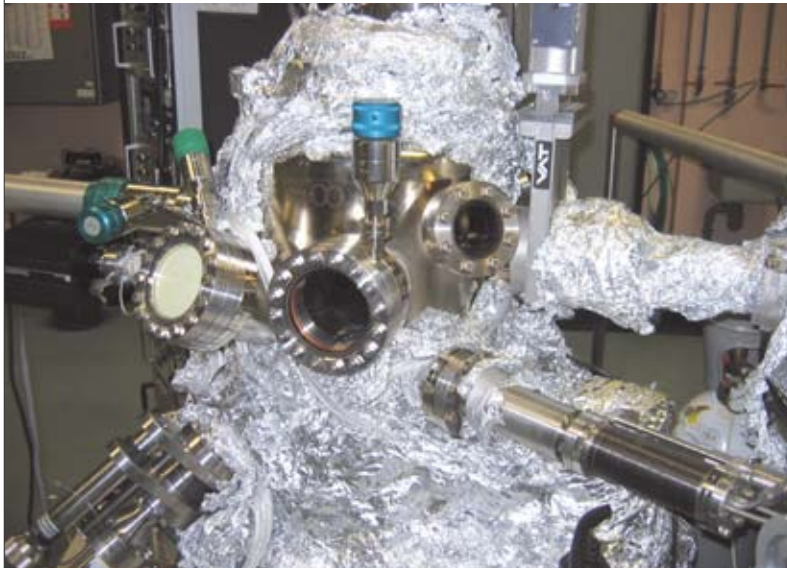


Les oxydes en spintronique

Les oxydes magnétiques présentent des propriétés originales dont la spintronique pourrait tirer profit dans des applications mettant en œuvre des courants polarisés en spin.



Bâti de croissance par épitaxie par jets moléculaires (MBE) du SPCSI (Service de Physique et Chimie des Surfaces et Interfaces) au centre CEA de Saclay.

Les racines de la **spintronique** remontent à la découverte de la **magnétorésistance géante (GMR)** en anglais) en 1988 par Albert Fert et son équipe à Orsay dans les multicouches alternant un métal **ferromagnétique** et un métal non magnétique (par exemple Fe/Cr ou Co/Cu). En 1991, de tels effets de GMR ont également été mis en évidence dans des multicouches

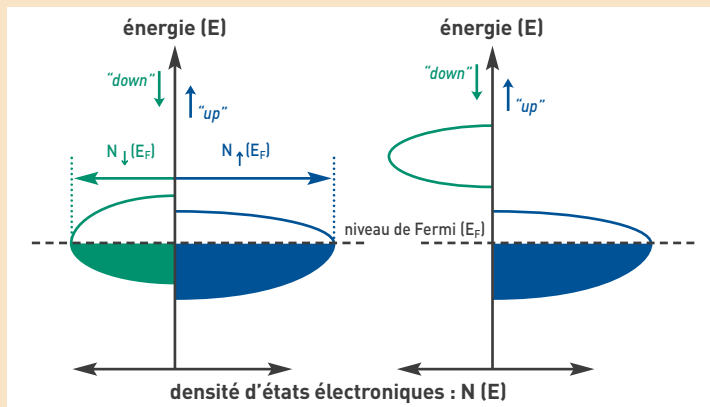
plus sophistiquées appelées **vannes de spin**. Ces découvertes ayant déclenché un intense effort de recherche, des effets de **magnétorésistance tunnel (TMR)** (pour Tunneling Magneto-Resistance) ont ensuite été observés en 1995 dans un autre dispositif nommé **jonction tunnel magnétique (JTM)**, constitué de deux couches métalliques ferromagnétiques séparées par une barrière tunnel non magnétique. Parallèlement à ces découvertes, les avancées technologiques dans les domaines de la croissance de films minces d'oxydes ont favorisé le développement des recherches sur les oxydes magnétiques. Les principales voies explorées en spintronique pour utiliser les propriétés originales d'un certain nombre d'entre eux sont décrites ici. Une première voie d'étude consiste à obtenir de forts effets **magnétorésistifs** (GMR, TMR) à haute température afin de pouvoir les utiliser dans des dispositifs de l'électronique de **spin** (tête de lecture magnétorésistive, mémoire magnétique à accès aléatoire...). L'obtention de tels effets étant reliée à la **polarisation** en spin du courant d'électrons (encadré), un des enjeux actuels porte sur la recherche de systèmes ayant une plus forte polarisation en spin que celle des métaux ferromagnétiques traditionnels (fer, cobalt, nickel...). Les oxydes magnétiques apparaissent alors comme une classe de matériaux potentiellement intéressants.

