique ou bien au faible nombre de canaux de conduction.

Si la longueur de relaxation de la phase dans le nanotube de carbone est plus petite que la distance entre deux contacts, les probabilités globales de transmission et de réflexion de chacun des dispositifs N-F-F-N et N-N-F-F peuvent être calculées en composant les matrices d'amplitude de probabilité des différents contacts au lieu de composer les matrices d'amplitude de diffusion réalisé pour le cas cohérent. Cela revient à remplacer les probabilités de diffusion $|S_{\alpha\beta}^m(r_{jm}, t_{jm}, v_{jm}, u_{jm}, \delta_{I_j})|^2$ par $|S_{\alpha\beta}^m(|r_{jm}|^2, |t_{jm}|^2, |v_{jm}|^2, |u_{jm}|^2, 0)|^2$ dans l'expression de G_{jk} en 4.24. Cette description reste quantique dans une certaine mesure, car la quantification des canaux est prise en compte. Les lignes pointillées noires et rouges des figures 4.5 et 4.9 correspondent à la théorie incohérente à quatre canaux. Il n'y a plus de dépendance des signaux électriques G_{12}^P , V_{34}^P , MG et MV avec δ_{12} .

Pour des canaux K et K' ayant un couplage identique aux électrodes alors $G_{12}^P = G_{12}^{AP}$, menant à un signal MG nul. Pour deux canaux K et K' asymétriques au niveau d'un des contacts pour la géométrie N-F-F-N ou bien sur l'un des contacts normaux dans la géométrie N-N-F-F, il est possible d'avoir $G_{12}^P \neq G_{12}^{AP}$ donc $MG \neq 0$. Il est possible d'obtenir $V_{34}^P \neq 0$ et $MV \neq 0$ pour les deux dispositifs avec les mêmes restrictions de symétrie que dans le cas cohérent à quatre canaux traité dans la partie précédente.

Ainsi pour la géométrie N-N-F-F, avoir $V_{34}^P \neq 0$ et $MV \neq 0$ n'est pas directement liés à la cohérence, et $MG \neq 0$ ne l'est pas non plus pour les deux dispositifs. En utilisant un modèle avec peu de canaux de conduction, il est possible d'obtenir ces propriétés. Néanmoins, dans le modèle incohérent à quatre canaux, les signaux électriques sont insensibles à la SDIPS (MV et MG sont sensibles à $\Delta\varphi_{2(3),p}^{R[T]}$ à travers les probabilités de réflexion des contacts 2 et 3 mais pas à travers les phases de diffusion). En revanche dans le modèle cohérent à quatre canaux, les signaux sont fortement amplifiés ce qui est dû à la fois aux effets de résonances et à la SDIPS. Dans le cas incohérent il n'est pas possible d'obtenir de fortes variations dans les signaux électriques en fonction des phases δ_{12} , δ_{23} , δ_{34} (lesquelles sont contrôlées par les électrodes de grille correspondantes), comme c'est le cas dans le modèle cohérent.

Il est possible de discriminer le régime incohérent à peu de canaux de conduction du régime cohérent à peu de canaux de conduction en eximant la présence ou non de signal de spin dans la conductance. En effet, seul dans le régime cohérente à peu de canaux de conduction, l'existence d'une hystérésis dans la conductance peut être prédite.

4.6 Discussion sur le modèle diffusif incohérent multi-canal

Dans cette partie, nous discutons le comportement des deux dispositifs dans la limite diffusif incohérente multi-canal. Dans le chapitre 1, une revue rapide des expériences de transport à plusieurs électrodes a été faite où le conducteur mésoscopique est un fil métallique [3], [26], [27] et [62]. Pour une description théorique de ce régime, on peut utiliser les courants de spin et un potentiel électrochimique dépendant du spin μ_σ qui obéit à la "loi d'ohm" locale

dépendant du spin, et ce, pourvu que le libre parcours moyen des électrons dans l'échantillon soit beaucoup plus petit que la longueur de diffusion du spin.

4.6.1 Modèle de résistances

L'utilisation d'un modèle de résistances permet de décrire le transport à quatre terminaux dans le régime multi-canal incohérent diffusif de transport des charges. Lorsque le libre parcours moyen est plus petit que la longueur de diffusion de spin, il est possible de définir un potentiel électrochimique qui obéit à une loi d'ohm locale dépendant du spin. En négligeant la diffusion dépendant du spin dans le conducteur central, il est possible d'utiliser un modèle de résistances effectif pour décrire le comportement des dispositifs N-F-F-N et N-N-F-F dans la limite incohérente diffusif multi-canal. Pour une étude générale, nous utilisons un modèle où les quatre contacts sont ferromagnétiques, avec des aimantations colinéaires. La partie haute (basse) du réseau de résistances correspond au canal des spin \uparrow (\downarrow). A cause de la diffusion par retournement de spin entre les contacts, les électrons sont à l'équilibre local au niveau de l'électrode j . Cet équilibre est décrit par les connexions électriques des canaux \uparrow et \downarrow au nœud j , qui a un potentiel électrique V_j^c . La section $j-k$ du conducteur central est modélisée par les deux résistances R_{jk} . Le contact entre l'électrode j et le conducteur central est modélisé par

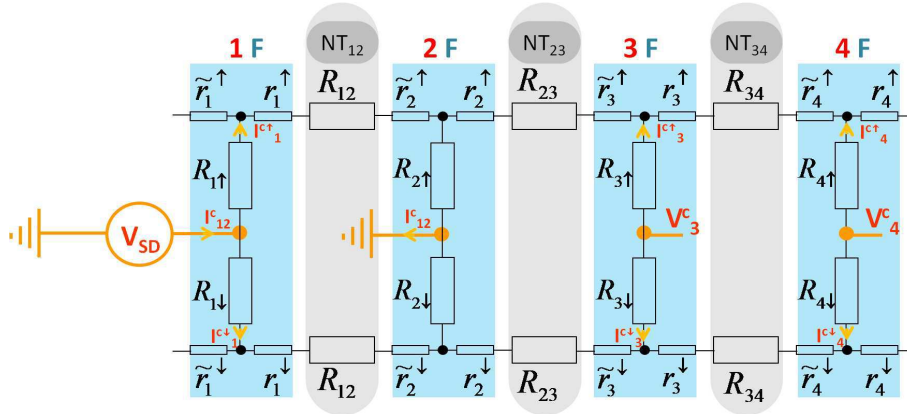


FIGURE 4.10 – Modèle de résistances utilisé pour décrire le comportement d'un conducteur central unidimensionnel connecté à quatre électrodes ferromagnétiques $j \in \{1, 2, 3, 4\}$ dans la limite diffusif multi-canal. Le contact entre l'électrode j et le conducteur central est représenté par les résistances R_j^σ , r_j^σ , et \tilde{r}_j^σ . La section $j - k$ du conducteur central est modélisée par deux résistances R_{jk} . Quand l'électrode j n'est pas ferromagnétique, il faut utiliser $R_j^\uparrow = R_j^\downarrow$, $r_j^\uparrow = r_j^\downarrow$, et $\tilde{r}_j^\uparrow = \tilde{r}_j^\downarrow$

une résistance R_j^σ , r_j^σ , et \tilde{r}_j^σ . Quand le *contact* j n'est pas ferromagnétique, il faut utiliser $R_j^\uparrow = R_j^\downarrow$, $r_j^\uparrow = r_j^\downarrow$, et $\tilde{r}_j^\uparrow = \tilde{r}_j^\downarrow$. Le courant passant entre l'électrode 1 et l'électrode 2 est $I_1^c = I_{1\uparrow}^c + I_{1\downarrow}^c$. Comme les électrodes 3 et 4 sont flottantes, elles alimentent le conducteur central en un courant de spin qui est parfaitement équilibré, i.e. $I_{3\uparrow} = -I_{3\downarrow}$ et $I_{4\uparrow} = -I_{4\downarrow}$.

Alors

$$G_{12}^c = \frac{\sum_{\sigma} (\mathcal{R}_{12}^{\sigma} + \alpha_{\sigma,\sigma} + \alpha_{\sigma,-\sigma})}{\left(\mathcal{R}_{12}^{\uparrow} + \alpha_{\uparrow,\uparrow}\right) \left(\mathcal{R}_{12}^{\downarrow} + \alpha_{\downarrow,\downarrow}\right) - \alpha_{\uparrow,\downarrow}\alpha_{\downarrow,\uparrow}} V_{SD} \quad (4.37)$$

$$G_{12}^c = \frac{\mathcal{H}V_{SD}}{\mathcal{D}}$$

et

$$V_{34}^c = \frac{\left(A_{34}^{\uparrow} - A_{34}^{\downarrow}\right) \left(B_{12}^{\uparrow} - B_{12}^{\downarrow}\right)}{\mathcal{R}_{23} \sum_{\sigma} (\mathcal{R}_{12}^{\sigma} + \alpha_{\sigma,\sigma} + \alpha_{\sigma,-\sigma})} V_{SD} = \frac{\left(A_{34}^{\uparrow} - A_{34}^{\downarrow}\right) \left(B_{12}^{\uparrow} - B_{12}^{\downarrow}\right)}{\mathcal{R}_{23} \mathcal{H}} V_{SD} \quad (4.38)$$

avec

$$\mathcal{R}_{23} = \frac{R_3^{\uparrow} + R_3^{\downarrow}}{\sum_{\sigma} (\mathcal{R}_{34}^{\sigma} - R_3^{\sigma})} + \sum_{\sigma} (\tilde{r}_2^{\sigma} + r_3^{\sigma} + R_{23}) \quad (4.39)$$

$$\mathcal{H} = \sum_{\sigma} (\mathcal{R}_{12}^{\sigma} + \alpha_{\sigma,\sigma} + \alpha_{\sigma,-\sigma}) \quad (4.40)$$

$$\mathcal{D} = \left(\mathcal{R}_{12}^{\uparrow} + \alpha_{\uparrow,\uparrow}\right) \left(\mathcal{R}_{12}^{\downarrow} + \alpha_{\downarrow,\downarrow}\right) - \alpha_{\uparrow,\downarrow}\alpha_{\downarrow,\uparrow} \quad (4.41)$$

$$2A_{34}^{\sigma} = \mathcal{R}_{34}^{\sigma} \left[(R_3^{\uparrow} + R_3^{\downarrow}) / (\mathcal{R}_{34}^{\uparrow} + \mathcal{R}_{34}^{\downarrow}) \right] - R_3^{\sigma} \quad (4.42)$$

$$B_{12}^{\sigma} = (\mathcal{R}_{12}^{\sigma} + \alpha_{\sigma,\sigma} + \alpha_{-\sigma,\sigma}) (\mathcal{R}_{12}^{-\sigma} - R_2^{-\sigma}) \quad (4.43)$$

$$\alpha_{\sigma,\sigma'} = R_2^{\sigma} (\mathcal{R}_{12}^{\sigma'} - R_2^{\sigma'}) / \mathcal{R}_{23} \quad (4.44)$$

et

$$\mathcal{R}_{jk}^{\sigma} = R_j^{\sigma} + \tilde{r}_j^{\sigma} + R_k^{\sigma} + r_k^{\sigma} + R_{jk} \quad (4.45)$$

pour $(j, k) \in \{1, 2, 3, 4\}^2$. La valeur de \mathcal{H} est indépendante de la configuration des électrodes magnétiques, mais \mathcal{D} dépend de la configuration des contacts 1 et 2. On peut avoir $G_{12}^P \neq G_{12}^{AP}$ est possible à condition que les électrodes 1 et 2 soient ferromagnétiques. En revanche, la valeur de G_{12}^c est indépendante des directions d'aimantation des contacts 3 ou 4 car, en raison de $I_{3(4)\uparrow} = -I_{3(4)\downarrow}$: les résistances R_3^{σ} , r_3^{σ} , \tilde{r}_3^{σ} , R_4^{σ} et r_4^{σ} de la figure 4.10 sont connectées en série avec $R_3^{-\sigma}$, $r_3^{-\sigma}$, $\tilde{r}_3^{-\sigma}$, $R_4^{-\sigma}$ et $r_4^{-\sigma}$ respectivement.

Les électrodes V_3^c et V_4^c étant flottantes, aucun courant ne circule à travers ces électrodes. Dès lors, il est possible de proposer un schéma de résistance équivalente pour le dispositif 1N-2F-3F-4N, où la résistance équivalente au contact 3F fait intervenir des termes du type $r_{3(4)\uparrow}^{\uparrow} + r_{3(4)\downarrow}^{\downarrow}$, $\tilde{r}_{3(4)\uparrow}^{\uparrow} + \tilde{r}_{3(4)\downarrow}^{\downarrow}$, qui ne dépendent pas de la direction de l'aimantation. Le courant entre N et F ne peut donc pas dépendre de la configuration relative des aimantations.

En conclusion, dans la limite diffusif incohérent multi-canal discrète, $G_{12}^P = G_{12}^{AP}$ pour les dispositifs N-F-F-N et N-N-F-F. Le transport de charge dans un système diffusif possédant de nombreux canaux de conduction, n'est pas sensible à la présence des électrodes ferromagnétiques. A partir de l'équation (4.38), pour avoir $V_{34}^P \neq 0$ il faut qu'au moins l'une des électrodes 1 ou 2 soit ferromagnétique (pour la création d'une accumulation de spin), et qu'au moins une des électrodes flottantes 3 or 4 soit ferromagnétique (pour la détection de cette accumulation de spin). Ces conditions sont remplies dans le dispositif N-F-F-N mais pas dans N-N-F-F. Néanmoins, ces résultats ne sont pas modifiés dans le cas de diffusion par retournement de spin faible à l'intérieur du conducteur central ou pour une largeur finie des contacts.

4.6.2 Accumulation de spin dans un circuit 3D

Le modèle développé dans la partie précédente est à une dimension. Il est intéressant de considérer un modèle plus élaboré tenant compte notamment de la géométrie de notre dispositif à 3D, pour examiner notamment si l'absence de signal de spin en conductance, ($MG = 0$), persiste dans la géométrie N-F-F-N.

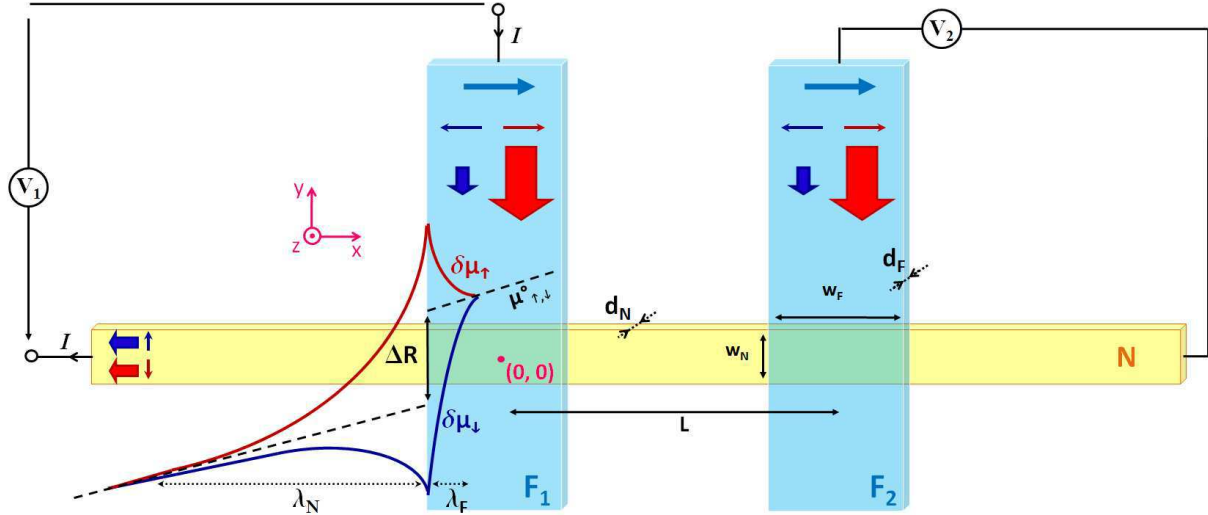


FIGURE 4.11 – Illustration de l'accumulation de spin à l'interface entre un métal ferromagnétique et un métal non magnétique F/N. λ_F et λ_N sont les longueurs de diffusion du spin respectivement dans le métal ferromagnétique F et dans le métal normal N. Représentation du potentiel chimique des spin \uparrow et \downarrow en fonction de la distance à l'interface. Les potentiels chimiques pour chacune des populations de spin sont continus tandis que le potentiel chimique moyenné en spin est discontinu ΔR . $d_{N(F)}$ et $w_{N(F)}$ sont respectivement l'épaisseur et la largeur de l'électrode métallique normale (ferromagnétique). L'accumulation de spin à une distance L -du point de référence (0, 0)- est détectée en mesurant la tension dépendante du spin entre le contact F2 et N.

La figure 4.11 illustre la variation du potentiel chimique à l'interface entre le métal ferromagnétique et le métal normal. La résistance d'interface est à l'origine de la discontinuité dans le potentiel chimique à l'interface. Les longueurs de diffusion de spin λ_F et λ_N respectivement dans le métal ferromagnétique F et dans le métal normal N, sont les longueurs caractéristiques de retour à l'équilibre des populations de spin depuis l'interface jusque dans chacun des matériaux massifs. Ces deux longueurs de diffusion du spin sont différentes : dans le métal normal, il y a moins de processus de chocs dépendant du spin, donc en général $\lambda_F < \lambda_N$.

Dans le cadre du régime diffusif, le courant de charge pour une population de spin s (\uparrow ou \downarrow) [67] peut être exprimé en fonction du gradient de potentiel chimique :

$$j_\sigma = -\frac{\sigma_\sigma}{e} \vec{\nabla} \mu_\sigma \quad (4.46)$$

ce qui est la loi d'ohm généralisée au transport dépendant du spin.

Nous utilisons les expressions décrites dans la réf. [29] pour étudier l'injection et la détection de spin dans une nanostructure de type N-F-F-N, présentée figure 4.11. Le transport diffusif est modélisé dans le cadre de l'équation de Boltzmann dans l'approximation où le libre parcours moyen élastique des électrons est très petit devant la longueur de diffusion du spin.

