

# Les débuts de la spintronique

## Travaux précurseurs et magnétorésistance géante

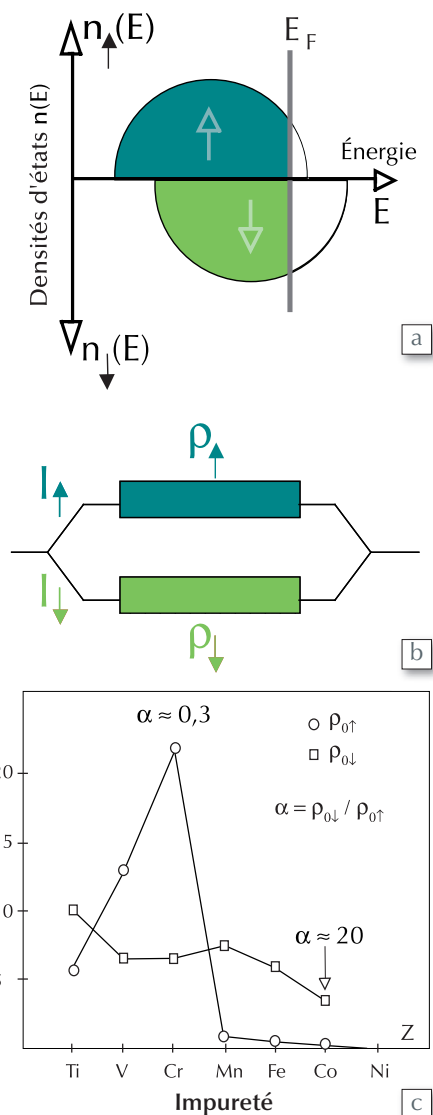
Albert Fert (albert.fert@thalesgroup.com)

Unité Mixte de Physique CNRS/Thales, 91767 Palaiseau, et Université Paris-Sud, 91405 Orsay

Prix Nobel de Physique 2007

Dans cet article, Albert Fert présente les débuts et les concepts fondamentaux de la spintronique : les premiers travaux effectués à Orsay sur la conduction électrique des alliages ferromagnétiques, les progrès dans l'élaboration des couches minces, la découverte de la magnétorésistance géante en 1988, et les résultats importants obtenus au début des années 90, qui ont permis de déboucher sur de nombreuses applications.

Dans une seconde partie, il traite plus en détail de la physique de l'accumulation de *spins*, qui gouverne la propagation d'un courant polarisé de *spin* dans une succession de conducteurs magnétiques et non magnétiques.



1. (a) Représentation schématique des densités d'états  $n(E)$  des bandes d'énergie décalées pour les électrons de *spin* majoritaire (*spin*↑ en bleu) et minoritaire (*spin*↓ en vert) dans un métal ferromagnétique. (b) Illustration de la conduction par deux canaux indépendants de résistivités  $\rho_{\uparrow}$  et  $\rho_{\downarrow}$  pour les électrons de *spin*↑ et *spin*↓ respectivement. Selon le métal, l'on peut avoir  $\rho_{\downarrow} > \rho_{\uparrow}$  ou  $\rho_{\downarrow} < \rho_{\uparrow}$  pour les résistivités des deux canaux. (c) Résistivités des canaux de *spin*↑ et *spin*↓ pour du nickel dopé avec 1% de différentes impuretés (mesures à 4,2 K) [4]. Dans un métal, la présence d'impuretés freine le courant et, à basse température, est l'origine principale de la résistivité électrique. Dans le cas d'un métal ferromagnétique, une impureté peut freiner très différemment les électrons de *spin*↑ et *spin*↓.

La spintronique peut se décrire comme une électronique qui exploite non seulement la charge, mais aussi le *spin* des électrons. Son développement a suivi la découverte de la magnétorésistance géante (GMR) en 1988 [1, 2]. Le concept général de la spintronique est de placer des matériaux ferromagnétiques sur le trajet des électrons et d'utiliser l'influence du *spin* sur la mobilité des électrons dans ces matériaux. Cette influence, d'abord suggérée par Mott [3] en 1936, a été ensuite démontrée expérimentalement et décrite théoriquement à la fin des années 60 [4, 5]. La découverte de la GMR a conduit aux premières utilisations pratiques de cette influence. De nombreux autres phénomènes exploitant aussi le *spin* des électrons se sont ensuite révélés et, aujourd'hui, la spintronique se développe dans de très nombreuses directions, qui seront traitées dans les autres articles de ce dossier : magnétorésistance tunnel, phénomènes de transfert de *spin*, spintronique avec semi-conducteurs, spintronique moléculaire, spintronique avec multiferroïques, etc.

### La conduction électrique dans les métaux et alliages ferromagnétiques

Un métal ferromagnétique, comme le fer ou le nickel, se caractérise par un décalage des bandes d'énergie des électrons de *spin* parallèle et antiparallèle à l'aimantation (fig. 1a). Ces bandes sont peuplées jusqu'au niveau de Fermi ( $E_F$  sur la figure 1a), et du décalage résultent des populations différentes pour les deux directions de *spin*, que nous appellerons dans la suite de l'article *spin*↑ pour les *spins* majoritaires et *spin*↓ pour les minoritaires. C'est l'origine de l'aimantation spontanée des ferromagnétiques. La conduction électrique, quant à elle, est liée à la mobilité des électrons à  $E_F$ , et du décalage des bandes résulte de façon générale une mobilité différente pour *spin*↑ et *spin*↓, ce qui, en fin de compte, se traduit par une conduction en parallèle par deux canaux de résistivités différentes (fig. 1b). L'influence du *spin* sur la conduction électrique dans les métaux ferromagnétiques fut proposée