Qu'est-ce qu'un matériau "demi-métallique" ?

Un matériau magnétique est un matériau qui présente une densité d'états(*) électronique (N) différente au niveau de Fermi (E_F)⁽¹⁾ pour les **électrons de spin "up"** et de spin **"down"** (figure). Pour mesurer cette asymétrie en spin, on définit la polarisation en spin (P) du matériau par la relation :

$$P = \frac{N_{\uparrow}(E_F) - N_{\downarrow}(E_F)}{N_{\uparrow}(E_F) + N_{\downarrow}(E_F)}$$

Le matériau est dit "demi-métallique", c'est-à-dire métallique pour une direction de spin et isolant pour l'autre, lorsqu'il présente un seul type d'électrons ("up" ou "down") au niveau de Fermi [partie droite de la figure]. Dans ce cas, la polarisation est totale et vaut 100 %.



(*) densité d'états : fonction de l'énergie : N(E) telle que N(E)dE est le nombre d'états électroniques d'un système dont l'énergie est comprise entre E et E+dE, où dE correspond à un très petit intervalle d'énergie.

Les oxydes demi-métalliques

Une première approche consiste à utiliser comme électrode **ferro-** ou **ferri-magnétique** dans des jonctions tunnel magnétiques des oxydes totalement polarisés en spin, appelés encore oxydes "**demi-métalliques**", c'est-à-dire des matériaux qui possèdent des électrons d'une seule direction de spin ("up" ou "down") au niveau de Fermi⁽¹⁾. Des effets de magnétorésistance tunnel (figure 1) très importants à basse température ont ainsi pu être obtenus en utilisant l'oxyde conducteur et ferromagnétique La_{2/3}Sr_{1/3}MnO₃ (ou manganite). L'intégration de cet oxyde comme électrode dans une jonction tunnel magnétique a également permis de mieux comprendre les mécanismes responsables du transport tunnel (rôle de la **barrière tunnel**, effet des interfaces). Cependant, la **température de Curie** (T_c) de cet oxyde ne dépasse guère la température ambiante et l'effet de TMR disparaît vers 300 K, ce qui rend pour l'instant ce matériau impropre aux applications. D'autres oxydes demi-métalliques, avec des températures de Curie plus élevées, ont alors été envisagés, parmi lesquels les doubles **pérovskites** Sr₂FeMoO₆ (T_c = 420 K) ou l'oxyde de chrome CrO₂ (T_c = 395 K). Actuellement, les effets de TMR mesurés à température ambiante sont décevants en raison principalement de la grande sensibilité du caractère demi-métallique à la structure et à

(1) niveau de Fermi : pour un métal, il correspond au niveau de plus haute énergie occupé par les électrons du système à la température de zéro Kelvin.