Le courant électrique j_σ pour le canal de spin σ est déduit du champ électrique \mathbf{E} et du gradient de densité de charges depuis l'équilibre δn_σ : $j_\sigma = \sigma_\sigma \mathbf{E} - e D_\sigma \nabla \delta n_\sigma$, où σ_σ et D_σ sont la conductivité électrique et la constante de diffusion. En utilisant $\delta n_\sigma = N_\sigma \delta \epsilon_\sigma$ et $\sigma_\sigma = e^2 N_\sigma D_\sigma$ (N_σ est la densité d'états dans la sous-bande de spin et $\delta \epsilon_\sigma$ est le décalage dans le potentiel chimique des porteurs depuis la valeur d'équilibre) donné par $j_\sigma = \frac{\sigma_\sigma}{e} \nabla \mu_\sigma$, où $\mu_\sigma = \epsilon_\sigma + e\phi$ est le potentiel électrochimique et ϕ est le potentiel électrique. Les équations de continuité pour la charge et le spin dans l'état stationnaire sont $\nabla \cdot (j_\uparrow + j_\downarrow) = 0$ et $\nabla \cdot (j_\uparrow - j_\downarrow) = -e \delta n_\uparrow / \tau_{\uparrow\downarrow} + e \delta n_\downarrow / \tau_{\downarrow\uparrow}$, où $\tau_{\sigma\sigma'}$ est le temps de diffusion d'un électron depuis l'état de spin σ vers l'état de spin σ' . En utilisant ces équations et l'équilibre $N_\uparrow / \tau_{\uparrow\downarrow} = N_\downarrow / \tau_{\downarrow\uparrow}$, le système d'équations suivant est obtenu :

$$\nabla^2(\sigma_\uparrow \mu_\uparrow + \sigma_\downarrow \mu_\downarrow) = 0 \quad (4.47)$$

$$\nabla^2(\mu_\uparrow - \mu_\downarrow) = \frac{\mu_\uparrow - \mu_\downarrow}{\lambda^2} \quad (4.48)$$

où λ est la longueur de diffusion du spin $\lambda = \sqrt{D \tau_{sf}}$, avec $\tau_{sf}^{-1} = \frac{1}{2}(\tau_{\uparrow\downarrow}^{-1} + \tau_{\downarrow\uparrow}^{-1})$ et $D = (N_\uparrow D_\uparrow^{-1} + N_\downarrow D_\downarrow^{-1}) / (N_\uparrow + N_\downarrow)$: $\tau_{\sigma\sigma'}^{-1}$ est le temps de diffusion d'un électron depuis l'état de spin σ vers σ' et $D_\sigma(N_\sigma)$ la constante de diffusion (la densité d'état) pour le canal de spin σ . Les paramètres caractéristiques du métal normal sont indépendants du spin tandis que ceux qui sont caractéristiques du métal ferromagnétique ont une dépendance en spin : $\frac{\sigma_N}{2} = \sigma^\uparrow = \sigma^\downarrow$, $D_N^\uparrow = D_N^\downarrow$, $\sigma_F^\uparrow \neq \sigma_F^\downarrow$ ($\sigma_F = \sigma_F^\uparrow + \sigma_F^\downarrow$) et $D_F^\uparrow \neq D_F^\downarrow$. Le potentiel électrochimique subit une discontinuité à l'interface de la jonction entre le métal ferromagnétique et le métal normal (F1/N ou F2/N), laquelle est associée à une résistance d'interface R_i . Par souci de simplification, nous supposons que le spin est conservé à l'interface. Le courant à l'interface ($z = 0$) est donné par :

$$I^\sigma = \frac{I^\sigma}{e} (\mu_F^\sigma|_{z=0^+} - \mu_N^\sigma|_{z=0^-}) \quad (4.49)$$

où G_i^σ est la conductance à l'interface ($G_i = G_i^\uparrow + G_i^\downarrow = R_i^{-1}$). Les courants interfaciaux de spin et de charge sont $I_i = I_i^\uparrow + G_i^\downarrow$ et $I_i^s = I_i^\uparrow - G_i^\downarrow$.

Le courant circule entre les contacts 1 et 2, et la tension est mesurée entre les contacts 3 et 4 comme indiqué sur la figure 4.11. On se place dans la limite où : $\lambda_F \ll (d_N, d_F) \ll (w_N, w_F) \ll \lambda_N$.

Lorsque l'on considère la situation où il y a un courant I entre F_1 et N, et aucun courant de charge ne circule entre F_2 et N, les solutions des équations (4.47) et (4.48) sont les suivantes :

$$\mu_N^\sigma(x) = \frac{eI}{\sigma_N A_N} x + \sigma (a_1 e^{-\frac{|x|}{\lambda_N}} + a_2 e^{-\frac{|x-L|}{\lambda_N}}), \text{ pour } x < 0 \text{ dans } N \quad (4.50)$$

$$\mu_N^\sigma(x) = \sigma (a_1 e^{-\frac{|x|}{\lambda_N}} + a_2 e^{-\frac{|x-L|}{\lambda_N}}), \text{ pour } 0 < x \text{ dans } N \quad (4.51)$$

$$\mu_{F_1}^\sigma(z) = \frac{eI}{\sigma_F A_J} z + eV_1 + \sigma b_1 \frac{\sigma_F}{\sigma_F^\sigma} e^{-\frac{z}{\lambda_F}}, \text{ dans } F_1 \quad (4.52)$$

$$\mu_{F_2}^\sigma(z) = eV_2 + \sigma b_2 \frac{\sigma_F}{\sigma_F^\sigma} e^{-\frac{z}{\lambda_F}}, \text{ dans } F_2 \quad (4.53)$$

Des conditions de continuité du courant de spin et de charge au niveau des interfaces F/N, le système d'équations suivant peut être déduit :

$$\left\{ \begin{array}{l} I = (G_1^\uparrow + G_1^\downarrow)V_1 + b_1 \frac{\sigma_F}{e} \left(\frac{G_1^\uparrow}{\sigma_{F_1}^\uparrow} - \frac{G_1^\downarrow}{\sigma_{F_1}^\downarrow} \right) - \frac{G_1^\uparrow - G_1^\downarrow}{e} (a_1 + a_2 e^{-\frac{L}{\lambda_N}}) \\ pF_1 I = (G_1^\uparrow - G_1^\downarrow)V_1 + b_1 \frac{\sigma_F}{e} \left(\frac{G_1^\uparrow}{\sigma_{F_1}^\uparrow} + \frac{G_1^\downarrow}{\sigma_{F_1}^\downarrow} + \frac{2A_J}{\lambda_F} \right) - \frac{G_1^\uparrow + G_1^\downarrow}{e} (a_1 + a_2 e^{-\frac{L}{\lambda_N}}) \\ pF_1 I = 2a_1 \frac{\sigma_N A_N}{e\lambda_N} + 2b_1 \frac{\sigma_F A_J}{e\lambda_F} \\ 0 = (G_2^\uparrow + G_2^\downarrow)V_2 + b_2 \frac{\sigma_F}{e} \left(\frac{G_2^\uparrow}{\sigma_{F_2}^\uparrow} - \frac{G_2^\downarrow}{\sigma_{F_2}^\downarrow} \right) - \frac{G_2^\uparrow - G_2^\downarrow}{e} (a_1 e^{-\frac{L}{\lambda_N}} + a_2) \\ 0 = (G_2^\uparrow - G_2^\downarrow)V_2 + b_2 \frac{\sigma_F}{e} \left(\frac{G_2^\uparrow}{\sigma_{F_2}^\uparrow} + \frac{G_2^\downarrow}{\sigma_{F_2}^\downarrow} + \frac{2A_J}{\lambda_F} \right) - \frac{G_2^\uparrow + G_2^\downarrow}{e} (a_1 e^{-\frac{L}{\lambda_N}} + a_2) \\ 0 = 2a_2 \frac{\sigma_N A_N}{e\lambda_N} + 2b_2 \frac{\sigma_F A_J}{e\lambda_F} \end{array} \right. \quad (4.54)$$

La résolution du système (4.54) permet d'exprimer les quantités V_1 , V_2 , a_1 , a_2 , b_1 et b_2 en fonction des autres paramètres. La polarisation intervient dans les paramètres $P_{F_i} = \frac{\sigma_{F_i}^\uparrow - \sigma_{F_i}^\downarrow}{\sigma_{F_i}^\uparrow + \sigma_{F_i}^\downarrow}$ et $P_{J_i} = \frac{|G_i^\uparrow - G_i^\downarrow|}{G_i}$. Les expressions de V_1 et V_2 au premier ordre en P_F et P_J et pour des paramètres identiques pour les deux contacts ferromagnétiques, sont :

$$\begin{aligned} \frac{V_1}{I} = \frac{R_F}{D} \left[\left(1 + \frac{2R_2}{1 - P_J^2} + \frac{2R_F}{1 - P_F^2} \right) \left(\frac{2R_1}{1 - P_J^2} \left(\frac{R_1}{R_N} - 1 \right) + \frac{2(1 + P_F(P_F - 2P_J)) \frac{R_1 R_F}{R_N^2}}{(1 - P_F^2)(1 - P_J^2)} + \frac{P_F^2 \frac{R_F}{R_N}}{1 - P_F^2} \right) \right. \\ \left. + e^{-2\frac{L}{\lambda_N}} \left(1 - \frac{R_1}{R_F} \frac{1}{1 - P_J^2} - \frac{1}{1 - P_F^2} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.55)$$

$$\frac{V_2}{I} = 2\varepsilon_1 \varepsilon_2 \frac{e^{-\frac{L}{\lambda_N}} R_N}{D} \left(\frac{P_J R_2}{1 - P_J^2} + \frac{P_F R_F}{1 - P_F^2} \right) \left(\frac{P_J R_1}{1 - P_J^2} + \frac{P_F R_F}{1 - P_F^2} \right) \quad (4.56)$$

avec

$$D = \left(\frac{2R_1}{1 - P_J^2} + \frac{2R_F}{1 - P_F^2} + 1 \right) \left(\frac{2R_2}{1 - P_J^2} + \frac{R_F}{1 - P_F^2} + 1 \right) - e^{-2\frac{L}{\lambda_N}} \quad (4.57)$$

Les termes en ε_i caractérisent la direction d'aimantation de chacune des électrodes ferromagnétiques. Dans l'expression de V_2 , la configuration des aimantations intervient (par ε_1

et ε_2), selon une configuration P ou AP, le signe sera "+" ou "-" respectivement. Nous retrouvons ici l'expression de la référence [29]. Qualitativement, le système se comporte donc bien comme une assemblée de systèmes en série, indépendants les uns des autres. Il n'est pas possible, dans ce régime, d'obtenir un changement de signe de la tension entre les électrodes normale et ferromagnétique -source-, V_1 ne dépend ni de ε_1 ni de ε_2 . (Notons que V_1 n'était pas déterminée dans la référence [29].)

En conclusion, nous avons montré ici que l'utilisation d'un modèle plus élaboré pour décrire le transport dépendant du spin dans le régime diffusif incohérent multi-canal conduit à un même constat : l'absence de signal de spin MG dans la géométrie non-locale.

4.7 Conclusion

Dans cette partie, nous avons étudié théoriquement différents circuits où un nanotube de carbone, possédant deux canaux transverses, est contacté à deux contacts normaux et deux contacts ferromagnétiques. Deux des contacts sont utilisés comme source et drain permettant de définir la conductance locale. Les deux autres électrodes sont flottantes et permettent de définir la tension non-locale hors du chemin classique du courant. Quand les aimantations des deux électrodes ferromagnétiques passent de la configuration parallèle à la configuration antiparallèle, nous avons montré l'existence d'un signal magnétique dans la conductance G_{12} et dans la tension non-locale V_{34} lequel est spécifique du cas de transport à peu de canaux de conduction. Nous proposons, en particulier, une disposition pour les électrodes normales et ferromagnétiques (dispositif N-N-F-F) pour laquelle aucun signal magnétique ne devrait être observé dans la limite diffusif incohérente multi-canal, contrairement à la limite cohérente à quatre canaux où il devrait y avoir une réponse magnétique dans la tension non-locale V_{34} comme dans la conductance G_{12} . Pour un arrangement des électrodes plus traditionnel, utilisé pour étudier la limite diffusif incohérente multi-canal, un comportement qualitativement différent est observé dans le régime à quatre canaux : un signal de spin doit être observé dans la conductance G_{12} . Ces comportements magnétiques spécifiques sont fortement renforcés dans le cas cohérent ce qui est dû aux effets des résonances ayant lieu dans le nanotube et possiblement à la dépendance en spin du décalage de phase aux interfaces. Ces calculs permettent d'envisager les effets de transport non-locaux dépendants du spin dans les expériences de nanospintronique. Nous avons réalisé ces expériences que nous allons décrire dans les chapitres suivants.

Chapitre 5

Électronique de spin cohérente de phase

L'un des enjeux majeurs du domaine de la spintronique est le contrôle et la manipulation du degré de liberté de spin de l'électron. Le degré de liberté de phase orbitale de l'onde

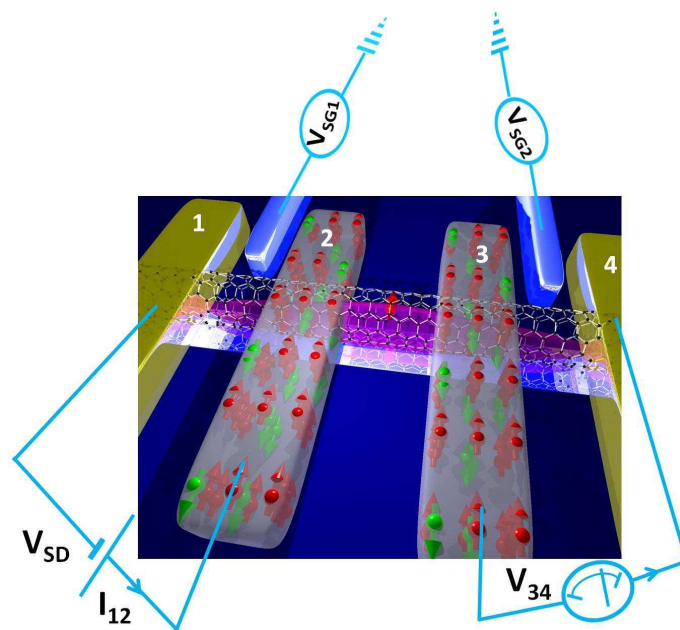


FIGURE 5.1 – Vue d'artiste de la problématique du transport de spin dans un dispositif hybride à plusieurs contacts et à plusieurs électrodes de grille, lequel est mesuré dans une géométrie non-locale. Dispositif conservant la cohérence du spin et de la phase orbitale de l'onde électronique, laquelle est délocalisée sur l'ensemble du conducteur balistique : ici il s'agit d'un nanotube de carbone.

électronique n'a pas été exploité jusqu'à présent. En effet, dans la plupart des expériences menées jusqu'à présent, le transport des porteurs de charges est essentiellement dans le régime diffusif incohérent multi-canal [2].

Les fils quantiques et les molécules apparaissent comme un moyen prometteur de transporter le spin de l'électron. Cependant l'étude de ces dispositifs s'est particulièrement concentrée sur une géométrie à deux terminaux, avec deux contacts ferromagnétiques. La nécessité d'utiliser une géométrie plus complexe pour contrôler et manipuler le spin s'impose d'elle-même. Qu'advient-il alors du spin dans une géométrie à plusieurs contacts où le spin et la phase orbitale de la fonction d'onde électronique sont conservés ?

Le transport à plusieurs contacts s'est avéré être une question fondamentale de la physique mésoscopique, en particulier dans l'étude des effets non-locaux des signaux électriques provenant de la délocalisation de la fonction d'onde électronique. Il est dès lors légitime de se demander si cette non-localité d'origine quantique peut persister et être exploitée dans les dispositifs de spintronique combinant à la fois l'échelle nanoscopique et le ferromagnétisme.

Ce chapitre est essentiellement consacré aux résultats expérimentaux du dispositif N-F-F-N étudié théoriquement dans le chapitre 4. Dans ce dispositif, un nanotube de carbone mono paroi (noté SWNT) est connecté à quatre électrodes métalliques comme schématisé sur la figure 5.1 : deux électrodes ferromagnétiques centrales et, aux extrémités, deux électrodes normales. La mesure dans ce dispositif est effectuée à quatre points pour avoir accès simultanément à la conductance et à la tension : la mesure est non-locale, dans une géométrie identique à celle proposée par Johnson et Silsbee [3]. Dans notre dispositif, deux électrodes servent d'électrodes source et drain, tandis que les deux autres servent d'électrodes de sondes de tension non-locales. Dans tout le chapitre nous noterons $G_{12} = \frac{dI_{12}}{dV_{SD}}$ la conductance aux bornes des électrodes 1 et 2, V_{34} la tension non-locale aux bornes des électrodes 3 et 4, et H le champ magnétique extérieur appliqué. De plus, nous noterons V_{SG1} , V_{SG2} et V_{BG} les tensions de grille des électrodes latérale 1, latérale 2 et arrière respectivement.

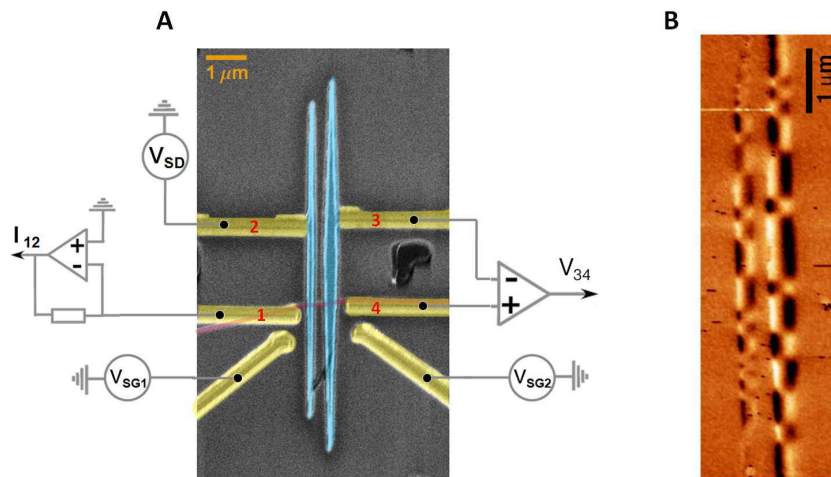


FIGURE 5.2 – **A** : Photo d'un échantillon réalisée au microscope électronique à balayage (MEB) d'un échantillon typique : échantillon I. Un nanotube de carbone, surligné en rouge, est connecté à deux électrodes ferromagnétiques notées 2 et 3, et à deux électrodes normales, notées 1 et 4. **B** : Photo MFM à température ambiante d'un échantillon typique.

5.1 Description expérimentale

Une photo prise au microscope électronique à balayage (MEB) d'un échantillon typique (l'échantillon I) est présentée à la figure 5.2A. Une tension source AC de l'ordre de 200 à 300 μV est appliquée entre l'électrode normale 1 et l'électrode ferromagnétique 2. La mesure de la tension non-locale V_{34} est effectuée à 4.2 K, avec un amplificateur à détection synchrone dont la fréquence de détection est de 77.7 Hz et un amplificateur différentiel à forte impédance d'entrée (1 GOhm), fabriqué au laboratoire. Un champ magnétique H est appliqué dans le plan des électrodes. Les deux électrodes ferromagnétiques ont des largeurs différentes (150 nm et 250nm) et donc des champs coercitifs différents, permettant de contrôler indépendamment le basculement de chacune d'entre elles. La photo des électrodes ferromagnétiques prise au Microscope à Force Magnétique (MFM) réalisée à température ambiante, figure 5.2B, montre que les domaines magnétiques des électrodes sont transverses et leur taille est typiquement de l'ordre de 1 μm .