>>>

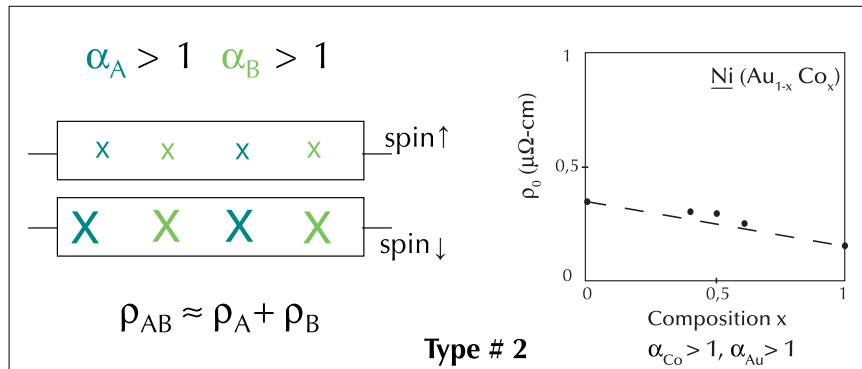
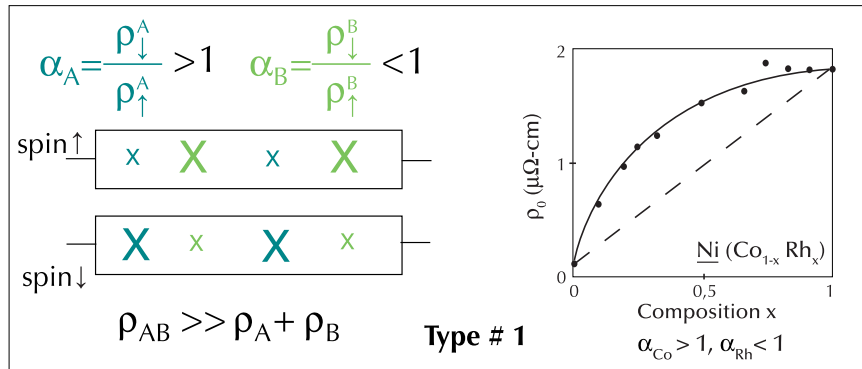
>>>

par Mott [3] en 1936, pour expliquer certaines anomalies de la résistivité de ces métaux au voisinage de la température de Curie.

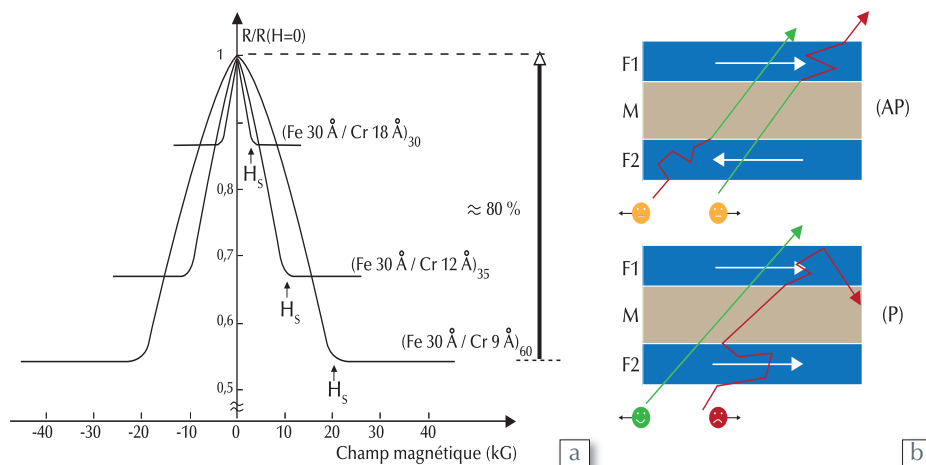
Cependant, à l'époque (en 1966) où j'arrivai au Laboratoire de Physique des Solides d'Orsay, le sujet était resté complètement inexploré et Ian Campbell me le proposa comme sujet de thèse. Cette thèse démarra donc par des mesures de la résistivité de fer et de nickel dopés de divers types d'impuretés. L'analyse comparée de la dépendance en température de la résistivité de ces alliages, ainsi que l'étude d'alliages ternaires que je décrirai plus loin, nous permirent de confirmer la proposition de Mott et de montrer que, pour certains dopages, la mobilité pouvait être très différente pour les électrons de  $spin\uparrow$  et de  $spin\downarrow$ . La figure 1c montre les valeurs des résistivités des deux canaux pour du nickel contenant 1% de diverses impuretés [4]. On peut voir que le rapport  $\alpha$  entre les résistivités  $\rho_{0\downarrow}$  et  $\rho_{0\uparrow}$  des canaux de  $spin\downarrow$  et de  $spin\uparrow$  peut être aussi grand que 20 pour des impuretés de cobalt, mais aussi être plus petit que 1 pour des impuretés de chrome ou de vanadium.

Ces résultats pouvaient être expliqués par les modèles de structure électronique développés par Friedel pour les alliages de métaux ferromagnétiques. Après les premières mesures de la fin des années 60, le modèle de conduction à deux courants dans les métaux et alliages ferromagnétiques fut rapidement confirmé dans d'autres groupes, par exemple par Loegel et Gautier [5] dans les cas d'alliages de cobalt.