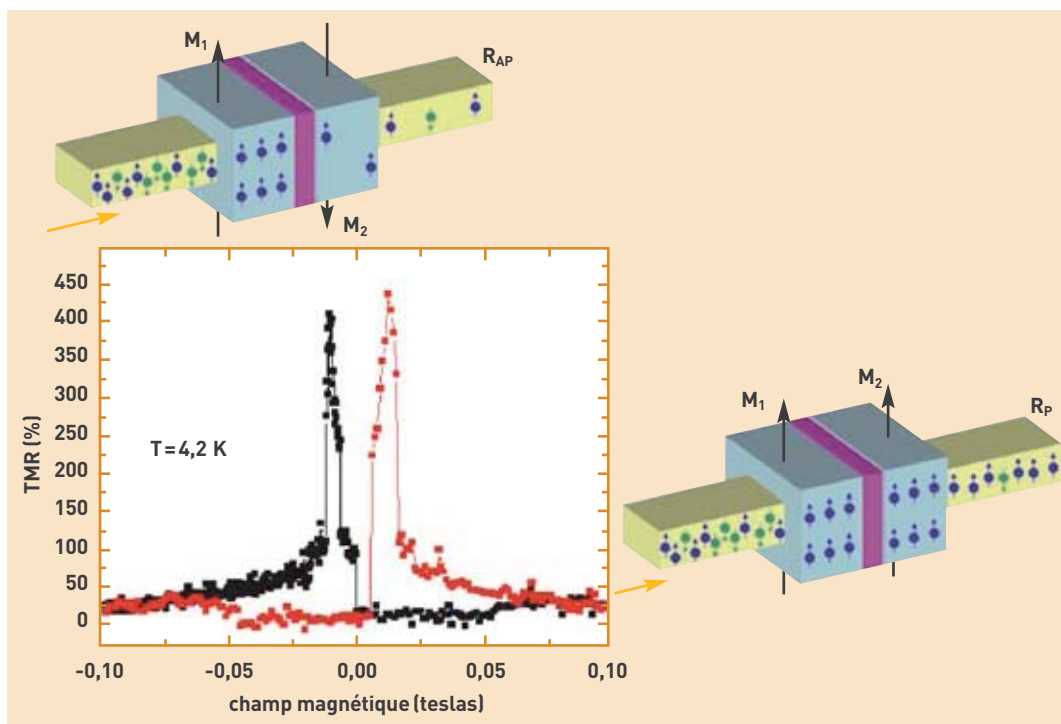


Figure 1. Une jonction tunnel magnétique est constituée de deux électrodes ferromagnétiques d'aimantations M_1 et M_2 séparées par une fine couche isolante non magnétique que le courant peut traverser par effet tunnel. La première électrode magnétique joue le rôle de polariseur pour les électrons qui transportent le courant. Selon l'orientation de l'aimantation de la seconde électrode par rapport à la première, le courant tunnel traversant la barrière est élevé ou faible. La magnétorésistance tunnel (TMR) est alors définie par le rapport des résistances dans l'état parallèle (P) et antiparallèle (AP) des aimantations. Suivant un modèle phénoménologique (ou modèle de Jullière), la TMR peut être reliée à la polarisation en spin des deux électrodes ferromagnétiques par la relation :

$$TMR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2}$$

La figure ci-contre montre une courbe de magnétorésistance tunnel (TMR) obtenue à très basse température ($T = 4,2$ K) dans la jonction tunnel magnétique : $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3/SrTiO_3/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ [d'après M. Viret *et al.*, *EuroPhys. Lett.*, 39, 545 [1997]]. En 2003, des amplitudes records de l'ordre de 1850 % ont été obtenues toujours à très basse température dans ces jonctions tunnel magnétiques (M. Bowen *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, 82, 233 [2003]).

la stoechiométrie⁽²⁾ de l'oxyde, propriétés difficiles à conserver en couche mince et particulièrement au niveau des interfaces.

L'oxyde de fer Fe_3O_4 , ou magnétite, est un autre oxyde dont les calculs ont montré le caractère demi-métallique. La température de Curie élevée ($T_c = 858$ K) de ce matériau permet d'envisager que cette propriété puisse être conservée à température ambiante. Cependant cet oxyde, synthétisé en couche mince, présente des propriétés physiques (magnétiques, électriques) différentes de celles observées dans le volume. Ces anomalies, qui ont été principalement reliées à la présence de défauts structuraux (ou *parois d'antiphase*), expliquent certainement les faibles effets de TMR mesurés jusqu'à présent.

Les oxydes magnétiques dilués

Une seconde approche pour obtenir des matériaux fortement polarisés en spin à température ambiante consiste à synthétiser de nouveaux oxydes ferromagnétiques à haute température de Curie en dopant des oxydes **semi-conducteurs** non magnétiques avec des **ions** magnétiques. Il s'agit de la famille des *oxydes magnétiques dilués*. Différents oxydes en films minces, comme par exemple le dioxyde de titane TiO_2 ou l'oxyde de zinc ZnO dopés au cobalt, semblent présenter un comportement ferromagnétique à haute température. Néanmoins, des incertitudes persistent concernant la nature du ferromagnétisme dans ce type d'oxydes. Il est en effet très difficile de démontrer sans

ambiguïté que le comportement ferromagnétique observé est une caractéristique *intrinsèque* du matériau et non un effet extrinsèque lié à la présence de phases magnétiques parasites.

Les oxydes pour le filtrage de spin

Une troisième voie pour obtenir une forte polarisation en spin consiste à utiliser une barrière tunnel d'oxyde ferro- ou ferri-magnétique : c'est le concept de filtre à spin. Dans un oxyde isolant et ferro- ou ferri-magnétique, le décalage en énergie des bandes de conduction⁽³⁾ pour les deux directions de spin se traduit par une hauteur de barrière différente pour les électrons de spin "up" et "down". La combinaison d'une électrode métallique non magnétique, qui joue le rôle de source d'électrons, avec la barrière d'oxyde magnétique génère alors deux courants différents pour les deux directions de spin ; ceci en raison de la dépendance exponentielle de la transmission à l'égard de la hauteur de barrière, induisant ainsi une forte polarisation en spin (figure 2). Un tel système métal non magnétique/oxyde magnétique isolant permet ainsi de reproduire artificiellement un demi-métal. Une des premières difficultés pour le réaliser est de synthétiser une très fine couche d'oxyde ayant les bonnes propriétés électriques et magnétiques. Il faut ensuite pouvoir mesurer cet effet de filtrage de spin. Pour cela, une méthode consiste à redéposer une couche magnétique sur la barrière d'oxyde et à effectuer une mesure de TMR au sein de la jonction tunnel magnétique ainsi constituée. Les premières expériences permettant de valider ce concept de filtre ont été réalisées par une équipe du MIT à travers des barrières de sulfure d'euporium (EuS). Néanmoins la faible température de Curie de ce matériau ($T_c = 16$ K) l'exclut des applications. C'est pourquoi certains oxydes isolants ayant des températures de Curie plus élevées sont actuellement étudiés. Peuvent être citées les barrières d'oxyde d'euporium EuO ($T_c = 69$ K) dont une polarisation en spin