5.2 Spectroscopie des dispositifs

Il est nécessaire de caractériser au mieux le spectre des dispositifs pour définir l'objet auquel nous sommes confrontés.

Nous présentons dans cette partie trois types de spectroscopie : une spectroscopie de la conductance G_{12} en fonction de la tension source-drain V_{SD} et de la tension de grille (arrière ou latérale), une spectroscopie de la conductance G_{12} et une spectroscopie de la tension non-locale V_{34} en fonction de deux tensions de grille.

5.2.1 Régime du transport dans le dispositif

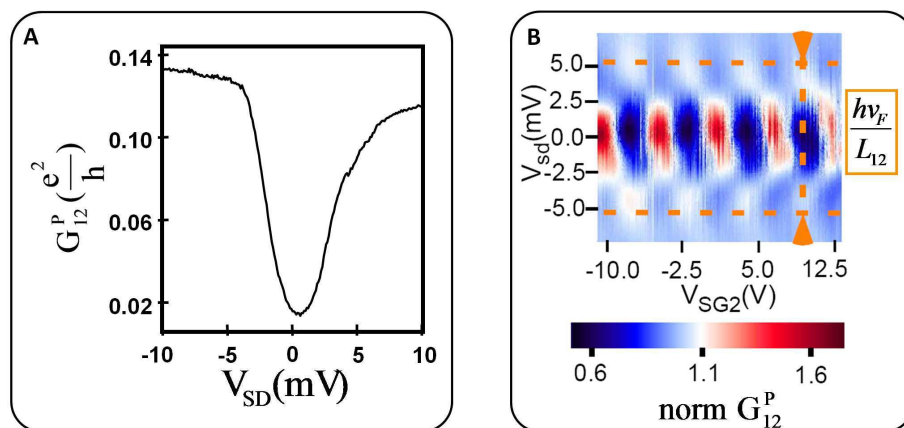


FIGURE 5.3 – **A** : courbe de la conductance non normalisée en fonction de la tension source drain. **B** : Graphe en niveau de couleur de la conductance normalisée G_{12}^P en fonction de V_{SD} et V_{SG2} , pour l'échantillon III.

A l'aide d'une spectroscopie de transport non-linéaire, nous déterminons le régime de transport dans chacun des dispositifs et nous effectuons une post-sélection de ceux qui

présentent un régime de transport sans interaction. En effet, dans le chapitre 4, nous avons négligé les interactions pour modéliser notre système. De ce fait, les dispositifs dont la spectroscopie non-linéaire présente des damiers de type interféromètre Fabry-Pérot électronique, entrent dans le cadre de notre étude théorique.

Le graphe en niveau de couleur de la conductance normalisée G_{12}^P en fonction de V_{SD} et V_G , illustré à la figure 5.3B pour l'échantillon III (voir la partie Echantillons mesurés pour des données supplémentaires), est marqué par une structure en damier. Ce damier est caractéristique d'interférences quantiques de l'onde électronique, montrant que le transport est de type Fabry-Pérot. Il est possible de déterminer l'espacement en énergie des niveaux dans l'interféromètre Fabry-Pérot électronique. La distance pic à pic entre les résonances en conductance est donnée par : $e\Delta V_{SD} = 2\Delta E_n = \frac{h\nu_F}{L}$. Ici, cet espacement est de l'ordre de 5 meV. Ceci correspond alors à une longueur de section de nanotube de $L_{12} = 300nm$ avec une vitesse de $8 \times 10^5 m/s$. Nous avons cherché à produire ces distances par lithographie électronique. Notons que nous observons également une anomalie à tension d'excitation nulle observée dans G_{12}^P est une signature possible des interactions électron-électron. Cet effet est compensé dans le graphe en niveaux de couleur de la spectroscopie de G_{12}^P en normalisant G_{12}^P par la moyenne de sa dépendance en V_{SD} selon toute la fenêtre de tension de grille présentée sur la figure 5.3A.

5.2.2 Interféromètres Fabry-Pérot électroniques en série

Nous présentons la spectroscopie de la tension non-locale V_{34} en fonction de V_{SG1} et V_{SG2} pour l'échantillon I lorsque les électrodes ferromagnétiques sont dans une configuration parallèle (d'autres spectroscopies sont disponibles dans la partie Echantillons mesurés).

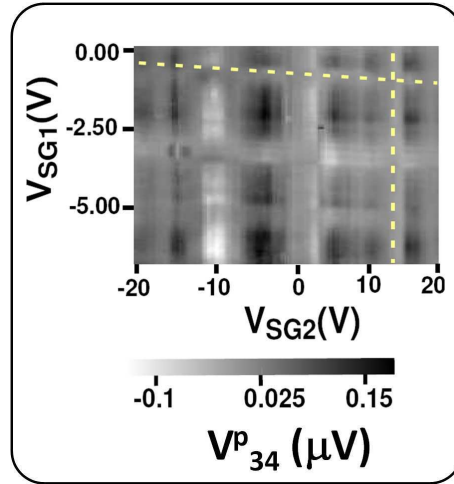


FIGURE 5.4 – Spectroscopie du dispositif en tension non-locale V_{34} en fonction de V_{SG1} et V_{SG2} dans un graphe en niveaux de gris pour l'échantillon I. Les électrodes ferromagnétiques sont dans la configuration parallèle.

Pour décrire l'influence des tensions de grille sur le circuit, nous introduisons la relation :

$$\delta_{ij} = \frac{\pi C_{Qij}}{e} (\alpha_{ij} V_{SG1} + \beta_{ij} V_{SG2}) \quad (5.1)$$

où e est la charge élémentaire, $C_{Qij} = 2e^2 L_{ij}/hv_F$ est la capacité quantique pour chaque section de nanotube, v_F est la vitesse de Fermi des électrons dans la section de nanotube de longueur L_{ij} , d'énergie proche de E_F . Les coefficients de couplage sans dimension α_{ij} et β_{ij} sont déterminés par le schéma électrostatique du dispositif décrits au chapitre 4.

Le graphe en niveaux de gris de la tension non-locale V_{34} en fonction de V_{SG1} et V_{SG2} pour V_{BG} fixée, figure 5.4, pour l'échantillon I, est caractérisé par un motif de type "tartan". Les lignes blanches (surlignées par les lignes pointillées jaunes) verticales et horizontales assez régulièrement espacées, correspondent aux antirésonances dans V_{34} . Ces lignes correspondent aux niveaux d'énergie dans les boîtes formées par les sections de nanotube définis entre deux contacts : il existe trois sections de nanotube résultant des quatre contacts déposés sur la molécule. L'existence de ces lignes à la fois horizontales et verticales montrent que les électrodes de grilles contrôlent de façon relativement indépendante chacun des tronçons de nanotube, lesquels portent des niveaux d'énergie différents. Les résonances et antirésonances observées proviennent des niveaux discrets qui sont déplacés par la tension de grille correspondante, et qui arrivent à résonance pour certaines valeurs de tension de grille.

La spectroscopie en conductance G_{12}^P en fonction de V_{SG1} et V_{SG2} , à V_{BG} fixée pour l'échantillon III, figure 5.5, présente des franges d'interférences notamment mises en évidence par les lignes rouges obliques. L'échantillon ne présente pas de motif de type "tartan". Ceci montre que les modulations de la conductance G_{12}^P sont contrôlées essentiellement par une seule phase δ_{12} , laquelle peut être contrôlée à la fois par V_{SG1} et par V_{SG2} . Ceci n'exclue par les boucles de résonances plus longues.

La détermination du diagramme électrostatique équivalent au dispositif (cf. chapitre 4) montre qu'il est possible d'obtenir ce type de graphe en niveaux de couleur. La pente des franges peut être inversée pour certaines valeurs de couplages capacitifs entre les électrodes de grille.

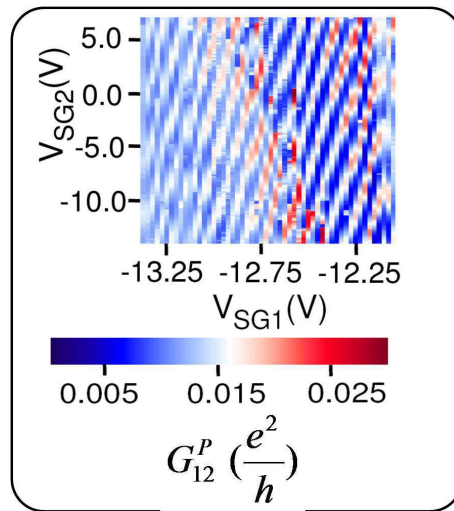


FIGURE 5.5 – Spectroscopie de la conductance G_{12}^P en fonction de V_{SG1} et V_{SG2} pour l'échantillon III. Les électrodes ferromagnétiques sont dans la configuration parallèle.

Les capacités peuvent être estimées à partir des motifs de résonances dans les graphes en

niveaux de couleur de G_{12} et V_{34} , figure 5.4 et 5.5. En reprenant le schéma électrostatique équivalent du circuit présenté dans le chapitre 4 et avec l'ensemble de données réalistes pour les capacités, qui est le suivant : $\{C_L, C_{FL}, C_R, C_{FR}, C_{m_1}, C_{m_2}, C_{G1}, C_{G2}, C_{Q12}, C_{Q23}, C_{Q34}\}$ de l'ordre de

$\{10aF, 10aF, 10aF, 10aF, 100aF, 100aF, 1aF, 1aF, 30aF, 1aF, 10aF\}$, nous déduisons alors les coefficients α et β lesquels sont en bon accord avec les pentes observées dans les différents motifs de type "tartan" observés. Les valeurs de α et β doivent être réévaluées à chaque ajustement pour expliquer la dépendance en grille des signaux observés. Notons que nous n'avons pas pris en compte l'influence de l'électrode de grille arrière car celle-ci est gardée à un potentiel constant durant toutes les mesures.

En conclusion, les différentes spectroscopies du dispositif ont montré que celui-ci se comportait essentiellement comme trois interféromètres Fabry-Pérot électroniques en série, contrôlables indépendamment par les grilles locales.

La nature du couplage entre ces interféromètres est significative pour le développement d'une spintronique conservant la cohérence orbitale de l'onde électronique. Nous allons la préciser dans ce qui suit.

5.3 Dépendance en champ magnétique de la tension non-locale V_{34} et de la conductance G_{12} locale

La direction du champ magnétique extérieur par rapport à l'orientation des domaines magnétiques modifie l'allure des basculements des signaux de spin mesurés. Pour un champ magnétique extérieur parfaitement aligné avec l'axe de facile aimantation des électrodes, il est possible d'observer un cas de basculement idéal comme présenté à la figure 5.6. Lorsque le

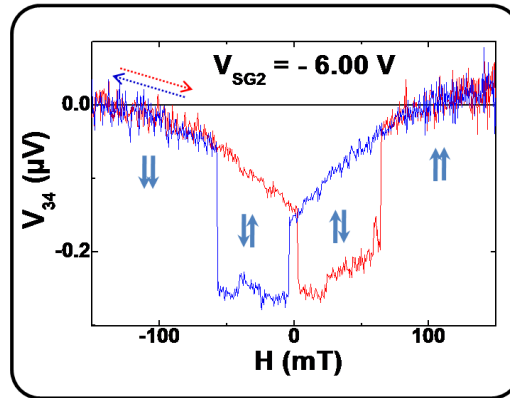


FIGURE 5.6 – Courbe de tension non-locale V_{34} en fonction du champ magnétique extérieur H pour $V_{SG1} = -8.76V$, $V_{SG2} = -6.00V$ et pour $V_{BG} = -11.772V$ pour l'échantillon I. H est orienté parallèlement à l'axe d'aimantation des domaines magnétiques.

champ extérieur est très positif ou très négatif, les deux électrodes sont dans une configuration parallèle (configuration P). Pour des champs compris entre les deux champs coercitifs Hc_1 et Hc_2 des électrodes (avec $Hc_1 < Hc_2$), la configuration est antiparallèle (configuration AP).

La forme du basculement est particulièrement sensible à l'orientation du champ extérieur : un faible angle peut être à l'origine de basculements plus progressifs comme nous le verrons par la suite.

5.3.1 Courbes hystérétiques de G_{12} et V_{34} en fonction de H

Orientation de H parallèlement à l'axe de facile aimantation des électrodes

Dans cette partie, la direction du champ magnétique est parallèle à l'axe de facile aimantation des électrodes, schématisé sur la figure 5.6A. Le champ extérieur H et les domaines magnétiques sont alignés à quelques degrés d'angle près. Nous présentons ici, les mesures de

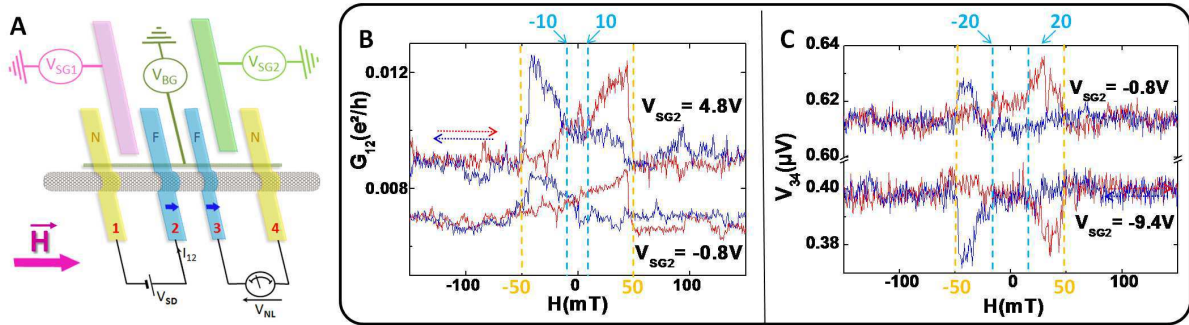


FIGURE 5.7 – Echantillon III. **A** : configuration de la mesure. Le champ est appliqué parallèlement à l'axe de facile aimantation des électrodes ferromagnétiques, c'est-à-dire transversalement comme indiqué par la flèche mauve. **B** : Courbe de la conductance G_{12} en fonction de H pour $V_{BG} = -5.455V$, $V_{SG1} = -5.00V$ et pour $V_{SG2} = -4.80V$ ou $V_{SG2} = -0.80V$. **C** : Courbe de la tension non-locale V_{34} en fonction de H pour $V_{BG} = -5.455V$, $V_{SG1} = -5.00V$ et pour $V_{SG2} = -0.80V$ ou $V_{SG2} = -9.40V$.

signaux de spin à la fois dans la conductance G_{12} et dans la tension non-locale V_{34} pour l'échantillon III, et pour des valeurs de tension de grille différentes, comme indiqué figure 5.7. Dans cette direction du champ magnétique extérieur H , il est possible d'obtenir un basculement à champ fort raide systématique qui a lieu aux alentours de 50 mT. A champ faible, le basculement est plus progressif, sauf pour l'échantillon I, et il a lieu aux environs de 10-20 mT. Dans les courbes de conductance G_{12} , il s'agit du signe normal pour la TMR (ou MG) correspondante ($G^P > G^{AP}$). Dans les courbes de tension non-locale V_{34} , il s'agit du signal anormal de MV ($MV = V^P - V^{AP}$), c'est-à-dire $MV < 0$. L'amplitude des signaux de spin MG et MV sont fonction de la tension de grille, résultats analogues à ceux obtenus par Sahoo et al. [?].

Orientation de H perpendiculairement à l'axe de facile aimantation des électrodes

Lorsque le champ extérieur H est orienté perpendiculairement à l'axe de facile aimantation des électrodes ferromagnétiques comme schématisé à la figure 5.8A, l'hystérésis demeure et des basculements complexes sont observés, illustré sur les figures 5.8(B et C), pour $V_{BG} = 3.38V$ et $V_{BG} = 4.04V$, à $V_{SG1} = -0.00V$ et $V_{SG2} = -0.00V$. Dans cette direction du champ, les

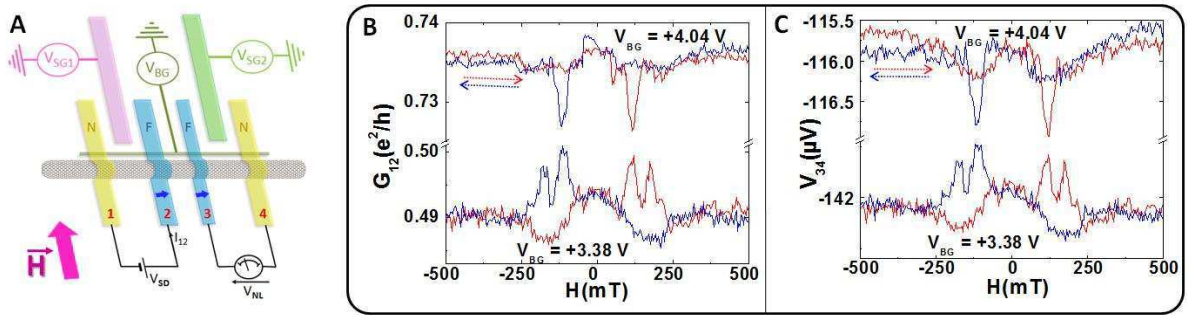


FIGURE 5.8 – Echantillon II. **A** : schéma du dispositif en présence d'un champ extérieur H perpendiculaire à l'axe de facile aimantation des électrodes. **B** & **C** : Courbe de la conductance G_{12} et de tension non-locale V_{34} en fonction de H pour $V_{SG1} = 0.00V$, $V_{SG2} = 0.00V$ et $V_{BG} = 3.38V$ ou $V_{BG} = 4.04V$.

deux types de signe pour MG et MV sont observés : les signes normal (positif) et anormal (négatif). Ce signe peut être contrôlé par la tension de grille, et ne peut être expliqué qu'à travers un modèle cohérent [?].

5.3.2 Forme du basculement et cohérence quantique

Il est nécessaire de mesurer simultanément les signaux de spin sur la tension non-locale V_{34} et sur la conductance G_{12} pour montrer que l'existence d'un signal de spin est une propriété du dispositif entier. Les cycles hystérétiques pour une orientation de H parallèle ou perpendiculaire à l'axe d'anisotropie des électrodes montrent qu'un signal hystérétique peut être observé simultanément pour les deux quantités mesurées lorsque le champ magnétique est balayé depuis des champs très négatifs vers des champs très positifs et inversement. De plus, dans l'orientation perpendiculaire présentée sur la figure 5.8 (**B** et **C**), à la fois la forme et le signe des signaux de spin de G_{12} et de V_{34} sont corrélés. Ceci confirme que les signaux de spin ont la même origine physique c'est-à-dire le changement relatif de configuration des deux électrodes ferromagnétiques. Ceci constitue une première mise en évidence de la conservation de la cohérence du degré de liberté de spin de l'onde électronique lors de son passage sous les électrodes de contact. De plus, l'amplitude et le signe du signal de spin sur G_{12} et sur V_{34} sont contrôlables par la tension de grille appliquée. Enfin, l'existence d'un signe anormal de MV dans la figure 5.7C est spécifique d'un régime cohérent. Ceci peut être expliqué par le modèle de diffusion exposé au chapitre 4. Il est intéressant à présent d'examiner en détail la dépendance de ces signaux de spin avec les tensions de grille.