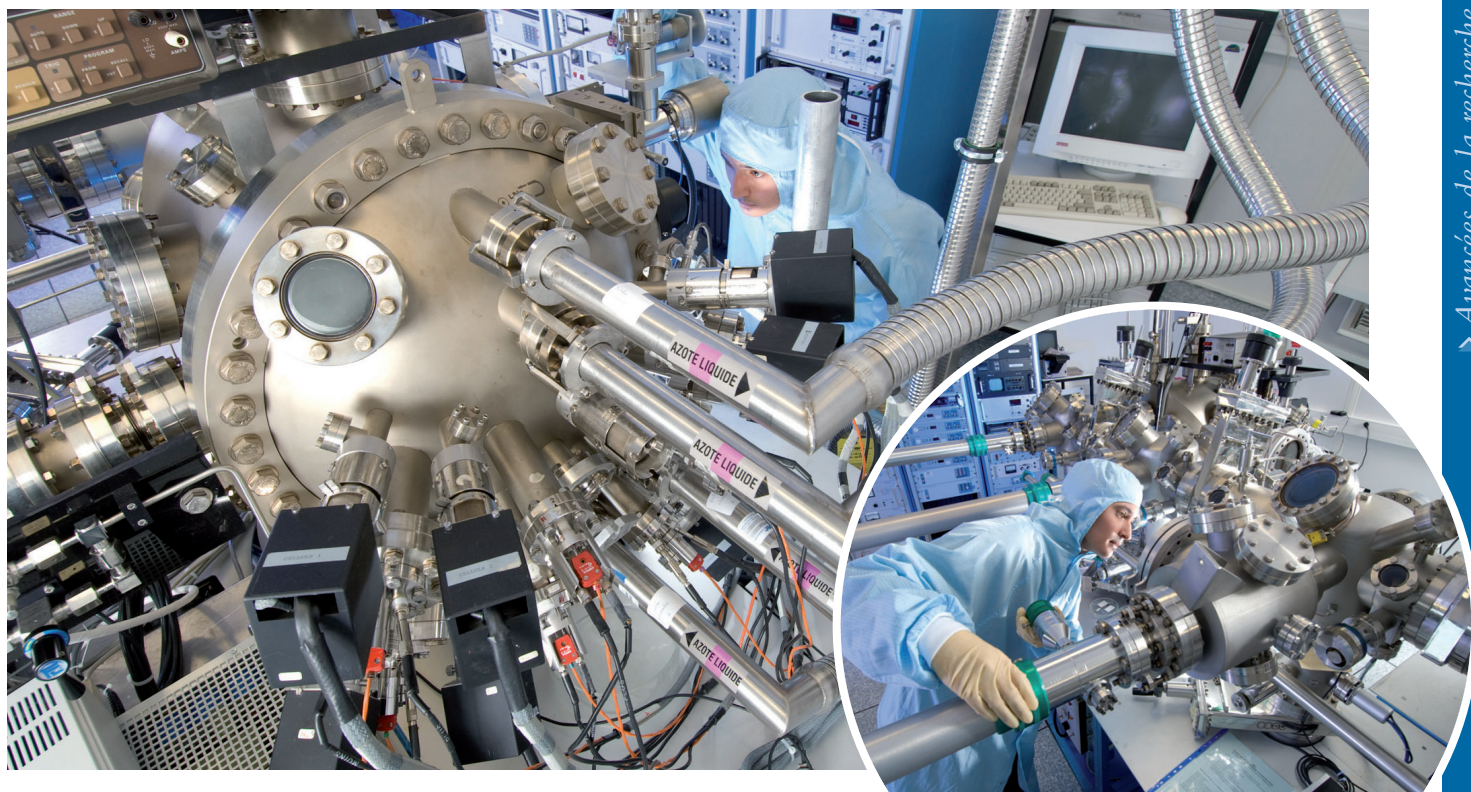
À la fin de ce premier chapitre, je voudrais faire remarquer que la spintronique n'a retenu jusqu'à présent qu'une version simplifiée du modèle à deux courants de ma thèse, en oubliant en route les effets de  $spin\ mixing$  [4], c'est-à-dire les échanges de quantité de mouvement par renversement de  $spin$ , essentiellement par collision entre électrons et ondes de  $spin$  dans un métal ferromagnétique. La « résistivité de  $spin\ mixing$  »,  $\rho_{\uparrow\downarrow}$ , augmente progressivement avec la température. À la température ambiante, elle atteint une dizaine de  $\mu\Omega\text{-cm}$  dans des métaux comme le fer ou le nickel, et égalise partiellement les deux courants. De nombreux résultats de spintronique, pour une analyse plus rigoureuse, devraient sans doute être revisités en tenant compte du  $spin\ mixing$ .



**2. Expériences sur des alliages ternaires, basées sur le même concept que la GMR [4].** Sur les schémas illustrant la conduction par deux canaux, on a représenté l'efficacité plus ou moins grande d'une impureté A (bleu) ou B (vert) au freinage des électrons par des X (représentatifs d'obstacles) plus ou moins grands. (a) Schéma pour la conduction dans des alliages dopés avec des impuretés diffusant les électrons avec des asymétries en  $spin$  opposées ( $\alpha_A = \rho_{B\downarrow}/\rho_{A\uparrow} > 1$ ,  $\alpha_B = \rho_{B\uparrow}/\rho_{B\downarrow} < 1$ ,  $\rho_{AB} \gg \rho_A + \rho_B$ ) et résultats expérimentaux pour des alliages  $Ni(Co_{1-x}Rh_x)$  [4]. (b) Même schéma qu'en (a) pour des alliages dopés avec des impuretés diffusant les électrons avec des asymétries en  $spin$  semblables ( $\alpha_A > 1$ ,  $\alpha_B > 1$ ,  $\rho_{AB} \approx \rho_A + \rho_B$ ) et résultats expérimentaux pour des alliages  $Ni(Au_{1-x}Co_x)$ . Pour la GMR, les impuretés A et B sont remplacées par des couches magnétiques F1 et F2 d'un même métal ferromagnétique, la situation de a (b) correspondant à la configuration antiparallèle (parallèle) des aimantations des couches F1 et F2.