(2) stoechiométrie : étude des proportions suivant lesquelles, au cours d'une réaction chimique, les réactifs se combinent et les produits se forment. Une réaction est dite stoechiométrique lorsque les quantités de réactifs sont dans des proportions molaires identiques à celles de l'équation chimique.

(3) bande de conduction : dans un solide, les électrons sont localisés dans des plages d'énergie disponibles ou bandes d'énergie permises séparées par des bandes d'énergie interdites. Dans un matériau conducteur, le niveau de Fermi tombe à l'intérieur d'une bande permise appelée bande de conduction.

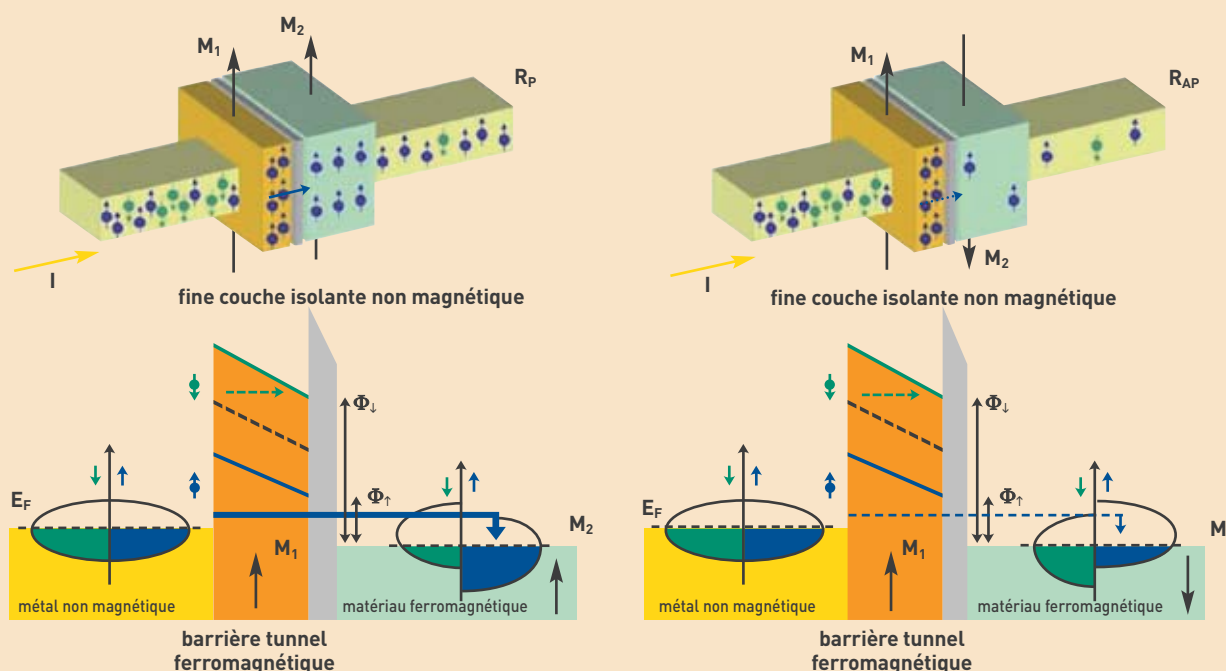


Figure 2. Représentation schématique du transport électronique dans un type de jonction tunnel magnétique à base de filtre à spin. La séparation en énergie des bandes de conduction de la barrière tunnel ferro- ou ferrimagnétique pour les deux directions de spin introduit deux hauteurs de barrières (ϕ_u et ϕ_d), avec sur ce schéma $\phi_u < \phi_d$, qui génère un courant $[J]$ polarisé en spin : $J_{\uparrow(\downarrow)} \propto \exp[-\theta_{\uparrow(\downarrow)}^2 d]$ où d est l'épaisseur de la barrière. Figure de gauche : fort courant tunnel (en bleu), i. e. état de faible résistance dans le cas de l'alignement parallèle des aimantations de la barrière tunnel magnétique (M_1) et de la contre-électrode ferromagnétique (M_2). Figure de droite : faible courant tunnel, i. e. état de forte résistance dans le cas de l'alignement antiparallèle des aimantations M_1 et M_2 . L'efficacité du filtrage de spin (P_{ef}) : $P_{ef} = \frac{J_{\uparrow} - J_{\downarrow}}{J_{\uparrow} + J_{\downarrow}}$ est déterminée à partir des mesures de TMR en utilisant la formule de Jullière. Dans certaines structures, il est nécessaire d'insérer une très fine couche isolante non magnétique entre la barrière tunnel magnétique et la contre-électrode ferromagnétique afin d'éliminer les couplages magnétiques existant aux interfaces.

des électrons de conduction de 29 % à très basse température ($T = 0,4$ K) a été mesurée. Des effets de TMR ont aussi été obtenus avec des barrières ferromagnétiques de BiMnO_3 ($T_c = 105$ K) ou de $\text{La}_{0,1}\text{Bi}_{0,9}\text{MnO}_3$ par l'UMR CNRS/Thalès menant respectivement à une polarisation en spin des électrons de conduction de 22 % et 35 %, mais toujours à très basse température (i. e. température de quelques kelvins). Une autre famille d'oxydes offre actuellement de nouvelles perspectives pour la mesure d'effets de TMR à température ambiante : les **ferrites** isolants, de structure spinelle⁽⁴⁾, et de formule chimique AFe_2O_4 où A est un cation divalent⁽⁵⁾ d'un **métal de transition** (Ni^{2+} , Co^{2+} , ...) et dont les températures de Curie sont supérieures à la température ambiante. En 2006, des effets de TMR ont été mesurés à très basse température (4 K) dans des JTMs comportant une barrière tunnel de ferrite de nickel NiFe_2O_4 correspondant à une polarisation des électrons de conduction