5.4 Dépendance en grille : méthodes de mesures

La détermination de la dépendance des signaux de spin avec la tension de grille se heurte à une difficulté : en quel(s) point(s) déterminer l'amplitude du signal de spin. Nous avons examiné essentiellement deux méthodes : en se plaçant dans une configuration P ou AP des

électrodes et en effectuant les mesures de G_{12} et de V_{34} en fonction de la tension de grille, ou bien en mesurant ce signal de spin sur les courbes individuelles de G_{12} et de V_{34} en fonction du champ H pour différentes tensions de grille.

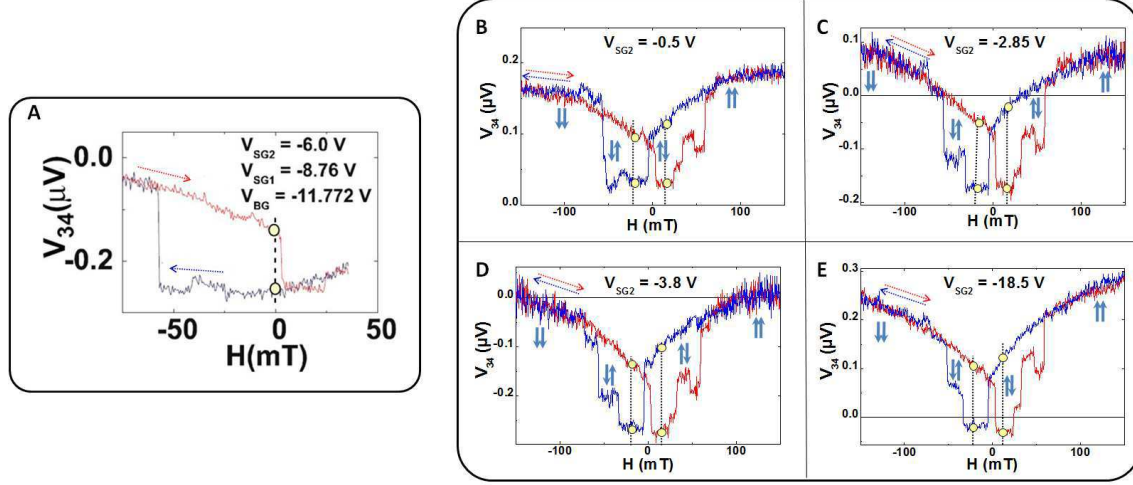


FIGURE 5.9 – Echantillon I : V_{SG1} et V_{BG} sont fixées à $V_{SG1} = -8.76V$ et $V_{BG} = -11.772V$. **A** : Cycle mineur de V_{34} en fonction de H pour $V_{SG2} = -6.00V$. **B**, **C**, **D** et **E** : Courbe de la tension non-locale V_{34} en fonction de H pour $V_{SG2} = -0.5V$, $V_{SG2} = -2.85V$, $V_{SG2} = -3.8V$ et $V_{SG2} = -18.5V$.

La première méthode consiste donc à se placer dans une configuration P ou AP. Pour cela, le cycle "mineur" a été réalisé, comme présenté ici dans le cas de l'échantillon I à la figure 5.9A. En entamant un balayage en champ magnétique, lorsque la première électrode bascule, le champ est balayé pour retourner vers zéro. De cette façon, à champ nul, l'une des électrodes a changé d'orientation tandis que l'autre est demeurée fixée. L'échantillon est alors dans une configuration AP pour $H = 0$. Il est alors possible de mesurer G_{12}^{AP} et V_{34}^{AP} en fonction de la tension de grille dans cette situation. Puis, après un cycle en champ, on se retrouve dans la configuration P à champ nul. Il est possible alors de déterminer l'évolution de G_{12}^P et V_{34}^P en fonction de la tension de grille. Il s'en suit la détermination de MV et MG en fonction de V_{SG1} , V_{SG2} ou V_{BG} . Cette méthode est possible pourvu que l'échantillon soit suffisamment stable, ce qui a été le cas de l'échantillon I.

La seconde méthode est l'étude du signal de spin sur chaque balayage en champ. Une région en champ est choisie, et le signal de spin est extrait directement. Cette méthode est illustrée sur les figures 5.9(B, C, D et E), où une valeur de champ H a été choisie ($H \simeq 20mT$) sur les courbes de V_{34} en fonction de H pour différentes valeurs de $V_{SG2} = -3.80V, -2.85V, -18.5V, -0.5V$, pour $V_{SG1} = -8.76V$ et $V_{BG} = -11.772V$ fixées.

Notons que ces figures illustrent également que V_{34}^P et V_{34}^{AP} peuvent avoir divers signes : opposés comme de même signes à l'exception du cas $V_{34}^P < 0$ et $V_{34}^{AP} > 0$. Les basculements des électrodes ne sont pas aussi idéaux que ceux présentés à la figure 5.6. Ceci est dû à l'existence de domaines comme nous l'avons montré précédemment, et au désalignement avec l'axe de facile aimantation. Néanmoins il est aisé de définir ici la configuration P et AP, comme cela est indiqué sur la figure par les deux flèches bleues. Cette méthode peut être appliquée

si la stabilité de l'échantillon n'est pas suffisante pour appliquer la première méthode.

5.5 Dépendance en grille de V_{34} et MV

Les spectroscopies des échantillons montrent que le dispositif est constitué essentiellement d'îlots quantiques couplés. L'existence d'états quasi-liés dans le nanotube induit des variations de V_{34}^P et de MV lorsque le champ électrique local est changé. Ce dernier peut être contrôlé en changeant la tension aux bornes des électrodes de grille V_{SG2} , V_{SG1} étant fixée, comme présenté sur la figure 5.10. Les résonances observées dans V_{34} sont celles présentes

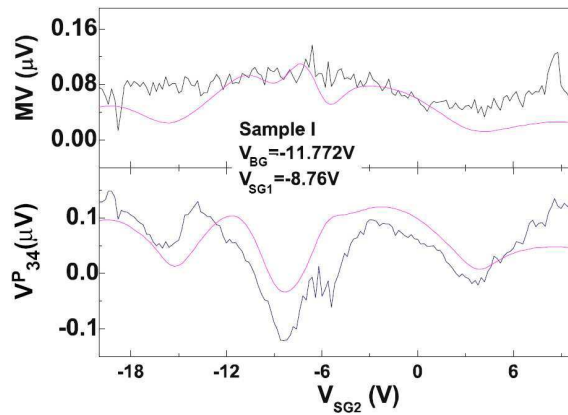


FIGURE 5.10 – Courbes de V_{34} et de MV en fonction de V_{SG2} et comparaison avec la théorie pour l'échantillon I. La courbe violette correspond à la prédiction théorique issue de la théorie de diffusion à plusieurs contacts présentée au chapitre 4 avec les paramètres décrit dans le texte.

sur la spectroscopie de V_{34} en fonction de V_{SG1} et V_{SG2} dont le motif est de type "tartan" (figure 5.4). Pour $V_{SG1} = -8.76V$ et $V_{BG} = -11.772V$, V_{34}^P et V_{34}^{AP} ont une évolution quasi parallèle lorsque V_{SG2} est balayé. Le signal de spin MV qui en résulte ne dépend que faiblement de V_{SG2} , et reste de signe positif constant. Précédemment, il a été montré que V_{34}^P et V_{34}^{AP} peuvent avoir la plupart des signes (excepté $V_{34}^P < 0$ et $V_{34}^{AP} > 0$) suivant les valeurs de V_{SG1} et V_{SG2} , figure 5.9(B, C, D et E). Ceci provient des effets de quantification transverse et longitudinale.

Les spectroscopies non-linéaires de G_{12} et V_{34} (voir également la partie Echantillons mesurés) montrent que dans nos dispositifs, le régime de transport est plutôt du type Fabry-Pérot. En particulier, le phénomène de blocage de Coulomb est habituellement absent dans nos systèmes. Ceci permet donc de comparer les résultats obtenus avec la théorie sans interaction présentée au chapitre 4. Dans ce modèle, quatre canaux ont été pris en considération : deux canaux de spin et deux canaux orbitaux K et K' présents dans le nanotube de carbone. En supposant, par souci de simplicité, que le degré de liberté K/K' est conservé dans l'ensemble du conducteur, et qu'entre deux contacts consécutifs i et j, l'électron acquiert un déphasage δ_{ij} , l'effet de chaque contact nanotube/métal peut être décrit par une matrice de diffusion qui dépend de la probabilité de transmission du contact. Le modèle théorique de

diffusion est totalement cohérent : la phase de l'onde électronique est conservée même lorsque les électrons passent sous les contacts ferromagnétiques 2 et 3.

Chacun de nos échantillons est caractérisé par la donnée d'un ensemble de paramètres $\{T_{1K}, T_{1K'}, T_2, P_2, \varphi_2^R, \Delta\varphi_2^R, \varphi_2^T, \Delta\varphi_2^T, T_3, P_3, \varphi_3^R, \Delta\varphi_3^R, \varphi_3^T, \Delta\varphi_3^T, T_{4K}, T_{4K'}, C_{Q12}, C_{Q23}, C_{Q34}\}$, où $T_{1(4)K[K']}$ est la probabilité de transmission depuis l'électrode 1(4) vers le nanotube pour l'orbitale $K[K']$, $T_{2(3)}$ est la probabilité de transmission entre deux sections de nanotube séparées par l'électrode 2(3), $P_{2(3)}$ est la polarisation de spin tunnel correspondante, $\varphi_{2,(3)}^{T[R]}$ est la phase de diffusion moyennée en spin pour la transmission d'électron sous l'électrode 2(3) [resp. la réflexion d'électron sous le contact 2(3)], et $\Delta\varphi_{2,(3)}^R, \Delta\varphi_{2,(3)}^T$ sont les déphasages dépendants du spin à l'interface des électrodes 2(3) (voir le chapitre 4). Les résultats de la théorie de diffusion à $T = 4.2K$ en violet sur la figure 5.10 correspondent à l'ensemble des paramètres suivant :

$\{0.25, 0.85, 0.002, 0.4, \pi, 0, 0, 0, 0.45, 0.4, \pi, 0, 0, 0, 0.29, 0.9, 11, 2.2, 18.0\}$.

Les capacités sont exprimées en unité de aF . Les probabilités de transmission peuvent être estimées à partir de mesures à deux points de la conductance dans chaque section de nanotube à température ambiante. La multitude des paramètres de ce modèle montre que la pertinence doit être relativisée. Nous avons dû introduire dans ce cas une SDIPS finie au niveau des électrodes ferromagnétiques pour augmenter l'amplitude des oscillations dans MG [54], [22]. Nous soulignons que les paramètres indiqués ci-dessus sont l'objet de nombreuses contraintes (notamment l'unitarité de la matrice de diffusion totale) qui minimisent en grande partie l'espace des phases autorisé pour l'ajustement.

La courbe violette de la figure 5.10 est obtenue par ce modèle théorique. L'accord entre les résultats expérimentaux et les résultats théoriques est qualitativement bon : les variations de V_{34} ainsi que celles de MV et l'ordre de grandeur sont en bon accord.

5.6 Dépendance en grille de G_{12} et MG

Les dépendances de G_{12} et de MG avec V_{SG2} permettent de mettre encore mieux en évidence comment le signal de spin est affecté par les interférences quantiques non-locales. La mesure simultanée de G_{12} et de MG est présentée à la figure 6.6. G_{12}^P oscille de $0.008(\frac{e^2}{h})$ à $0.017(\frac{e^2}{h})$ en fonction de V_{SG2} . Ces oscillations dont l'amplitude est de l'ordre de 30 % sont également présentes dans MG. La courbe rouge correspond aux résultats de la théorie de diffusion à $T = 4.2$ K. Les paramètres permettant d'obtenir l'ajustement théorique sont les suivants :

$\{0.89, 0.89, 0.000035, 0.8, \pi, 0.3\pi, 0.295\pi, 0.7\pi, 0.3, 0.8, \pi, 0.3\pi, 0.175\pi, 0, 0.95, 0.95, 31, 0.12, 5.0\}$
Les capacités sont en aF .

Les valeurs de G_{12} , MG , V_{34} and MV mesurées à basse température contraignent davantage les probabilités de transmission mais aussi les phases de diffusion et les probabilités de transmission tunnel dépendantes du spin. Pour l'échantillon III, nous trouvons une très petite valeur de T_2 combinée à une forte valeur de $P_{2,3}$ et de $\Delta\varphi_{2,(3)}^T$. Ces paramètres sont nécessaires pour obtenir la forte valeur de MG et la très petite valeur de G^P observées dans la figure 6.6.

A partir de l'ajustement théorique réalisé, nous pouvons conclure que les variations dans MG sont dues aux variations dans δ_{34} mais aussi dans δ_{23} et δ_{12} . L'électrode latérale 2, qui

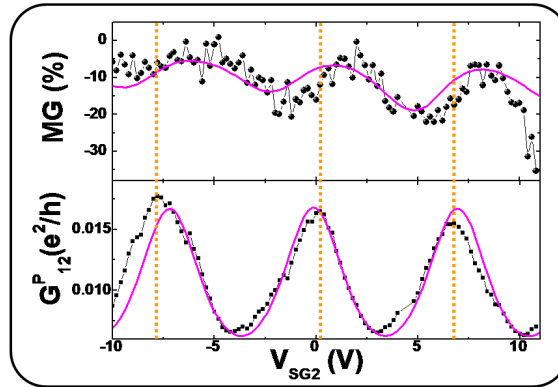


FIGURE 5.11 – Courbes de variations de G_{12} et MG simultanément en fonction de V_{SG2} pour l'échantillon III. En rouge, courbe théorique correspondant à la théorie de diffusion présentée au chapitre 4.

est proche de la section de nanotube 34, agit également sur δ_{12} et sur δ_{23} par l'interaction de Coulomb longue portée. Cet effet est décrit à travers $\beta_{12} \neq 0$. De plus, le signal dans MG est également affecté par V_{SG2} à cause de l'extension spatiale de la fonction d'onde des porteurs de charge qui s'étend sur l'ensemble du dispositif.

Nous trouvons un accord quantitatif avec nos résultats expérimentaux. L'existence d'un décalage entre les pics de G_{12}^P et ceux de MG, mis en évidence par la présence des lignes pointillées oranges sur la figure 6.6, montre que G_{12}^P et G_{12}^{AP} oscillent de manière similaire avec V_{SG2} mais avec une phase différente. Cette différence de phase entre les signaux de G_{12}^P et G_{12}^{AP} illustrent incontestablement que la phase des porteurs de charge est conservée lors de leur diffusion sous le contact ferromagnétique 2 et qu'elle dépend de la configuration magnétique des électrodes. Cet effet peut uniquement être expliqué en proposant une fonction d'onde électronique cohérente qui s'étendrait au moins depuis le contact 1 jusqu'au contact 3. Et ceci donne alors lieu à des effets de résonance sensible à la configuration magnétique à la fois des deux contacts 2 et 3. La courbe théorique rouge de la figure 6.6 reproduit précisément cet effet. Le phénomène de type transistor non-local présenté à la figure 6.6 est donc à la fois non-local électrostatiquement mais aussi quantiquement.

En conclusion, les dernières mesures achèvent de démontrer que dans notre dispositif, à la fois la phase orbitale et le spin de la fonction d'onde électronique sont conservés sur toute la partie active du nanotube, ainsi que sous les contacts ferromagnétiques.

5.7 Conclusion

L'ensemble de ce travail a porté sur la mesure de six échantillons, contenant chacun un à deux dispositifs mesurables, où un nanotube de carbone est connecté à quatre électrodes : deux électrodes ferromagnétiques entourées par deux électrodes métalliques normales avec deux électrodes de grille latérales permettant de contrôler indépendamment chacun des tronçons de nanotube de carbone..

Nous avons présenté les résultats expérimentaux obtenus sur trois d'entre eux La mesure

non-locale de la conductance, de la tension non-locale et du signal magnétique correspondant en fonction des tensions de grille ont permis de caractériser notre dispositif et de montrer qu'il se comportait comme une série de trois interféromètres de Fabry-Pérot électroniques couplés. La fonction d'onde électronique est délocalisée dans l'ensemble du dispositif. La phase orbitale et le spin de cette dernière sont conservées même au passage sous les contacts ferromagnétiques. Ces résultats expérimentaux sont en accord quantitatif avec la théorie de diffusion quantique développée au chapitre 4.