**3. (a) Premières observations de magnétorésistance géante à Orsay sur des multicouches Fe/Cr(001) [1].** La résistance, mesurée pour un courant parallèle aux couches, chute d'une valeur  $R_{AP}$  à une valeur  $R_P$  quand un champ magnétique aligne les aimantations. Avec la définition adoptée aujourd'hui pour le rapport de magnétorésistance,  $MR = 100(R_{AP} - R_P)/R_P$ , MR vaut 80% pour la multicouche (Fe 3nm/Cr 0,9nm). **(b) Schéma du mécanisme de la GMR.** Dans la configuration magnétique parallèle P (bas), les électrons d'une direction de  $spin$  peuvent traverser facilement toutes les couches magnétiques et le court-circuit par ce canal conduit à une faible valeur de la résistance. Dans la configuration antiparallèle AP (haut), les électrons de chaque canal sont ralentis une fois sur deux en traversant les couches magnétiques, et la résistance est élevée. Les trajectoires des électrons sont représentées obliques car, même pour un courant parallèle aux couches, c'est seulement la direction moyenne des vitesses qui est parallèle aux couches. On passe de la configuration antiparallèle AP à la configuration parallèle P par application d'un champ magnétique.



**Chambre d'épitaxie par jets moléculaires utilisée pour la croissance de multicouches magnétiques** (UMR 137, Unité mixte de physique CNRS/THALES, Orsay). Ce dispositif permet le dépôt sur un substrat de couches métalliques ultraminces, de quelques plans atomiques d'épaisseur. L'empilement alterné de films minces magnétiques et non magnétiques permet d'obtenir des multicouches magnétiques dans lesquelles est produit l'effet de magnétorésistance géante.

## Le concept de la magnétorésistance géante dans des expériences sur des alliages magnétiques ternaires

Dans mon travail avec Ian Campbell, certaines expériences sur des alliages ternaires [4] anticipaient déjà la GMR, comme illustré par la figure 2. Supposons, par exemple, que l'on dope du nickel à la fois avec des impuretés de Co, qui freinent fortement les électrons dans le canal de  $spin\downarrow$  en laissant le canal de  $spin\uparrow$  relativement « ouvert », et des impuretés de Rh pour lesquelles c'est l'inverse. Dans l'alliage Ni(Co+Rh), que nous appellerons de type #1, les électrons des deux canaux sont alors fortement freinés, soit par les impuretés de Co dans un canal, soit par celles de Rh dans l'autre. Il n'y a plus de canal « ouvert », et la résistivité est fortement augmentée par rapport à celle d'alliages contenant seulement soit Co, soit Rh (fig. 2a). Au contraire, il n'y a pas cette augmentation de résistivité pour des alliages de type #2 dopés par des impuretés (Co et Au, par exemple) qui, toutes deux, freinent les électrons d'un même canal et laissent le deuxième canal relativement libre (fig. 2b).

L'idée de la GMR est de remplacer les impuretés A et B de l'alliage ternaire par deux couches magnétiques F1 et F2 d'un

même métal ferromagnétique, séparées par une couche non magnétique M (fig. 3b). Si les deux couches ont leurs aimantations dans des directions opposées (configuration dite antiparallèle, AP), la couche F1 freinera les électrons d'un canal, la couche F2 ceux de l'autre canal, et l'on retrouve donc la situation de résistivité élevée d'un alliage ternaire de type #1 dans lequel les électrons des deux canaux sont freinés, par les impuretés A dans l'un, les impuretés B dans l'autre. Par contre, la configuration d'aimantations parallèles (P) correspond à l'alliage de faible résistivité de type #2 dans lequel les impuretés A et B laissent un des canaux relativement libre. L'élément nouveau vient de la possibilité de passer de grande à petite résistivité, en appliquant un champ magnétique pour aligner les aimantations d'une configuration initialement antiparallèle.

Cependant, les équations de transport nous disent que les électrons ne pourront sentir l'orientation relative des aimantations des couches F1 et F2 que si la distance entre les couches est inférieure au « libre parcours moyen » des électrons, c'est-à-dire, en pratique dans des films métalliques, si cette distance n'est que de quelques nanomètres. Malheureusement, en 1970, il n'était pas techniquement possible de fabriquer des multicouches constituées de couches épaisses de seulement quelques nanomètres. Il fallut attendre le milieu des années 80.

## La découverte de la GMR

Au milieu des années 80, avec le développement de techniques de dépôt sous ultraviolet comme l'épitaxie par jets moléculaires (EJM), il devint possible de fabriquer des multicouches empilant des couches ultrafines et d'envisager l'extension des expériences de ma thèse sur des alliages ternaires à des multicouches magnétiques. De plus, en 1986, les expériences de diffusion Brillouin de Peter Grünberg [6] révélèrent l'existence d'un « couplage d'échange » antiferromagnétique entre couches de fer ferromagnétiques, séparées par de très fines couches de chrome non magnétiques. Une multicouche Fe/Cr pouvait donc donner la possibilité de commuter d'une configuration à aimantations opposées à une autre à aimantations parallèles, par application d'un champ magnétique. À cette époque, j'avais justement discuté de l'intérêt des multicouches magnétiques avec Alain Friederich du LCR Thomson-CSE et une collaboration s'était établie entre mon équipe d'Orsay et la sienne pour l'élaboration de telles couches. Patrick Étienne, l'expert EJM au LCR, adapta aux métaux les techniques mises au point pour les semi-conducteurs et guida les premières fabrications de multicouches Fe/Cr de la thèse de Frédéric Nguyen Van Dau. Cela conduisit rapidement à nos premières observations (fig. 3a) de la GMR

>>>

>>>

sur des super-réseaux Fe/Cr(001) au début de 1988 [1]. Les postdocs Mario Baibich et Jean-Marc Broto, ainsi que les doctorants Agnès Barthélémy et Frédéric Petroff, participèrent aussi à l'aventure. Des résultats semblables sur des tricouches Fe/Cr/Fe furent obtenus à peu près simultanément dans l'équipe de Peter Grünberg à Jülich [2]. Les équipes française et allemande déposèrent des brevets sur les applications possibles de la GMR ; les Allemands furent les plus rapides.