5.8 Échantillons mesurés

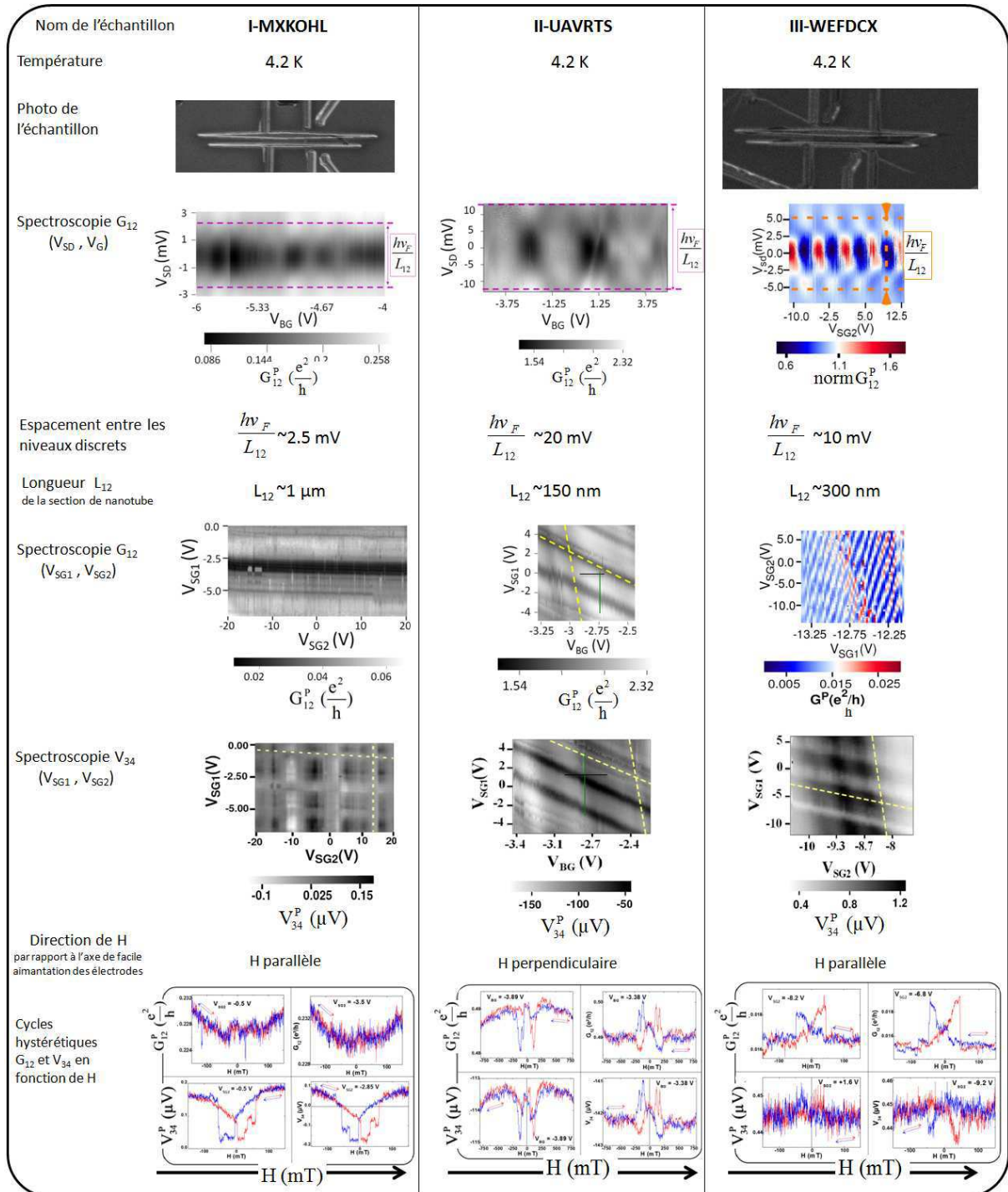


FIGURE 5.12 – Échantillons mesurés I, II et III : photos des échantillons, spectroscopies

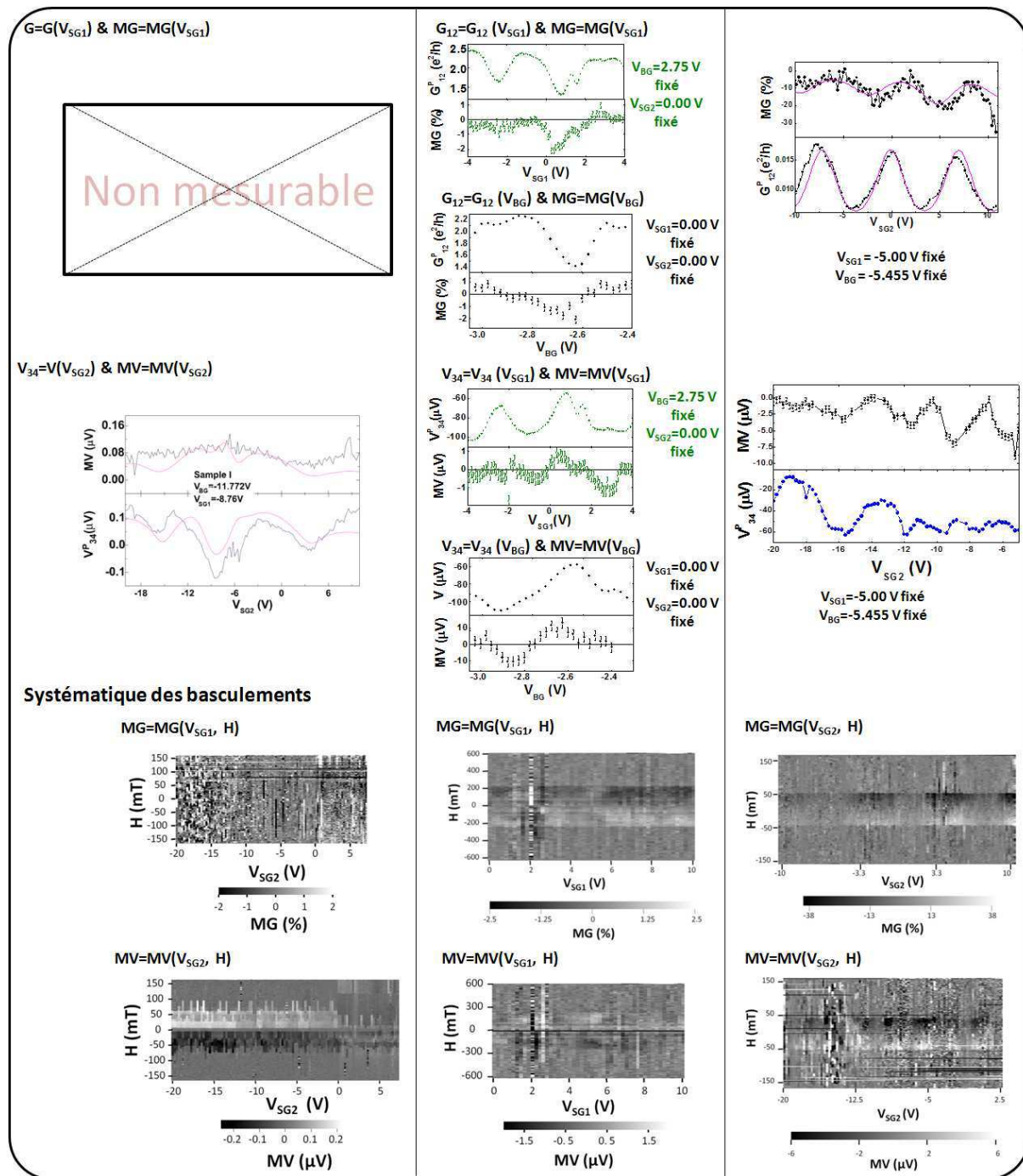


FIGURE 5.13 – Echantillons mesurés I, II et III : courbes de G, V, MG et MV et systématique des basculements

Chapitre 6

Expérience de tête de théoricien

Nous avons étudié l'analogie polarisée en spin du dispositif de mesure de transport à quatre points dans un métal diffusif avec un anneau, schématisé à la figure 6.1A. La mesure de la conductance est réalisée entre deux électrodes normales métalliques (ex : Au). Dans l'anneau, l'onde électronique accumule une phase Aharonov-Bohm contrôlable par un champ magnétique extérieur étudié notamment par Umbach et al. [4]. Le pendant de la phase Aharonov-Bohm accumulée dans la boucle en or, est la phase géométrique dépendante du spin accumulée entre les électrodes ferromagnétiques dans le dispositif de type N-N-F-F étudié dans le chapitre 4.

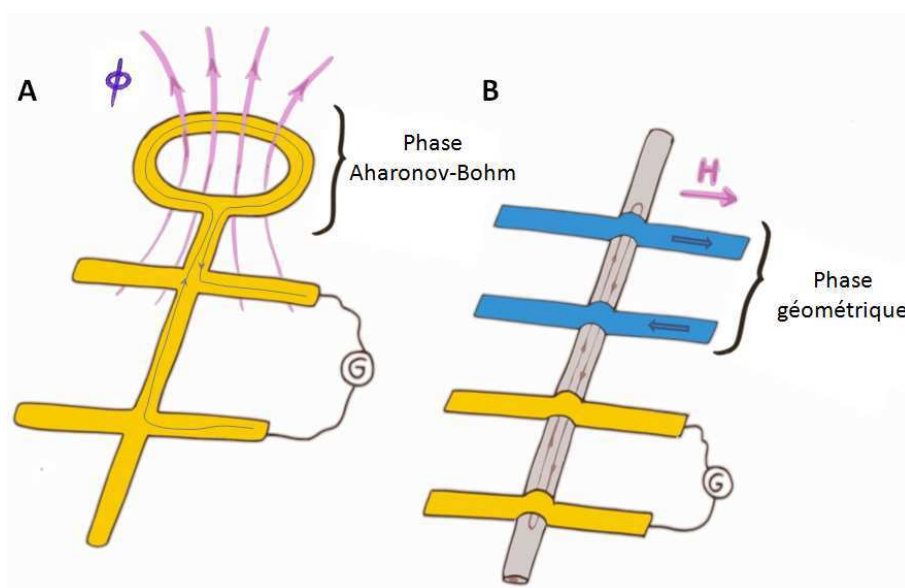


FIGURE 6.1 – Notre dispositif N-N-F-F analogue au dispositif proposé par Umbach et al. [4].

Notre dispositif, présenté à la figure 6.1B, est composé d'un nanotube de carbone connecté à deux électrodes ferromagnétiques à une extrémité du nanotube et à deux autres électrodes normales disposées à l'autre extrémité. La conductance est mesurée entre les deux électrodes normales. Un champ magnétique extérieur H permet de contrôler la configuration relative

des électrodes ferromagnétiques. La partie du nanotube connectée aux deux électrodes ferromagnétiques est le siège de réflexions de l'onde électronique, laquelle acquiert une phase géométrique dépendante du spin.

L'étude théorique du chapitre 4 prédit, dans ce dispositif et dans cette géométrie, l'existence d'un signal magnétique MG fini entre les électrodes normales, et ce, en l'absence de signal magnétique MV entre les électrodes ferromagnétiques dans certaines conditions.

Ce phénomène n'a pas d'analogie classique. En effet, la géométrie proposée ici ne correspond en aucun cas à une injection de spin classique puisque la mesure de la conductance est effectuée entre les deux électrodes normales.

Nous présentons dans ce chapitre les premiers résultats obtenus sur un seul échantillon dont la photo est présentée à la figure 6.2.

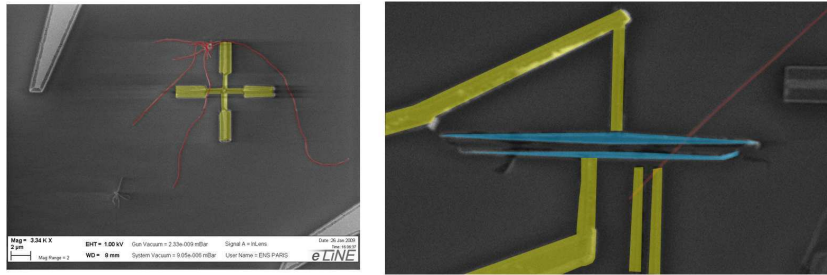


FIGURE 6.2 – Photo du nanotube au MEB avant que les contacts finaux ne soient réalisés et Photo finale de l'échantillon N-N-F-F prise au microscope optique sur laquelle est superposée le dessin du nanotube.

6.1 Spectroscopie de transport

Nous avons réalisé la spectroscopie non-linéaire de chacun des tronçons de nanotube pour caractériser le régime de transport dans le dispositif. Nous effectuons ainsi une post-sélection des échantillons, pour ne garder que ceux présentant un régime de transport sans interactions, entrant dans le cadre du modèle théorique que nous avons présentée au chapitre 4. Ces derniers sont chacun dans un régime de transport différent. La spectroscopie non-linéaire du tronçon entre les deux électrodes ferromagnétiques est présentée à la figure 6.3A : il s'agit du blocage de Coulomb où l'énergie de charge E_C domine les autres échelles d'énergie (l'espacement entre les niveaux ΔE et la levée de dégénérescence). Sur la figure 6.3B, la spectroscopie du tronçon central compris entre une électrode normale et une électrode ferromagnétique présente un caractère de Fabry-Pérot électronique mais avec des transparences peu élevées. La conductance G_{23}^P se rapproche de $1.55 \frac{e^2}{h}$. On distingue en effet l'échelle d'énergie $\Delta E \sim 15$ meV, avec $\Delta E = \frac{h v_F}{L_{23}}$ qui correspond à $L_{23} \sim 100$ nm. La spectroscopie non-linéaire du tronçon entre les électrodes normales révèle un régime de transport Fabry-Pérot également. La conductance atteint $3.44 e^2/h$. Les contacts sont symétriques. L'espacement entre les niveaux est de l'ordre de $2\Delta E_n = 4.5$ meV. Ceci correspond alors à une longueur de section de nanotube de $L_{12} = 270$ nm avec une vitesse de 8×10^5 m/s.

Les longueurs des sections de nanotube déterminées par les spectroscopies sont de l'ordre de

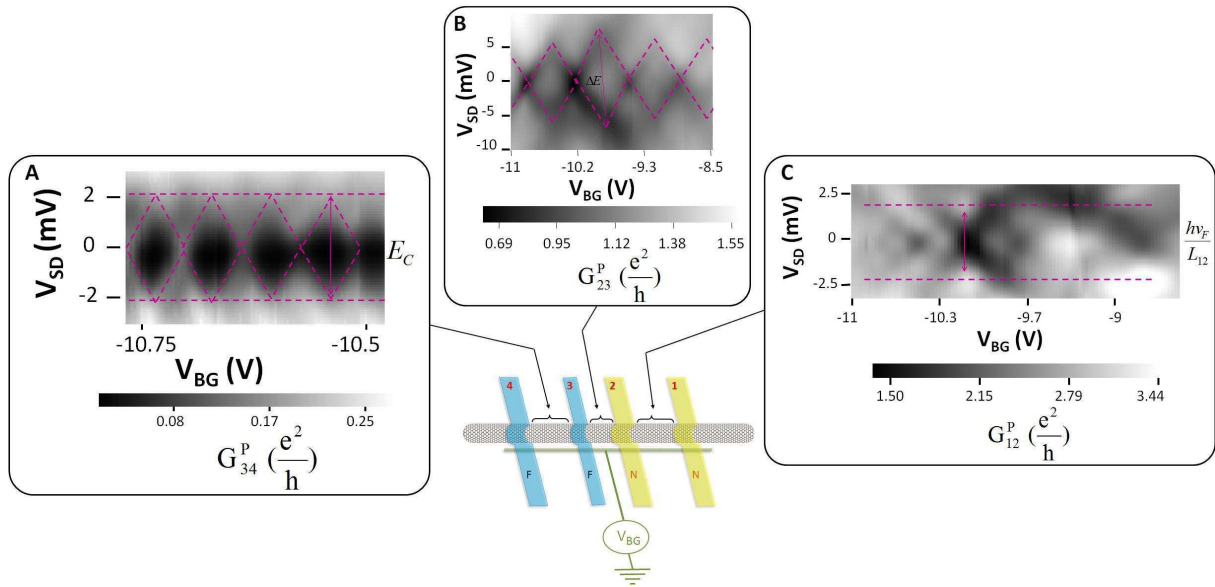


FIGURE 6.3 – Spectroscopie non-linéaire pour les trois tronçons de nanotube définis par les électrodes ferromagnétiques et normales.

grandeur des distances que nous avons cherché à produire par nano lithographie électronique.

Cet échantillon illustre que les sections de nanotubes définies par les électrodes de contacts, peuvent être dans des régimes de transport différents suivant la nature du contact nanotube/électrode métallique : un tronçon est dans le régime de Blocage de Coulomb caractéristique d'interactions coulombiennes sans interaction tandis que les deux autres sont dans le régime Fabry-Pérot.

La théorie réalisée au chapitre 4 a été effectuée dans le régime sans interaction. Et bien que l'une des boîtes quantiques soit dans le régime d'interaction, le comportement qualitatif et quantitatif de l'échantillon est bien reproduit, comme nous le verrons plus loin.

6.2 Basculements hystérétiques de la conductance et de la tension

6.2.1 Champ de basculements des signaux hystérétiques

Nous avons exploré les signaux magnétiques sur l'ensemble des tronçons de nanotube, et ce, pour plusieurs températures. La plus basse température atteignable avec notre cryostat à He^4 pompé est de 1.65K. Dans le régime de fonctionnement normal, la température est stabilisée à 4.2K. Nous avons étudié l'évolution du signal magnétique avec la température à la fois sur la conductance G et sur la tension non-locale V sur chacun des tronçons de nanotube. Sur la figure 6.4A apparaît le signal de spin sur la conductance G_{34} entre les deux électrodes ferromagnétiques pour deux températures $T=1.65K$ et $T=4.2K$. Deux signaux hystérétiques sont observés, ayant un champ de basculement à fort champ de l'ordre de 50mT. L'amplitude

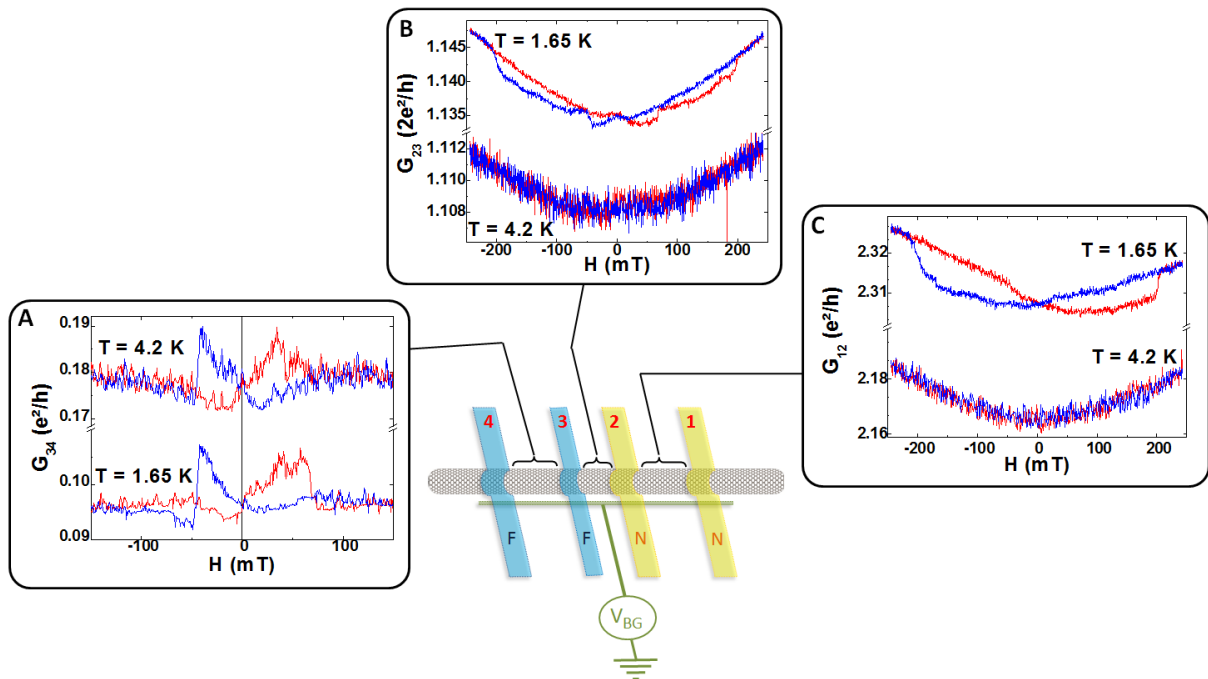


FIGURE 6.4 – Les cycles hystériques de G_{12} , G_{23} et G_{34} en fonction du champ magnétique extérieur H pour deux températures $T = 1.65K$ et $T = 4.2K$

et la forme du signal ne semblent pas dépendre de la température. Sur la figure 6.4C, il s'agit de la conductance G_{12} entre les deux contacts normaux pour deux températures. Le champ de basculement du signal hystérique à fort champ est de l'ordre de 200mT. Et ce signal disparaît lorsque l'on augmente la température notamment à 4.2K. Ceci est une signature de la délocalisation de l'onde électronique, laquelle ne reste pas uniquement confinée dans la section de nanotube entre les contacts normaux. Ceci met en évidence l'existence d'un couplage entre les différentes boîtes quantiques formées par les sections de nanotube entre les électrodes de contact. L'onde électronique est délocalisée sur toute la longueur du nanotube du contact 4 au contact 1, sondant ainsi la configuration des électrodes ferromagnétiques. Elle acquiert a priori un déphasage dépendant du spin lors de ses réflexions aux interfaces des électrodes ferromagnétiques. On peut estimer qu'à 1.65 K la longueur de cohérence de l'onde électronique est au moins de l'ordre de $3\mu m$, longueur caractéristique d'un aller-retour entre l'électrode 1 et l'électrode 4.