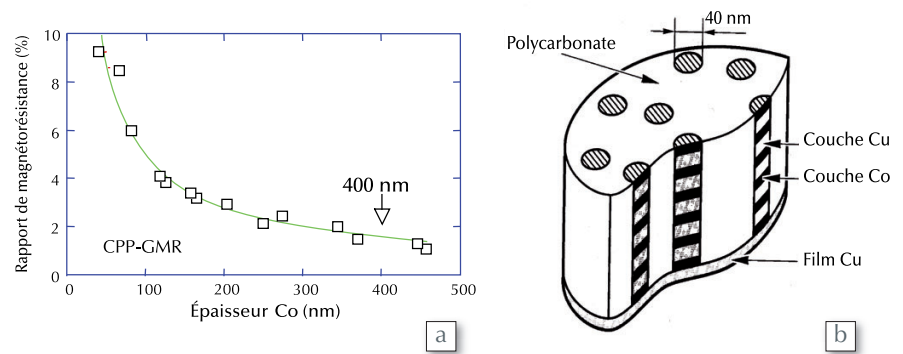
L'interprétation de la GMR est en gros semblable à celle des expériences sur des alliages ternaires que nous avons décrites plus haut, et est schématisée dans la figure 3b. Un modèle classique de la GMR fut publié dès 1989 par Camley et Barnas [7]. Vint ensuite un modèle quantique que je publiai avec Levy et Zhang en 1991 [8].

## L'âge d'or de la GMR

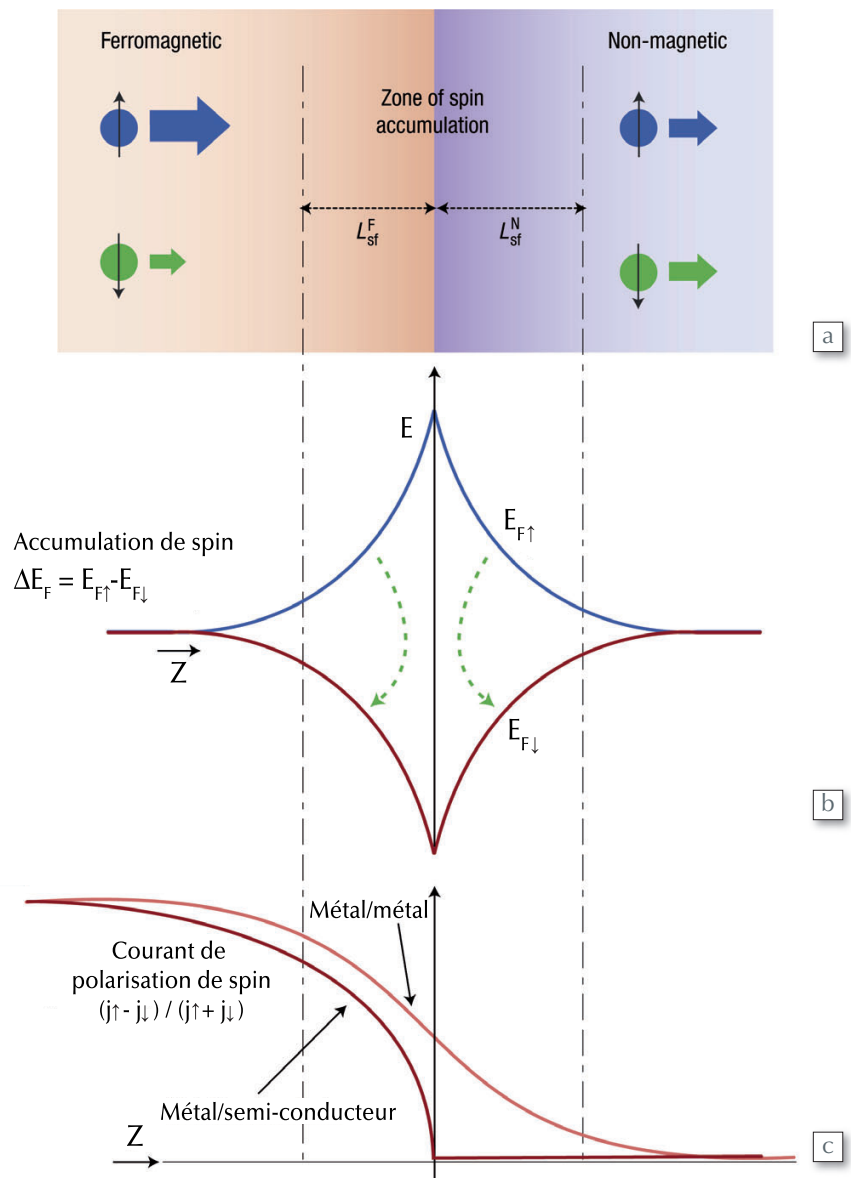
La découverte de la GMR attira rapidement l'attention, aussi bien pour ses possibilités d'applications que pour l'intérêt fondamental d'expériences de transport électronique exploitant le *spin*. Les études de la GMR se multiplièrent dans de nombreux laboratoires et notre petite équipe se lança aussi avec enthousiasme dans l'exploration de ce nouveau champ de recherche, qui allait s'appeler bientôt « spintronique ».

Sur le plan expérimental, deux résultats importants furent publiés en 1990. Stuart Parkin *et al* [9] démontrèrent l'existence de GMR dans des multicouches Fe/Cr, Co/Ru et Co/Cr élaborées par la méthode plus simple et plus rapide de pulvérisation cathodique. Ils découvrirent aussi une oscillation de la GMR en fonction de l'épaisseur des couches d'espacement (Cr ou Ru). Cette oscillation traduit la succession périodique d'épaisseurs dans lesquelles l'interaction entre couches magnétiques est antiferromagnétique (ce qui donne de la GMR) et d'épaisseurs à interaction ferromagnétique (sans GMR).

Également en 1990, l'équipe de Jean-Pierre Renard à Orsay et celle de Teruya Shinjo à Kyoto démontrèrent que les effets GMR pouvaient aussi être obtenus dans des multicouches sans couplage d'échange antiferromagnétique, mais composées de couches magnétiques de coercitivités différentes [10, 11]. Un autre résultat important, en 1991, fut aussi l'observation d'effets GMR grands et oscillants dans Co/Cu, qui deviendra un archétype de système GMR. Les premières observations [12] furent



4. (a) Variation de la GMR en courant perpendiculaire aux couches (CPP-GMR) de nanofils multicouches Co/Cu (8nm) en fonction de l'épaisseur des couches de cobalt [19]. La GMR subsiste jusqu'à des épaisseurs de l'ordre de grandeur du micron. (b) Structure des nanofils multicouches utilisés pour les mesures de (a).



5. Représentation schématique de l'accumulation des spins, associée au passage d'un courant d'un conducteur ferromagnétique à un conducteur non magnétique.

(a) : Flux respectifs d'électrons de *spin*↑ (flèches bleues) et de *spin*↓ (flèches vertes) loin de l'interface.  $L_{sf}^F$  et  $L_{sf}^N$  sont les longueurs de diffusion de *spin* dans les matériaux ferromagnétique et non magnétique, respectivement. (b) : Variation des niveaux de Fermi  $E_{F\uparrow}$  et  $E_{F\downarrow}$  au voisinage de l'interface ; les flèches symbolisent les renversements de *spin* générés par l'accumulation. (c) : Variation de la polarisation en *spin* du courant.

réalisées par un doctorant brésilien de notre équipe, Dante Mosca, sur des multicouches préparées par pulvérisation cathodique à Michigan State University, et, à peu près à la même époque, dans l'équipe de Stuart Parkin.

En 1991 également, Bernard Dieny et l'équipe d'IBM Almaden [13] montrèrent la possibilité de détecter de très petits champs magnétiques par GMR dans des tricouches dites *spin valves*, aujourd'hui à la base de nombreux dispositifs [14, 15]. Les *spin valves* et leurs applications seront décrites dans les autres articles de ce dossier.

Parallèlement à l'exploration de la GMR dans de nombreux types de structures, un gros effort de recherche fut fait pour le développement de modèles théoriques, et notamment de modèles s'appuyant sur des déterminations *ab initio* de la structure électronique des multicouches. Une description de ces modèles serait trop longue, et le lecteur pourra consulter des articles de revue récents [16]. Je veux cependant faire remarquer que l'influence du *spin* sur la conduction électrique, et la GMR en particulier, est très dépendante de défauts difficiles à connaître précisément (impuretés, rugosité d'interface, etc.). Les modèles théoriques ne peuvent guère prendre en compte ces défauts de façon réaliste et ne sont pas réellement prédictifs. La situation est différente pour la GMR en courant perpendiculaire aux couches, décrite plus loin.

Les applications de la GMR seront présentées par J.P. Nozières et C. Fermon dans ce même dossier. L'application la plus connue est la lecture des disques durs [14, 15], où les capteurs GMR à structure *spin valve* ont remplacé la magnétorésistance classique. La GMR, grâce à sa sensibilité et aux possibilités amenées pour la miniaturisation des capteurs, a rendu possible une forte réduction de la taille des inscriptions magnétiques et a ainsi conduit à une augmentation de la capacité d'information stockée dans les disques, de plus de deux ordres de grandeur (de  $\approx 1$  à  $\approx 600$  Gbit/in<sup>2</sup> en 2009). Cette augmentation a conduit non seulement à la réalisation de disques de très grande capacité (jusqu'au teraoctet), mais aussi à celle de disques de la taille de pièces de monnaie pour l'électronique nomade, baladeurs, appareils photographiques, etc. Les capteurs GMR ont aussi des applications dans l'industrie automobile et les technologies biomédicales.

## La GMR en courant perpendiculaire aux couches

Pendant les premières années de recherche sur la GMR, les expériences sur les multicouches étaient effectuées avec un courant électrique orienté dans le plan des couches, dans la géométrie que

l'on appelle maintenant CIP (*Current In Plane*). Les premières expériences en géométrie CPP (*Current Perpendicular to the layer Planes*) furent réalisées par l'équipe de Jack Bass *et al.* [17] à Michigan State University, en plaçant une multicouche en sandwich entre deux couches supraconductrices de niobium, qui établissent des plans équipotentiels sur les deux faces de la multicouche et permettent d'obtenir un courant perpendiculaire aux couches.

En CPP, la GMR est non seulement nettement plus grande qu'en CIP (la CPP-GMR sera d'ailleurs utilisée dans la prochaine génération de têtes de lecture de disques durs), mais aussi subsiste pour des couches relativement épaisses, jusqu'au voisinage du micron, comme on peut le voir sur la figure 4 pour des multicouches élaborées par électrodéposition dans des pores de membranes de polycarbonates [18]. Le modèle Valet-Fert [19] permet d'expliquer cette différence par les effets d'accumulation de *spin* spécifiques de la situation CPP. La longueur d'échelle des phénomènes de transport devient la longueur de diffusion de *spin*, nettement plus grande que le libre parcours moyen impliqué dans la géométrie usuelle.