Une structure plus complexe est observable sur le signal hystérique pour la conductance G_{23} entre les électrodes centrale normale et ferromagnétique, présenté à la figure 6.4B. Le champ de basculement à fort champ est de l'ordre de 200mT comme pour le signal dans G_{12} , il existe une structure avec un champ de basculement aux alentours de 50mT qui est analogue au signal observé dans G_{34} . On remarque que l'amplitude du signal hystérique dans G_{23} disparaît presque totalement pour $T=4.2K$. On peut néanmoins distinguer une petite structure dans le bruit qui s'apparente au signal hystérique de G_{34} .

6.2.2 Champ de fuite des électrodes ferromagnétiques

Le champ de fuite des électrodes ferromagnétiques peut a priori avoir un effet dans la TMR, ceci est lié à l'existence d'un couplage entre le champ de fuite et le potentiel vecteur $\vec{A}(r)$ résultant du champ magnétique extérieur. Nous pouvons estimer le champ de fuite créé par les électrodes pour déterminer si un effet parasite ne serait pas à l'origine du phénomène observé. Nous supposons que chacune des électrodes ferromagnétiques est monodomaine. Nous les modélisons chacune par deux plans finis portant l'un : une charge magnétique M_S et l'autre une charge opposée $-M_S$. Les plans modélisant la grosse électrode ont une longueur de $1000nm$, une épaisseur de $50nm$ et sont séparés par une distance de $200nm$ correspondant à la largeur de la grosse électrode. Les plans équivalents à la petite électrode ont une longueur de $600nm$, une épaisseur de $50nm$ et sont espacés de $100nm$. Nous avons schématisé à la figure 6.5 l'ensemble des 2 électrodes : les paramètres sont les suivants $a = b = 50nm$ et $c = d = 500nm$. Alors l'expression du champ magnétique créé par la grosse électrode selon l'axe z est la suivante :

$$H_z^1(P) = \frac{M_s}{\pi} \left(\arctan\left(\frac{a'c'}{z\sqrt{z^2 + a'^2 + c'^2}}\right) - \arctan\left(\frac{ac}{(z + 200)\sqrt{(z + 200)^2 + a^2 + c^2}}\right) \right) \quad (6.1)$$

La petite électrode crée un champ magnétique en un point décalé selon z de $z - 500$, dont l'expression est la suivante, dans la configuration parallèle :

$$H_z^2(P) = \frac{M_s}{\pi} \left(\arctan\left(\frac{ac}{(z + 500)\sqrt{(z + 500)^2 + a^2 + c^2}}\right) - \arctan\left(\frac{a'c'}{(z + 600)\sqrt{(z + 600)^2 + a'^2 + c'^2}}\right) \right) \quad (6.2)$$

où $a' = 300nm$ et $c' = 25nm$.

Notre système correspond à la superposition du champ de fuite créé par la petite électrode et celui créé par la grosse électrode, au niveau d'un point P placé sur l'axe z passant par le centre de symétrie du système. Dans la configuration parallèle le champ total a donc la forme :

$$H_z^{tot}(P) = H_z^1(P) + H_z^2(P) \quad (6.3)$$

L'allure du champ extérieur H_z^{tot} en fonction de la distance à la grosse électrode est représentée sur le graphe de la figure 6.5. Dans la configuration de notre dispositif, les deux électrodes normales sont situées du côté de la petite électrode comme montré sur la figure 6.2. A $1\mu m$ de la petite électrode dans la configuration P, le champ de fuite est de l'ordre de $0.48mT$. A $100nm$ le champ de fuite vaut $H_z^{tot}(-700nm) = 33mT$ et à $500nm$, $H_z^{tot}(-1100nm) = 2.13mT$.

Cet ordre de grandeur permet d'exclure l'influence des champs de fuite sur les basculements hystérétiques observés dans G_{12} entre les deux électrodes normales (situées à environ $1\mu m$ de la grosse électrode ferromagnétique). Cette conclusion est cohérente avec l'évolution des signaux hystérétiques de G_{12} et G_{23} lorsque la température passe de $1.65K$ à $4.2K$. La température de Curie étant de l'ordre de $450K$ pour l'alliage PdNi, on ne s'attend pas à un changement de comportement du champ de fuite lorsqu'on abaisse la température.

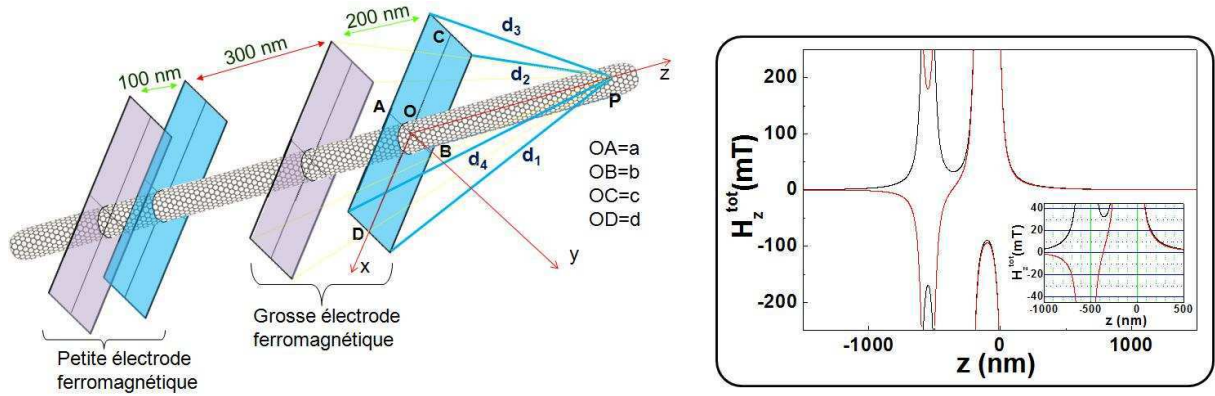


FIGURE 6.5 – Le schéma correspond à la modélisation des petites et grosses électrodes en quatre plans de taille finie et symétriques, ayant une charge magnétique $\pm M_S$. Le graphe présente le champ de fuite total créé par les quatre plaques en fonction de la distance au centre de la grosse plaque 0. La courbe noire correspond à la configuration P et la courbe rouge à la configuration AP. Au niveau de la position de chacune des plaques chargées se trouve les discontinuités de champ. L'insert est un grossissement de la partie centrale du graphe entre $-1.5\mu m$ et $500nm$.

Entre les deux électrodes ferromagnétiques l'ordre de grandeur du champ de fuite est de 50 mT dans la configuration P et de 5 mT dans la configuration AP. Cette amplitude pourrait être à l'origine du signal hystérétique G_{34} qui, de plus, n'est pas affectée par le changement de température. Néanmoins les champs coercitifs ne correspondent pas.

6.3 Dépendance en grille de G_{12} et de MG à température fixée

L'étude de la dépendance en grille de G_{12} et de MG permet de sonder l'effet des interférences quantiques sur le signal de spin. La dépendance en grille de la conductance G_{12} et du signal de spin MG entre les deux contacts normaux est présentée à la figure 6.6A pour deux températures $T = 4.2K$ -courbe en points noirs liés- et à $T = 1.65K$ -courbe en points mauves. Pour $T = 1.65K$, les oscillations présentes dans G_{12} sont retrouvées dans MG avec un certain déphasage : les maxima de G correspondent plutôt à des minima de MG. Ces oscillations sont très atténuées dans la conductance G_{12} à $T = 4.2K$ et disparaissent dans le signal de spin correspondant.

Sur la figure 6.6B, nous présentons les simulations numériques obtenues à partir du modèle cohérent à quatre canaux de conduction développé au chapitre 4. Les paramètres utilisés pour cette simulation numérique sont les suivants :

$\{T_{1K}, T_{1K'}, T_2, \varphi_2^R, T_3, P_3, \varphi_3^R, \Delta\varphi_3^R, \varphi_3^T, \Delta\varphi_3^T, T_{4K}, T_{4K'}, P_4, \varphi_4^R, \Delta\varphi_4^R, \varphi_4^{R'}, \Delta\varphi_4^{R'}\}$ où $T_{1(4)K}[K']$ est la probabilité de transmission depuis l'électrode 1(4) vers le nanotube pour l'orbitale K[K'], $T_{2(3)}$ est la probabilité de transmission entre deux sections de nanotube séparées par l'électrode 2(3), $P_{3(4)}$ est la polarisation de spin tunnel correspondante pour l'électrode 3(4), $\varphi_{3(4)}^{T[R]}$ est la phase de diffusion moyennée en spin pour la transmission d'électron sous

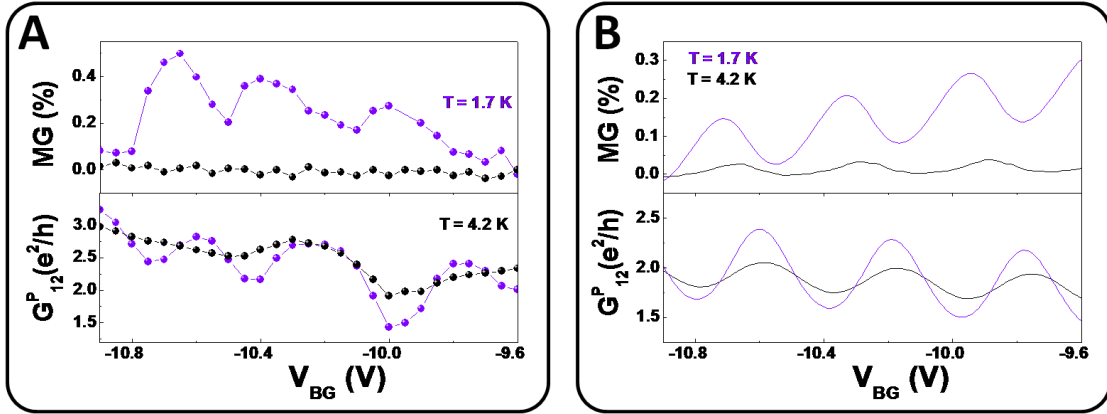


FIGURE 6.6 – **A** : Courbes simultanées de G_{12} et MG en fonction de V_{BG} pour $T = 4.2\text{ K}$ et $T = 1.65\text{ K}$. Les courbes à 4.2 K ont été décalées en grille de 0.1 V -décalages observés dans la tension de grille lors de l'abaissement en température. **B** : Simulations numériques de G_{12} et MG en fonction de V_{BG} pour $T = 4.2\text{ K}$ et $T = 1.65\text{ K}$, à partir du modèle décrit au chapitre 4.

l'électrode 3(4) [resp. la réflexion d'électron sous le contact 2(3)], et $\Delta\varphi_{3,(4)}^R, \Delta\varphi_{3,(4)}^T$ sont les déphasages dépendants du spin à l'interface des électrodes 3(4) (voir le chapitre 4). L'ensemble des paramètres suivant a été choisi :

$\{0.95, 0.95, 0.65, \pi, 0.005, 0.65, 0.6\pi, 0, 0, 0, 0.015, 0.015, 0.65, 0, -0.105\pi, 0, -0.105\pi\}$. Les capacités quantiques de chacune des boîtes quantiques interviennent et sont déterminées à l'aide des spectroscopies non-linéaires de la figure 6.3 : $C_{Q12} = 66aF, C_{Q23} = 45aF, C_{Q34} = 80aF$. Le même code de couleur que pour les mesures expérimentales est conservé. Nous observons à $T=4.2\text{ K}$ une très forte atténuation des oscillations présentes dans la conductance G_{12} et dans le signal magnétique correspondant MG à $T=1.65\text{ K}$. De plus, la courbe de MG est en opposition de phase en asymétrie par rapport à celle de G_{12} . Les signaux théoriques sont en accord qualitatif avec les signaux expérimentaux à la fois dans l'ordre de grandeur mais aussi dans la forme : les maxima de MG sont de l'ordre de 0.1% à 0.32% et la conductance atteint $2.5e^2/h$ et descend jusqu'à $1.5e^2/h$. Néanmoins nous observons expérimentalement une décroissance simultanée de MG et G_{12} avec V_{BG} , tandis que dans le modèle MG décroît et G_{12} croît avec V_{BG} . L'amplitude de MG est modulable par la tension de grille, les minima sont à $MG = 0.1\%$ et les maxima à $MG = 0.45\%$. Dans la géométrie de ce dispositif N-N-F-F, les électrons qui sont injectés dans le nanotube de carbone, ne sont pas polarisés en spin, et les électrons sont détectés par une électrode normale Pd. C'est un cas non analogue à la mesure usuelle non-locale car l'injecteur et le détecteur ne sont pas des électrodes ferromagnétiques. En ne considérant que le chemin classique des porteurs de charges (i.e. d'une électrode normale à l'autre), dans le cadre d'un modèle diffusif incohérent multi-canal, il est impossible de rendre compte de cet effet comme nous avons pu le mettre en évidence dans le chapitre 4. Un signal de spin est observé entre les deux électrodes normales dans la conductance alors que dans la tension non locale mesurée entre les électrodes ferromagnétiques aucun signal n'est observé comme nous présentons sur les cycles hystérétiques de G_{12} et V_{34} pris

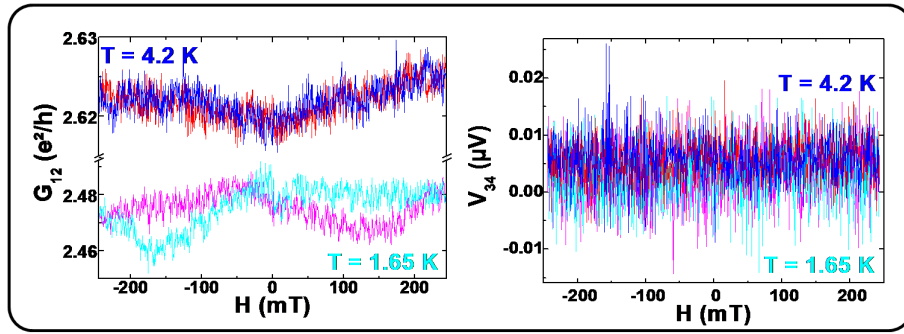


FIGURE 6.7 – Courbes simultanées de G_{12} et V_{34} en fonction du champ H pour $T=4.2$ K et $T=1.65$ K, et pour une tension de grille $V_{BG} = -10.7V$ fixée

simultanément à tension de grille fixée $V_{BG} = -10.7V$ aux températures $T=1.65$ K et $T=4.2$ K. Ce phénomène est aussi expliqué dans notre modèle théorique : lorsque les propriétés de diffusion sont indépendantes du canal considéré, le signal de spin dans la tension non-locale V_{34} disparaît alors même que dans la conductance G_{12} celui-ci persiste.

6.4 Dépendance en température des grandeurs mesurées

Nous avons vu dans la partie précédente que la complexité inhérente de notre système imposait de travailler avec un nombre important de paramètres (17). Nous nous intéressons à présent à la dépendance en température car celle-ci dépend beaucoup moins des paramètres : nous avons pu voir que cette dernière était indépendante de la tension de grille au dessus de $2.7K$. Les dépendances en température du signal magnétique MG normalisé entre les deux contacts normaux et entre les deux ferromagnétiques sont présentés à la figure 6.8 respectivement en points noirs et cyans foncés liés. L

La dépendance en température de l'amplitude du signal magnétique MG entre les contacts ferromagnétiques est très faible. Dans la configuration où l'on mesure G_{34} entre les contacts ferromagnétiques, l'échantillon était peu stable, ceci se traduit par des barres d'erreurs importantes.

L'échantillon est mesuré à des températures bien inférieures à la température de Curie. En conséquence, les domaines magnétiques comme les champs de fuite des électrodes restent constants avec lorsque l'on fait varier la température entre 4.2 K et 1.65 K. Ce premier effet peut expliquer que MG_{FF} ne varie pas avec la température. Lorsqu'on se place dans le cadre d'un modèle cohérent, les électrons qui se déplacent dans le tronçon de nanotube entre les deux électrodes ferromagnétiques, sont cohérents à 4.2 K et cette cohérence n'est pas altérée lorsque la température est abaissée à 1.65 K. Cet effet de cohérence doit s'éteindre lorsque l'on augmente la température. A température ambiante, aucun signal magnétique n'apparaît entre les deux contacts ferromagnétiques.

Le modèle développé dans le chapitre 4 permet de rendre compte de cette dépendance en température. Le résultat théorique est la courbe épaisse verte de la figure 6.8.

La dépendance en température du signal de spin entre les contacts normaux est quant à

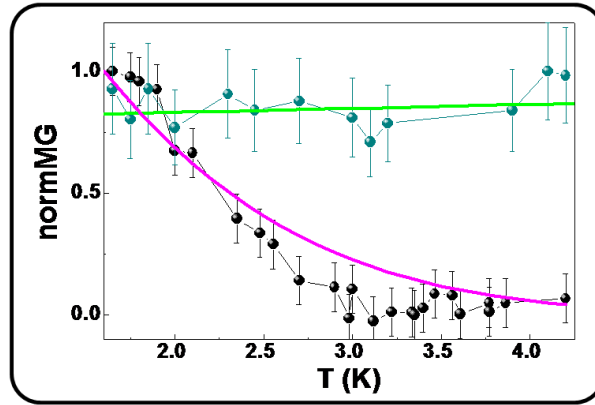


FIGURE 6.8 – Superposition des dépendances en températures de MG entre les contacts normaux et entre les contacts ferromagnétiques. La courbe en points noirs liés avec les barres d’erreur correspond à la dépendance en température de MG normalisée mesurée entre N et N (soit MG_{N-N}). La courbe en points liés cyans foncées avec les barres d’erreur correspond à la dépendance en température de MG normalisée mesurée entre F et F, (soit MG_{F-F}). Les courbes en ligne continue épaisse (magenta pour MG_{N-N} et vert pour MG_{F-F}) sont les simulations numériques obtenues à partir du modèle théorique développé au chapitre 4, les paramètres utilisés sont dans le texte.

elle forte. L’abaissement de la température a pour effet d’augmenter les effets de cohérence : le signal de spin absent à 4.2 K (il n’y a pas de cohérence de spin) apparaît à 1.65 K. Des phénomènes de décohérence présents sous les contacts sont quasi gelés à 1.65 K. Cette interprétation est renforcée par l’accord quantitatif avec la théorie du modèle cohérent à quatre canaux de conduction présenté ici par la courbe épaisse magenta. Cette décroissance ne dépend pas de la tension de grille : c’est une théorie sans paramètres ajustables mais qui fait a priori intervenir les échelles d’énergie présentes dans le systèmes (i.e. l’espacement entre les niveaux de chaque boîte quantique).