## Physique de l'accumulation de *spin*

En fait, la CPP-GMR a permis de comprendre la physique de l'accumulation de *spin* qui gouverne de façon très générale la propagation d'un courant polarisé de *spin* dans une succession de conducteurs magnétiques et non magnétiques, et joue un rôle important dans tous les développements actuels de la spintronique. Le courant de diffusion généré par l'accumulation de *spin* est le mécanisme permettant à un courant polarisé en *spin* de se propager loin de l'interface entre un matériau magnétique et un matériau non magnétique, au-delà de la longueur balistique, jusqu'à une distance de l'ordre de grandeur de la longueur de diffusion de *spin*. On verra dans l'encadré (p. 10) que ce transport de *spin* à grande distance a permis d'étendre les études de GMR à des structures latérales. Dans des nanotubes de carbone, par exemple, la longueur de diffusion de *spin* excède 20 nm, et des courants polarisés peuvent être transportés d'un bout à l'autre de nanotubes de carbone relativement longs [20].

Comme expliqué sur la figure 5, une accumulation de *spin* se produit quand un flux d'électrons passe d'un matériau ferromagnétique à un conducteur non magnétique. Le flux incident est plus grand dans un des canaux (*spin*↑ sur la figure), alors que le flux sortant est également réparti (fig. 5a). Au voisinage de l'interface, il y a donc accumulation d'électrons d'une certaine direction de *spin* (*spin*↑ sur la figure) et, neutralité de charge oblige, déplétion de l'autre direction

&gt;&gt;&gt;

## Références

- 1 • M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 2472.
- 2 • G. Binash, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39** (1989) 4828.
- 3 • N.F. Mott, *Proc. Roy. Soc. A* **153** (1936) 699.
- 4 • A. Fert et I. A. Campbell, *Phys. Rev. Lett.* **21** (1968) 1190, *J. Physique* **32** (1971) C1-46, *J. Phys. F* **6** (1976) 849.
- 5 • B. Loegel et F. Gautier, *J. Phys. Chem. Sol.* **32** (1971) 2723.
- 6 • P. Grünberg *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 2442.
- 7 • R. E. Camley et J. Barnas, *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 664.
- 8 • P.M. Levy, S. Zhang, A. Fert, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 1643.
- 9 • S.S.P. Parkin, N. More, K.P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 2304.
- 10 • T. Shinjo et H. Yamamoto, *J. Phys. Soc. Jpn.* **59** (1990) 3061.
- 11 • C. Dupas *et al.*, *J. Appl. Phys.* **67** (1990) 5680.
- 12 • D. H. Mosca *et al.*, *J. Magn. Magn. Mater.* **94** (1991) L1 ; S. S. P. Parkin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 2152.
- 13 • B. Dieny *et al.*, *Phys. Rev. B* **43** (1991) 1297.
- 14 • S.S.P. Parkin, dans *Spin Dependent Transport in Magnetic nanostructures* (édité par S. Maekawa et T. Shinjo, Taylor and Francis 2002), p. 237.
- 15 • C. Chappert, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, *Nature Materials*, **6** (2007) 813.
- 16 • T. Shinjo, *ibidem* ref. [14], p. 1 ; P. M. Levy et I. Mertig, *ibidem*, p. 47 ; A. Fert, A. Barthélémy et A. Fert dans *Nanomagnetism* (édité par D.L. Mills et J.A.C. Bland, Elsevier, 2006), p. 153.
- 17 • W. P. Pratt *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 3060 ; J. Bass et W. P. Pratt, *J. Magn. Magn. Mater.* **200** (1999) 274.
- 18 • L. Piraux *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **65** (1994) 2484 ; A. Fert et L. Piraux, *J. Magn. Magn. Mater.* **200** (1999) 338.
- 19 • T. Valet et A. Fert, *Phys. Rev. B* **48** (1993) 7099.
- 20 • L.H. Hueso *et al.*, *Nature* **445** (2007) 410.
- 21 • B. T. Jonker et M. E. Flatté, dans *Nanomagnetism* (édité par D.L. Mills et J.A.C. Bland, Elsevier, 2006), p. 227.

de *spin*, ou, en d'autres termes, décalage entre les niveaux de Fermi (potentiels chimiques) des deux directions de *spin* (fig. 5b). L'accumulation de *spin* diffuse des deux cotés de l'interface et décroît exponentiellement, pour s'étendre jusqu'à une distance de l'ordre de grandeur de la longueur de diffusion de *spin*. Cette distribution hors d'équilibre génère les renversements de *spin*, qui ajustent les flux entrant et sortant. Pour résumer, il y a au voisinage de l'interface une large zone d'accumulation de *spin*, dans laquelle le courant polarisé de *spin* venant du conducteur magnétique est progressivement dépolarisé par les renversements de *spin* générés par l'accumulation de *spin* (fig. 5c).

La figure 5 représente le cas de l'injection de *spin*, c'est-à-dire d'électrons allant du magnétique au non magnétique. Pour des électrons allant en direction opposée (extraction de *spin*), on a une situation semblable, mais avec accumulation de la

direction de *spin* opposée et une polarisation progressive du courant par les renversements de *spin* qui en résultent. Dans les deux cas, injection ou extraction, la polarisation du courant subsiste ou commence loin de l'interface dans le matériau non magnétique.