6.5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les premiers résultats expérimentaux obtenus sur un dispositif de type N-N-F-F où la conductance est mesurée entre les deux contacts normaux et la tension non-locale est mesurée entre les deux contacts ferromagnétiques. Ce dispositif n’a aucun analogue classique car il s’agit d’un cas où il n’y a ni injecteur de spin, ni détecteur de spin. Les électrons sont injectés dans le nanotube par des électrodes normales de Pd. L’observation d’un signal hystérétique dans la conductance G_{12} (non présent dans la tension non-locale V_{34}) lorsque le champ magnétique extérieur est balayé ne peut être prédit qu’à travers un modèle cohérent à quatre canaux de conduction. Ceci montre que l’onde électronique injectée n’est pas simplement confinée dans la section de nanotube de carbone entre les deux électrodes normales, mais qu’elle est délocalisée sur l’ensemble du nanotube sondant les pro-

priétés de polarisation des électrodes ferromagnétiques à $1\mu m$. Le système peut être modélisé par un ensemble de trois boîtes quantiques couplées. Le modèle sans interactions permet de rendre compte quantitativement des observations expérimentales. La décroissance du signal magnétique dans la conductance avec la température met en évidence la perte de cohérence de l'onde électronique par brouillage de phase. Cette mesure préliminaire doit être précisée à plus basse température (300 mK) et avec une meilleure stabilité. Les électrons semblent subir de la décohérence aux passages sous les contacts, et la prise en compte de ces effets dans le modèle théorique du chapitre 4 semble être suffisant. Notre compréhension des champs de basculements de G_{12} évoluant avec la température doit être approfondie.

Il devrait être possible d'encadrer le temps de relaxation du spin en créant des dispositifs ayant des longueurs différentes entre les deux électrodes normales et les deux électrodes ferromagnétiques. Nous pouvons conclure ici que la longueur de relaxation du spin est plus grande que $3\mu m$ à $1.65K$.

Conclusion

Nous présentons une étude du transport quantique polarisé en spin dans les nanotubes de carbone mono-parois par l'intermédiaire d'une mesure à quatre points non-locale. Depuis la fin des années 90, les nanotubes de carbone mono-parois font l'objet d'une recherche active dans le domaines du transport mésoscopique, avec depuis 2001, l'étude du transport polarisé en spin dans les nanotubes de carbone. Bien avant, vers 1985, l'étude des effets non-locaux dans des dispositifs mésoscopiques diffusifs a fait l'objet de nombreuses recherches. Récemment, cette étude a porté sur des circuits hybrides à base de nanotubes de carbone. Nous avons réalisé une étude des effets non-locaux dans le transport polarisé en spin dans des dispositifs à base de nanotubes de carbone (SWNT), dans le régime cohérent. Notre étude se place à faible température ($T \sim 1.65K$ à $4.2K$, soit $0.14meV$ à $0.36meV$ alors que la séparation entre les niveaux est de l'ordre de plusieurs meV) et à faible excitation ($eV_{SD} \lesssim 1meV$). L'étude de la conductance différentielle des échantillons nous a permis de sélectionner ceux qui étaient dans le régime Fabry-Pérot. Nous nous sommes intéressés principalement à deux types de dispositifs, où conductance et tension non-locale ont été mesurées simultanément : un dispositif à quatre réservoirs de type N-F-F-N, où une électrode ferromagnétique injectaient des électrons polarisés en spin, et une autre, flottante, les détectait, et un dispositif à quatre réservoirs de type N-N-F-F, sans analogue classique où aucun électron n'est injecté par une électrode ferromagnétique.

Dans la structure N-F-F-N, nous avons rendu compte de l'existence d'une hystérésis dans la conductance et dans la tension non-locale. L'amplitude et le signe de ce signal peuvent être contrôlés par la tension de grille m'étant en évidence le comportement de type transistor de spin à effet de champ. La description du transport électronique dans ce dispositif impose l'utilisation d'outils théoriques conservant la cohérence quantique de la phase orbitale et de spin des électrons. A l'aide d'une approche en terme de matrices de diffusion nous pouvons rendre compte de façon qualitative et quantitative des résultats expérimentaux obtenus. Cette expérience nous permet de conclure sur la cohérence de phase orbitale et de spin de la fonction d'onde électronique sur tout le dispositif, même sous les contacts. Dès lors, il est envisageable d'exploiter sur un même plan, au sein d'un même dispositif d'électronique de spin, le degré de liberté de phase et celui de spin de la fonction d'onde des porteurs de charge.

Dans la structure de type N-N-F-F, analogue de Umbach et al. [4], la présence d'un signal de spin entre les deux contacts normaux avec des électrodes ferromagnétiques proches mais en dehors du chemin classique des électrons confirme la délocalisation et la conservation de la cohérence de phase de l'onde électronique sur l'ensemble du nanotube. La dépendance en température de type exponentielle décroissante pour le signal magnétique dans la conductance nous permet de conclure au brouillage thermique de la phase dans notre dispositif. Ces résultats préliminaires permettent de prévoir quelques travaux ultérieurs de confirma-

tion : la reproduction de ces résultats sur d'autres échantillons, sur une plus large échelle de température et l'étude d'échantillon test où une couche de palladium serait déposée entre le nanotube et l'alliage ferromagnétique PdNi. Cette dernière expérience de contrôle devrait de déterminer la contribution des effets de champs de fuite dans nos observations.

Ces expériences de transport non-local ouvrent la voix vers un domaine de l'électronique de spin où phase orbitale et degré de spin de la fonction d'onde peuvent être utilisés sur un même pied d'égalité pour générer des fonctionnalités nouvelles.

Bibliographie

- [1] Gary A. Prinz. Magnetoelectronics. *Science*, 282(5394) :1660–1663, 1998.
- [2] Igor Zutic, Jaroslav Fabian, and S. Das Sarma. Spintronics : Fundamentals and applications. *Reviews of Modern Physics*, 76 :323, 2004.
- [3] Mark Johnson and R. H. Silsbee. Interfacial charge-spin coupling : Injection and detection of spin magnetization in metals. *Phys. Rev. Lett.*, 55(17) :1790–1793, Oct 1985.
- [4] C. P. Umbach, P. Santhanam, C. van Haesendonck, and R. A. Webb. Nonlocal electrical properties in mesoscopic devices. *Applied Physics Letters*, 50 :1289–1291, May 1987.
- [5] P. M. Tedrow R. Meservey and P. Fulde. Magnetic field splitting of the quasiparticle states in superconducting aluminum films. *Phys. Rev. Lett.*, 25 :1270, 1970.
- [6] P. M. Tedrow R. Meservey. Spin-polarized electron tunneling. *Phys. Rev. Lett.*, 238 :173, 1994.
- [7] Y. Suzuki S. Yuasa, T. Nagahama. Spin-polarized resonant tunneling in magnetic tunnel junctions. *Science*, 297(5579) :234 – 237, July 2002.
- [8] A. Fert F. Nguyen Van Dau F. Petroff P. Etienne G. Creuzet A. Friederich M. N. Baibich, J. M. Broto and J. Chazelas. Giant magnetoresistance of (001)fe/(001)cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 61 :2472 – 2475, 1988.
- [9] F. Saurenbach G. Binasch, P. Grünberg and W. Zinn. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B*, 39 :4828 – 4830, 1989.
- [10] M. Julliere. Spin-polarized electron tunneling. *Phys. Lett. A*, 54 :225, 1975.
- [11] A. Fert and I. A. Campbell. Two-current conduction in nickel. *Phys. Rev. Lett.*, 21(16) :1190–1192, Oct 1968.
- [12] S. Sahoo H T Man M-S Choi W Belzig C Bruder A F Morpurgo A. Cottet, T. Kontos and C Schonenberger. Nanospintronics with carbon nanotubes. *Semiconductor Science and Technology*, 21(11) :S78–S95, 2006.
- [13] D. Monsma and S. Parkin. Spin polarization of tunneling current from ferromagnet/al₂o₃ interfaces using copper-doped aluminum superconducting films. *Applied Physics Letters*, 77(5) :720–722, 2000.
- [14] Jagadeesh S. Moodera, Janusz Nowak, and Rene J. M. van de Veerdonk. Interface magnetism and spin wave scattering in ferromagnet-insulator-ferromagnet tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 80(13) :2941–2944, Mar 1998.
- [15] J. C. Slonczewski. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier. *Phys. Rev. B*, 39(10) :6995–7002, Apr 1989.

- [16] J. M. De Teresa, A. Barthélémy, A. Fert, J. P. Contour, R. Lyonnet, F. Montaigne, P. Seneor, and A. Vaurès. Inverse tunnel magnetoresistance in $co/srTiO_3/la_{0.7}sr_{0.3}mno_3$: New ideas on spin-polarized tunneling. *Phys. Rev. Lett.*, 82(21) :4288–4291, May 1999.
- [17] S. Datta and B. Das. *Appl. Phys. Lett.*, 56 :665, 1990.
- [18] Hyun Cheol Koo, Jae Hyun Kwon, Jonghwa Eom, Joonyeon Chang, Suk Hee Han, and Mark Johnson. Control of Spin Precession in a Spin-Injected Field Effect Transistor. *Science*, 325(5947) :1515–1518, 2009.
- [19] H. T. Man, I. J. W. Wever, and A. F. Morpurgo. Spin-dependent quantum interference in single-wall carbon nanotubes with ferromagnetic contacts. *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 73(24) :241401, 2006.
- [20] Sean Washburn and Richard A. Webb. Aharonov-bohm effect in normal metal quantum coherence and transport. *Adv. Phys.*, 35(4) :375–422, 1986.
- [21] J. Furer C. Hoffman M. Graber-A. Cottet C. Schönenberger S. Sahoo, T. Kontos. Electric field control of spin transport. *Nature Physics*, 1 :99, 2005.
- [22] Audrey Cottet and Mahn-Soo Choi. Magnetoresistance of a quantum dot with spin-active interfaces. *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 74(23) :235316, 2006.
- [23] K. Hamaya, M. Kitabatake, K. Shibata, M. Jung, M. Kawamura, K. Hirakawa, T. Machida, T. Taniyama, S. Ishida, and Y. Arakawa. Electric-field control of tunneling magnetoresistance effect in a ni/inas/ni quantum-dot spin valve. *Applied Physics Letters*, 91(2) :022107, 2007.
- [24] Abhay N. Pasupathy, Radoslaw C. Bialczak, Jan Martinek, Jacob E. Grose, Luke A. K. Donev, Paul L. McEuen, and Daniel C. Ralph. The Kondo Effect in the Presence of Ferromagnetism. *Science*, 306(5693) :86–89, 2004.
- [25] J. Paaske J. R. Hauptmann and P. E. Lindelof. Electric-field-controlled spin reversal in a quantum dot with ferromagnetic contacts. *Nature Physics*, 4 :373 – 376, 2008.
- [26] B. J. van Wees F. J. Jedema, A. T. Filip. Electrical spin injection and accumulation at room temperature in an all-metal mesoscopic spin valve. *Nature*, 410 :345–348, march 2001.
- [27] A. T. Filip J. J. A. Baselmans B. J. van Wees F. J. Jedema, H. B. Heersche. Electrical detection of spin precession in a metallic mesoscopic spin valve. *Nature*, 416 :713–716, April 2002.
- [28] X. Lou, C. Adelman, S. A. Crooker, E. S. Garlid, J. Zhang, K. S. M. Reddy, S. D. Flexner, C. J. Palmstrøm, and P. A. Crowell. Electrical detection of spin transport in lateral ferromagnet-semiconductor devices. *Nature Physics*, 3 :197–202, March 2007.
- [29] S. Takahashi and S. Maekawa. Spin injection and detection in magnetic nanostructures. *Phys. Rev. B*, 67(5) :052409, Feb 2003.
- [30] G. Gunnarsson, J. Trbovic, and C. Schönenberger. Large oscillating nonlocal voltage in multiterminal single-wall carbon nanotube devices. *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 77(20) :201405, 2008.
- [31] A. Makarovski, A. Zhukov, J. Liu, and G. Finkelstein. Four-probe measurements of carbon nanotubes with narrow metal contacts. *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 76(16) :161405, 2007.

- [32] Harold U. Baranger. Multiprobe electron waveguides : Filtering and bend resistances. *Phys. Rev. B*, 42(18) :11479–11495, Dec 1990.
- [33] L. N. Pfeiffer K. W. Baldwin K. W. West R. de Picciotto, H. L. Stormer. Four-terminal resistance of a ballistic quantum wire. *Nature*, 411 :51–54, may 2001.
- [34] S. Iijima. Helical microtubules od graphitic carbon. *Nature*, 354 :56–58, 1991.
- [35] J.Y. Huang, S. Chen, Z. Wang, K. Kempa, Y.M. Wang, S.H. Jo, G. Chen, M.S. Dresselhaus, and Z.F. Ren. Superplastic carbon nanotubes. *Nature*, 439, 2006.
- [36] Jian Ping Lu. Elastic properties of carbon nanotubes and nanoropes. *Phys. Rev. Lett.*, 79(7) :1297–1300, Aug 1997.
- [37] B. I. Yakobson, C. J. Brabec, and J. Bernholc. Nanomechanics of carbon tubes : Instabilities beyond linear response. *Phys. Rev. Lett.*, 76(14) :2511–2514, Apr 1996.
- [38] A. Krishnan, E. Dujardin, T. W. Ebbesen, P. N. Yianilos, and M. M. J. Treacy. Young’s modulus of single-walled nanotubes. *Phys. Rev. B*, 58(20) :14013–14019, Nov 1998.
- [39] Min-Feng Yu, Bradley S. Files, Sivaram Arepalli, and Rodney S. Ruoff. Tensile loading of ropes of single wall carbon nanotubes and their mechanical properties. *Phys. Rev. Lett.*, 84(24) :5552–5555, Jun 2000.
- [40] M. Bockrath, D. H. Cobden, P. L. McEuen, N. G. Chopra, A. Zettl, A. Thess, and R. E. Smalley. Single-electron transport in ropes of carbon nanotubes. *Science*, 275 :1922–1925, 1997.
- [41] S. J. Tans, M. H. Devoret, H. Dai, A. Thess, R. E. Smalley, L. J. Geerligs, and C. Dekker. Individual single-wall nanotubes as quantum wires. *Nature*, 386 :474, 1997.
- [42] Sander J. Tans, Alwin R. M. Verschueren, and Cees Dekker. Room-temperature transistor based on a single carbon nanotube. *Nature*, 393 :49–52, 1998.
- [43] Henk W. Ch. Postma, Tijs Teepen, Zhen Yao, Milena Grifoni, and Cees Dekker. Carbon nanotube single-electron transistors at room temperature. *Science*, 293 :76, 2001.
- [44] Adrian Bachtold, Peter Hadley, Takeshi Nakanishi, and Cees Dekker. Logic circuits with carbon nanotube transistors. *Science*, 294(5545) :1317–1320, 2001.
- [45] R. Saito, G. Dresselhaus, and M. S. DresselHaus. *Physical properties of Carbon Nanotubes*. Imperial College Press (London), 1998.
- [46] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, and A. A. Firsov. Electric field effect in atomically thin carbon films. *Science*, 306 :666, 2004.
- [47] P. R. Wallace. The band theory of graphite. *Phys. Rev.*, 71(9) :622–634, May 1947.
- [48] Michael J. Biercuk, Shahal Ilanie, Charles M. Marcus, and Paul L. McEuen. Electrical transport in single-wall carbon nanotubes. *A. Jorio, G. Dresselhaus, M. S. Dresselhaus (Eds.) : Carbon Nanotubes Topic Appl. physics [Springer-Verlag (Berlin Heidelberg 2008)]*, 111 :455–493, 2008.
- [49] Sami Sapmaz. *Carbon Nanotubes Quantum Dots*. Ph.D. Thesis, Delft University of Technology, 2006.
- [50] W. G. van der Wiel, S. De Franceschi, J. M. Elzerman, T. Fujisawa, S. Tarucha, and L. P. Kouwenhoven. Electron transport through double quantum dots. *Rev. Mod. Phys.*, 75(1) :1–22, Dec 2002.

- [51] Sami Sapmaz, Pablo Jarillo-Herrero, Leo P Kouwenhoven, and Herre S J van der Zant. Quantum dots in carbon nanotubes. *Semiconductor Science and Technology*, 21(11) :S52–S63, 2006.
- [52] T. Delattre. *Fluctuations quantiques de courant dans les nanotubes de carbone*. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, France, 2009.
- [53] D. Bozovic J. H. Hafner M. Tinkham H. Park W. Liang, M. Bockrath. Fabry - perot interference in a nanotube electron waveguide. *Nature*, 411(6838) :665–669, 06 2001.
- [54] A. Cottet, T. Kontos, W. Belzig, C. Schonberger, and C. Bruder. Controlling spin in an electronic interferometer with spin-active interfaces. *EPL (Europhysics Letters)*, 74(2) :320–326, 2006.
- [55] Keiji Ono, Hiroshi Shimada, and Youiti Ootuka. Enhanced magnetic valve effect and magneto-coulomb oscillations in ferromagnetic single electron transistor. *Journal of the Physical Society of Japan*, 66(5) :1261–1264, 1997.
- [56] Hiroshi Shimada, Keiji Ono, and Youiti Ootuka. Magneto-coulomb oscillation in ferromagnetic single electron transistors. *Journal of the Physical Society of Japan*, 67(4) :1359–1370, 1998.
- [57] A. Jensen. Ph.D. Thesis, Technical University of Denmark, Copenhagen, 2003.
- [58] Jien Cao, Qian Wang, and Hongjie Dai. Electron transport in very clean, as-grown suspended carbon nanotubes. *Nature Mat.*, 4 :745–749, 2005.
- [59] E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth. *Phil. Trans. R. Soc.*, A(240) :599, (1948).
- [60] Audrey Cottet, Chéryl Feuillet-Palma, and Takis Kontos. Multiterminal spin-dependent transport in ballistic carbon nanotubes. *Phys. Rev. B*, 79(12) :125422, Mar 2009.
- [61] Mark Johnson and R. H. Silsbee. Thermodynamic analysis of interfacial transport and of the thermomagnetolectric system. *Phys. Rev. B*, 35(10) :4959–4972, Apr 1987.
- [62] M. Zaffalon and B. J. van Wees. Spin injection, accumulation, and precession in a mesoscopic nonmagnetic metal island. *Phys. Rev. B*, 71(12) :125401, Mar 2005.
- [63] M. Popinciuc H. T. Jonkman B. J. van Wees N. Tombros, C. Jozsa. Electronic spin transport and spin precession in single graphene layers at room temperature. *Nature*, 448 :571–574, 08 2007.
- [64] W. Liang, M.P. Shores, M. Bockrath, J.R. Long, and Park H. Kondo resonance in a single-molecule transistor. *Nature*, 417 :725, 2002.
- [65] M. Büttiker. Four-terminal phase-coherent conductance. *Phys. Rev. Lett.*, 57(14) :1761–1764, Oct 1986.
- [66] M. Büttiker et T. Christen. *Mesoscopic electron transport*. L. Kouwenhoven, G. Schoen and L. Sohn, NATO ASI Series E, 1996.
- [67] P. C. van Son, H. van Kempen, and P. Wyder. Boundary resistance of the ferromagnetic-nonferromagnetic metal interface. *Phys. Rev. Lett.*, 58(21) :2271–2273, May 1987.
- [68] N. Tombros, S. J. van der Molen, and B. J. van Wees. Separating spin and charge transport in single-wall carbon nanotubes. *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 73(23) :233403, 2006.

Table des figures

1	Vue d'artiste d'une onde électronique polarisée en spin et délocalisée dans un nanotube de carbone connecté à plusieurs réservoirs	2
2	Dispositif modélisé par une théorie du transport cohérent dépendant du spin à quatre canaux	2
3	Changement de signe dans le signal de spin de la tension non-locale en fonction de la tension de grille	3
4	Oscillations dans la conductance et le signal de spin correspondant en fonction de la tension de grille	4
5	Présentation du dispositif N-N-F-F	4
6	Mesures de la conductance et du signal de spin correspondant dans le dispositif N-N-F-F	5
1.1	Densité d'états dans un métal ferromagnétique	8
1.2	Jonction Tunnel Magnétique (JTM) et cycle hystérétique de la résistance de la JTM en fonction du champ magnétique extérieur	9
1.3	Effet tunnel dans les JTM	10
1.4	Transistor de Spin à Effet de Champ (SFET) proposé par Datta et Das	12
1.5	Interféromètre Fabry-Pérot Electronique	12
1.6	Motifs caractéristiques d'un Interféromètre Fabry-Pérot Electronique et courbes de Conductance (G) et de TMR dans ce régime	13
1.7	Modèle d'un conducteur balistique avec deux centres diffuseurs	15
1.8	Transistor de spin à effet champ dans un MWNT connecté à des électrodes PdNi	17
1.9	Oscillations de la TMR dans des SWNT connectés à deux électrodes ferromagnétiques : mécanisme d'effet tunnel résonant proposé par Sahoo et al. [?]	17
1.10	Dispositif expérimental de Pasupathy et al. [24] et motivations.	18
1.11	Résultats expérimentaux de Pasupathy et al. [24] effet Kondo dans un C_{60} connecté à des électrodes ferromagnétiques	19
1.12	Résultats expérimentaux de Hauptmann et al. [25], effet Kondo dans un nanotube de carbone connecté à des électrodes ferromagnétiques	20
1.13	Mesures non-locales dans le transport diffusif incohérent	21
1.14	Effets de cohérences quantiques dans des les mesures non-locales : expérience de Umbach et al. [4].	22
1.15	Configuration des mesures de Tombros et al.[68]	23
1.16	Modèle classique de résistance pour le transport non-local.	24
2.1	Diamant et graphite	27

2.2	Relation de dispersion du graphène et points K et K' de la zone de Brillouin	28
2.3	Caractéristique de l'enroulement d'une feuille de graphène : exemple d'un nanotube fauteuil (4,4)	29
2.4	Découpage de la zone de Brillouin du graphène et caractéristique des niveaux électroniques pour un nanotube fauteuil (4,4) (haut) et un zigzag (5,0) (bas)	30
2.5	Boite quantique à base de nanotubes de carbone	31
2.6	Plusieurs régimes de conduction	32
2.7	Schéma électrostatique équivalent de la double boite quantique et Diagramme de stabilité théorique correspondant	33
2.8	Photo AFM d'une double boite quantique et diagramme de stabilité expérimental	33
2.9	Photo AFM et MFM de l'échantillon à deux réservoirs ferromagnétiques	34
2.10	Spectroscopie non-linéaire du dispositif à deux réservoirs et modèle théorique pour deux canaux K et K' couplés	34
2.11	Dispositif et Cycles hystérétiques de la conductance entre deux contacts ferromagnétiques, à deux tensions de grille.	35
2.12	Variations simultanées de la conductance et du signal de spin correspondants pour une dispositif de type vanne de spin à deux réservoirs.	36
2.13	Modélisation du basculement hystérétique de la conductance avec le champ magnétique dans le cadre du modèle de Stoner-Wohlfart.	37
3.1	structure typique d'un échantillon	39
3.2	Etapas pour parvenir au dépôt localisé de catalyseur ou de métal.	41
3.3	Evaporation sous angle : effets d'ombrage.	42
3.4	Densité de nanotubes de carbone	43
3.5	Plots de pré-contact et marques d'alignement : masque et étape de développement	43
3.6	Contacts finaux sur le nanotube de carbone	44
3.7	Schéma électrique	46
3.8	Histoire des domaines magnétiques des électrodes ferromagnétiques PdNi prise au MFM	48
3.9	Domaines magnétiques	49
4.1	Dispositif modélisé par une théorie du transport cohérent dépendant du spin à quatre canaux	52
4.2	Paramètres de la matrice de diffusion totale équivalente au système	55
4.3	Chemins de résonances dans le dispositif	56
4.4	Graphes en niveaux de gris de G_{12}^P , V_{34}^P , MG et MV en fonction de δ_{12} et δ_{34} , pour un couplage des modes K et K' aux électrodes identique	59
4.5	Graphes en niveaux de gris de G_{12}^P , V_{34}^P , MG et MV en fonction de δ_{12} et δ_{34} , pour un couplage des modes K et K' aux électrodes asymétrique	60
4.6	Courbes de G_{12}^P , V_{34}^P , MG et MV en fonction de δ_{12} , pour une SDIPS nulle et finie	61
4.7	Schéma Equivalent des capacités du dispositif N-F-F6-N	62
4.8	Schéma Equivalent des capacités du dispositif N-F-F-N	63
4.9	Graphes en niveaux de gris de G_{12}^P , V_{34}^P , MG et MV en fonction de δ_{12} et δ_{34} , pour un couplage des modes K et K' aux électrodes identique et courbes de G_{12}^P , V_{34}^P , MG et MV en fonction de δ_{12} , pour une SDIPS nulle et finie	64

4.10	Schéma du modèle de résistances	66
4.11	Régime semi-classique et accumulation de spin : modèle de Maekawa [29] . .	68
5.1	Schéma du dispositif N-F-F-N étudié : vue d'artiste	73
5.2	Photo d'un échantillon réalisée au microscope électronique à balayage (MEB) d'un échantillon typique	74
5.3	Spectroscopie du dispositif pour l'échantillon III en fonction de V_{SD} et V_G . .	75
5.4	Spectroscopie du dispositif pour l'échantillon I en fonction de V_{SG1} et V_{SG2} .	76
5.5	Spectroscopie de la conductance G_{12}^P en fonction de V_{SG1} et V_{SG2} pour l'échantillon III.	77
5.6	Cycle hystérétique de la tension non-locale V_{34} en fonction du champ magnétique extérieur H	78
5.7	Courbes de balayage en champ de la conductance G_{12} et de la tension non-locale V_{34} pour différentes valeurs de grille en champ extérieur parallèle aux domaines magnétiques, pour l'échantillon III.	79
5.8	Courbes de balayage en champ de la conductance G_{12} et de la tension non-locale V_{34} pour différentes valeurs de grille, pour l'échantillon II, en champ extérieur perpendiculaire aux domaines magnétiques	80
5.9	Cycle mineur et méthode de mesure du signal de spin, échantillon II	81
5.10	Courbes de V_{34} et de MV en fonction de V_{SG2} et comparaison avec la théorie : échantillon I	82
5.11	Courbes de variations de G_{12} et MG simultanément en fonction de V_{SG2} . . .	84
5.12	Echantillons mesurées I, II et III : photos des échantillons, spectroscopies . .	86
5.13	Echantillons mesurées I, II et III : courbes de G , V , MG et MV , et systématique des basculements	87
6.1	Présentation du dispositif N-N-F-F	89
6.2	Photo MEB de l'échantillon N-N-F-F	90
6.3	Spectroscopies non-linéaires de chacun des tronçons de nanotube de carbone du dispositif N-N-F-F	91
6.4	Signaux de la conductance et de la tension en fonction du champ magnétique	92
6.5	Modélisation du champ de fuite créé par deux électrodes ferromagnétiques . .	94
6.6	Courbes simultanées de G_{12} et MG en fonction de V_{BG} pour $T = 4.2K$ et $T = 1.65K$ et simulations numériques	95
6.7	Courbes simultanées de G_{12} et V_{34} en fonction du champ H pour $T=4.2 K$ et $T=1.65 K$ pour une tension de grille $V_{BG} = -10.7V$ fixée	96
6.8	Superposition des dépendances en température de MG normalisée entre les contacts normaux et entre les contacts ferromagnétiques	97

Annexe A

Calcul perturbatif dans la géométrie N-F-F-N

Nous effectuons le développement perturbatif de la tension non-locale V_{34}^c dans la limite où les contacts normaux sont très transparents ($T_1 \sim 1$ et $T_4 \sim 1$). Nous effectuons donc un développement au premier ordre en $\sqrt{(1 - T_1)}$ et $\sqrt{(1 - T_2)}$. Par souci de simplicité, nous omettons les phases des amplitude de réflexion. Alors les coefficient de transmission et de réflexion pour les contacts normaux deviennent :

$$t_j = -i\sqrt{(T_j)} \quad (\text{A.1})$$

$$r_j = \sqrt{(1 - T_j)} \quad (\text{A.2})$$

Soient :

$$\kappa_{23}^\sigma = r_2^\sigma + \frac{(t_2^\sigma)^2 r_3^\sigma e^{2i\delta_{23}}}{1 - r_2^\sigma r_3^\sigma e^{2i\delta_{23}}} \quad (\text{A.3})$$

$$\lambda_{23}^\sigma = r_3^\sigma + \frac{(t_3^\sigma)^2 r_2^\sigma e^{2i\delta_{23}}}{1 - r_2^\sigma r_3^\sigma e^{2i\delta_{23}}} \quad (\text{A.4})$$

$$\tilde{\kappa}_{23}^\sigma = t_2^\sigma + \frac{(t_2^\sigma)^2 r_3^\sigma e^{2i\delta_{23}}}{1 - r_2^\sigma r_3^\sigma e^{2i\delta_{23}}} \quad (\text{A.5})$$

$$\tilde{\lambda}_{23}^\sigma = t_3^\sigma + \frac{(t_3^\sigma)^2 r_2^\sigma e^{2i\delta_{23}}}{1 - r_2^\sigma r_3^\sigma e^{2i\delta_{23}}} \quad (\text{A.6})$$

$$d_{23}^\sigma = 1 - r_2^\sigma r_3^\sigma e^{2i\delta_{23}} \quad (\text{A.7})$$

$$\xi_{23}^\sigma = 1 + r_2^\sigma (t_3^\sigma - r_3^\sigma) e^{2i\delta_{23}} \quad (\text{A.8})$$

De plus nous introduisons les coefficients suivants :

$$A_{41}^\sigma = \left| \frac{t_2^\sigma t_3^\sigma}{d_{23}^\sigma} \right|^2 \quad (\text{A.9})$$

$$A_{31}^\sigma = \left| \frac{t_2^\sigma K_3^\sigma}{d_{23}^\sigma} \right|^2 \quad (\text{A.10})$$

$$A_{42}^\sigma = \left| \frac{K_2^\sigma t_3^\sigma}{d_{23}^\sigma} \right|^2 \quad (\text{A.11})$$

$$A_{34}^\sigma = \left| \frac{K_3^\sigma \xi_{23}^\sigma}{d_{23}^\sigma} \right|^2 \quad (\text{A.12})$$

Les coefficients A_{ij}^σ qui ne dépendent pas du spin sont notés A_{ij}^0 . Nous introduisons alors d'autres coefficients, indépendants du spin :

$$\psi = A_{31}^0 (A_{34}^0 + A_{41}^0 + A_{42}^0) + A_{34}^0 (A_{41}^0 + \frac{A_{42}^0}{2} (1 + \frac{A_{31}^0}{A_{41}^0})) \quad (\text{A.13})$$

$$\tilde{\psi} = A_{31}^0 A_{42}^0 (1 + \frac{A_{42}^0}{A_{41}^0}) + \frac{A_{34}^0 A_{42}^0}{2} (1 + \frac{A_{31}^0}{A_{41}^0}) \quad (\text{A.14})$$

$$\bar{\psi} = A_{34}^0 (A_{31}^0 (1 + \frac{A_{42}^0}{A_{41}^0}) + A_{42}^0 + A_{41}^0) \quad (\text{A.15})$$

Alors, au moyen de tous les coefficients que nous avons introduits précédemment, nous pouvons exprimer $A_{23}(\delta_{23})$, $B_{23}(\delta_{23})$, $C_{23}(\delta_{23})$ de la façon suivante :

$$A_{23}(\delta_{23}) = \frac{A_{31}^0 A_{42}^0}{\psi + \tilde{\psi}} \frac{\partial}{\partial P_2} \ln \left| \frac{K_2}{t_2} \right| \frac{\partial}{\partial P_3} \ln \left| \frac{K_3}{t_3} \right| \quad (\text{A.16})$$

$$\begin{aligned} B_{23}(\delta_{23}) &= 4 \frac{A_{31}^0 A_{42}^0}{\psi + \tilde{\psi}} \frac{\partial}{\partial P_3} \ln \left| \frac{K_3}{t_3} \right| \\ &\times \left[\left(\kappa_{23} \left(1 + \frac{2\psi}{\psi + \tilde{\psi}} \right) + \tilde{\kappa}_{23} \left(1 + \frac{2\tilde{\psi}}{\psi + \tilde{\psi}} \right) - \frac{\bar{\psi}}{\psi + \tilde{\psi}} \chi_{23} \right) \frac{\partial}{\partial P_2} \ln \left| \frac{K_2}{t_2} \right| + \frac{\partial(t_2 - r_2)}{\partial P_2} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

$$\begin{aligned} C_{23}(\delta_{23}) &= 4 \frac{A_{31}^0 A_{42}^0}{\psi + \tilde{\psi}} \frac{\partial}{\partial P_2} \ln \left| \frac{K_2}{t_2} \right| \\ &\times \left[\left(\lambda_{23} \left(1 + \frac{2\psi}{\psi + \tilde{\psi}} \right) + \tilde{\lambda}_{23} \left(1 + \frac{2\tilde{\psi}}{\psi + \tilde{\psi}} \right) \right) \frac{\partial}{\partial P_3} \ln \left| \frac{K_3}{t_3} \right| + \frac{\partial(t_3 - r_3)}{\partial P_3} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

Resumé

Cette thèse se place dans le cadre de la physique mésoscopique et a pour objet l'étude du transport électronique polarisé en spin dans les nanotubes de carbone mono-parois.

L'existence d'un déséquilibre entre les populations d'électrons de spin up et ceux de spin down lors de leur diffusion à l'interface entre un métal ferromagnétique et un métal non-magnétique est au coeur du principe de fonctionnement des jonctions tunnel magnétiques et des multi-couches bien connues dans le domaine de l'électronique de spin. Bien que le degré de liberté de spin et l'effet tunnel des électrons soient utilisés dans ces dispositifs, aucun d'entre eux ne tient compte du degré de liberté de phase orbitale de la fonction d'onde électronique. Dans la plupart des dispositifs étudiés jusqu'à présent, cet aspect n'a pas été développé en raison du régime de transport semi-classique des porteurs de charge dans les conducteurs considérés. Dans ce travail, nous étudions des mesures de transport dépendantes du spin dans des circuits à plusieurs réservoirs à base de nanotubes de carbone. Nous observons la présence d'un signal de spin dans la tension non-locale et d'un signal de spin anormale dans la conductance. Ces signaux de spin sont contrôlables par le tension de grille appliquée et ils révèlent qu'à la fois le degré de liberté de phase orbitale et le degré de spin sont conservés dans un nanotube de carbone connecté à plusieurs réservoirs ferromagnétiques.

Nous montrons également l'existence d'un phénomène étonnant qui n'a aucun analogue classique et qui est la conséquence de la cohérence de phase orbitale : la présence d'un comportement de type transistor de spin à effet de champ entre les deux contacts normaux avec à proximité deux contacts ferromagnétiques en dehors du chemin classique des électrons. Ceci est la réalisation de l'expérience de tête de théoricien pour l'électronique de spin. Nos observations ouvrent la voix pour des dispositifs de l'électronique de spin exploitant ces deux degrés de liberté quantique sur le même plan.

Mots Clés

Physique mésoscopique, Nanotube de carbone monoparoi (SWNT), Transport électronique, Electronique de spin, Transport non-local, Cohérence de phase orbitale, Cohérence de spin.

Abstract

The scattering imbalance between up and down spins at the interface between a non-magnetic metal and a ferromagnetic metal is at the heart of the principle of the magnetic tunnel junctions or multilayers celebrated in the field of spintronics. Although these devices use the quantum mechanical spin degree of freedom and electron tunneling, they do not exploit a crucial degree of freedom involved in quantum mechanics : the phase of the electronic wave function. In most of the devices studied so far, this aspect has not been developed owing to the classical-like motion of charge carriers in the conductors used. In this work, we report on spin dependent transport measurements in carbon nanotubes based multi-terminal circuits. We observe a gate-controlled spin signal in non-local voltages and an anomalous conductance spin signal, which reveal that both the orbital phase and the spin can be conserved along carbon nanotubes with multiple ferromagnetic contacts. We also report on an intriguing phenomenon which has no classical analog and is a consequence of orbital coherence : a spin valve

behavior between two normal contacts with proximal ferromagnetic contacts outside the classical electron path. This realizes a "theorist blob experiment" for spintronics. These findings pave the way for spintronics devices exploiting both these quantum mechanical degrees of freedom on the same footing.

Keywords

Mesoscopic physics, Single wall carbon nanotube, Electronic transport, Spintronics, Non-local transport, Orbital phase coherence, Spin coherence.