Cette physique peut se décrire par des équations de transport [19], dans lesquelles le potentiel électrique est remplacé par un potentiel électrochimique dépendant du *spin*. La physique de l'accumulation de *spin* joue un rôle important dans la plupart des développements récents de la spintronique. Ses équations peuvent être appliquées non seulement au cas simple d'une interface isolée, mais aussi à la situation multi-interfaces avec interaction entre les accumulations de *spin* à des interfaces voisines. Elles peuvent aussi être généralisées à la situation des structures avec semi-conducteurs ou molécules, prendre en compte la courbure de bande à l'interface de semi-conducteurs,

ou encore les configurations magnétiques non colinéaires des expériences de transfert de *spin* (cf. article de B. Diény dans ce dossier).

## Conclusion

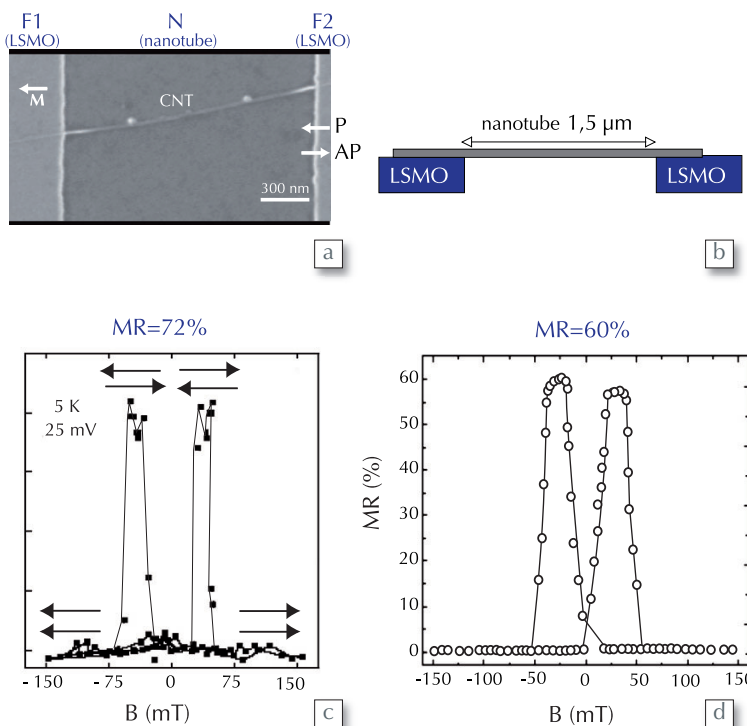
La découverte de la GMR résulte de la rencontre entre des progrès technologiques et une base de physique fondamentale, décrivant l'influence du *spin* sur le transport électronique dans les matériaux ferromagnétiques. On réalisa rapidement quelles applications importantes on pouvait tirer de l'exploitation simultanée de la charge et du *spin* des électrons, et cela déclencha une recherche active, qui révéla d'autres phénomènes exploitant également l'influence du *spin* en électronique. La spintronique se développe maintenant sur de nombreux nouveaux axes et sera très certainement à la base d'applications technologiques dans de multiples domaines. ■

## La magnétorésistance géante dans des structures « latérales »

Le cas d'une structure « latérale » de type source/canal latéral/drain, composée d'un conducteur non magnétique N dont les extrémités sont contactées à des conducteurs ferromagnétiques source F1 et drain F2, dont les aimantations peuvent être parallèles ou antiparallèles (voir exemple de structure sur la figure 6 a et b), est semblable à celui de la CPP-GMR. Le courant passe latéralement de F1 à N, puis à F2, de la même façon qu'il traverserait verticalement en CPP-GMR une tricouche, avec une couche non magnétique dont l'épaisseur serait égale à la longueur du canal et encadrée par deux couches magnétiques semi-infinies. La structure latérale a l'avantage de rendre possible l'installation d'une « grille » sur le canal.

Les résultats sur ces structures latérales s'interprètent avec le même type d'équations de *drift-diffusion* que celles de la CPP-GMR. Dans une situation de CPP-GMR, avec une épaisseur de couche non magnétique égale à la longueur du canal latéral, donc en général supérieure à 100 nm, et avec les métaux habituels de la GMR, les performances en termes de variation de résistance  $\Delta R$  entre configurations parallèle et antiparallèle ou de signal de sortie  $\Delta V$  restent cependant très modestes : soit  $\Delta R/R$  ou  $\Delta V/V_{\text{bias}}$  de l'ordre de quelques pourcents ou dixièmes de pourcents, avec des contacts tunnel. Quand le canal latéral est un semi-conducteur, qui peut certes avoir un temps de relaxation de *spin* plus long qu'un métal, mais par contre une vitesse électronique beaucoup plus petite, les performances sont encore plus modestes [21].

Obtenir des performances élevées avec des structures latérales exige donc des matériaux combinant des temps de relaxation de *spin* longs, mais aussi des vitesses électroniques grandes, nanotubes de carbone ou graphène, par exemple. Un exemple est donné sur la figure 6 c et d, avec des résultats de magnétorésistance supérieurs à 70% et des signaux de sortie V allant jusqu'à 50 mV, dans des expériences où le canal latéral est un nanotube de carbone [20].



6. (a) Image par microscopie électronique d'un nanotube de carbone (CNT) entre contacts (source et drain) de  $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$  (LSMO). L'aimantation M de la source F1 est fixe ; celle du drain F2 peut être parallèle (P) ou antiparallèle (AP) à M. (b) Schéma correspondant (vue latérale). (c) et (d) : Magnétorésistances de 72% et 60%, avec des structures du type (a) [20]. Sur la figure de gauche, les directions des aimantations des matériaux F1 et F2 sont indiquées par des flèches. On remarquera l'hystérésis en cyclage de champ, du au faible champ coercitif de la couche F1.