de 22 %. Malgré une température de Curie très supérieure à la température ambiante ($T_c = 850$ K), l'intégration de cet oxyde dans une JTM montre une disparition du filtrage de spin à température ambiante, nécessitant des études complémentaires. Plus récemment, des travaux réalisés au SPCSI en collaboration avec l'UMR CNRS/Thalès ont permis d'observer les premiers effets de filtrage de spin dans le ferrite de cobalt : CoFe_2O_4 ($T_c = 793$ K). Des jonctions tunnel magnétiques $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$ ont été réalisées par **épitaxie par jets moléculaires** permettant d'obtenir des systèmes de haute qualité cristalline aux interfaces maîtrisées (figure 3). Une très fine couche isolante non magnétique d'oxyde d'aluminium ($\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$) a dû être introduite afin d'assurer le découplage magnétique entre la barrière tunnel magnétique de CoFe_2O_4 et l'électrode de cobalt. Après nanostructuration par **lithographie** optique, de larges effets de TMR ont été observés à très basse température dans de telles jonctions tunnel magnétiques correspondant à une polarisation en spin des électrons de conduction de - 25 % mais aussi à température ambiante (polarisation en spin des électrons de - 4 %) démontrant les potentialités de cet oxyde⁽⁶⁾.

Les oxydes multiferroïques

Enfin la recherche sur les oxydes magnétiques ne se limite pas à la génération de courant fortement polarisé en spin. Une autre classe d'oxydes magnétiques est apparue dans le champ de la spintronique : les **oxydes multiferroïques**. Il s'agit de matériaux dans lesquels coe-

(4) Spinelle : de formule générale AB_2O_4 , structure cristalline où les anions oxygènes forment un réseau cubique à faces centrées dans lequel viennent s'insérer les cations A et B dans les sites tétraédriques et octaédriques. On parle de structure spinelle « normale » ou « inverse » selon que les deux cations B occupent deux octaèdres ou un octaèdre et un tétraèdre (le cation A allant dans le site laissé libre par B) respectivement.

(5) Ion divalent : atome (ou groupe d'atomes) ayant perdu (cation) ou gagné (anion) deux électrons.

(6) Voir les articles de A. V. Ramos et al., *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 122107 (2007); *Phys. Rev. B*, **75**, 1 (2007).

(7) Ferroélectrique : corps qui possède un moment dipolaire électrique permanent (décalage du centre de gravité des charges positives par rapport au centre de gravité des charges négatives) même en l'absence d'un champ électrique extérieur.

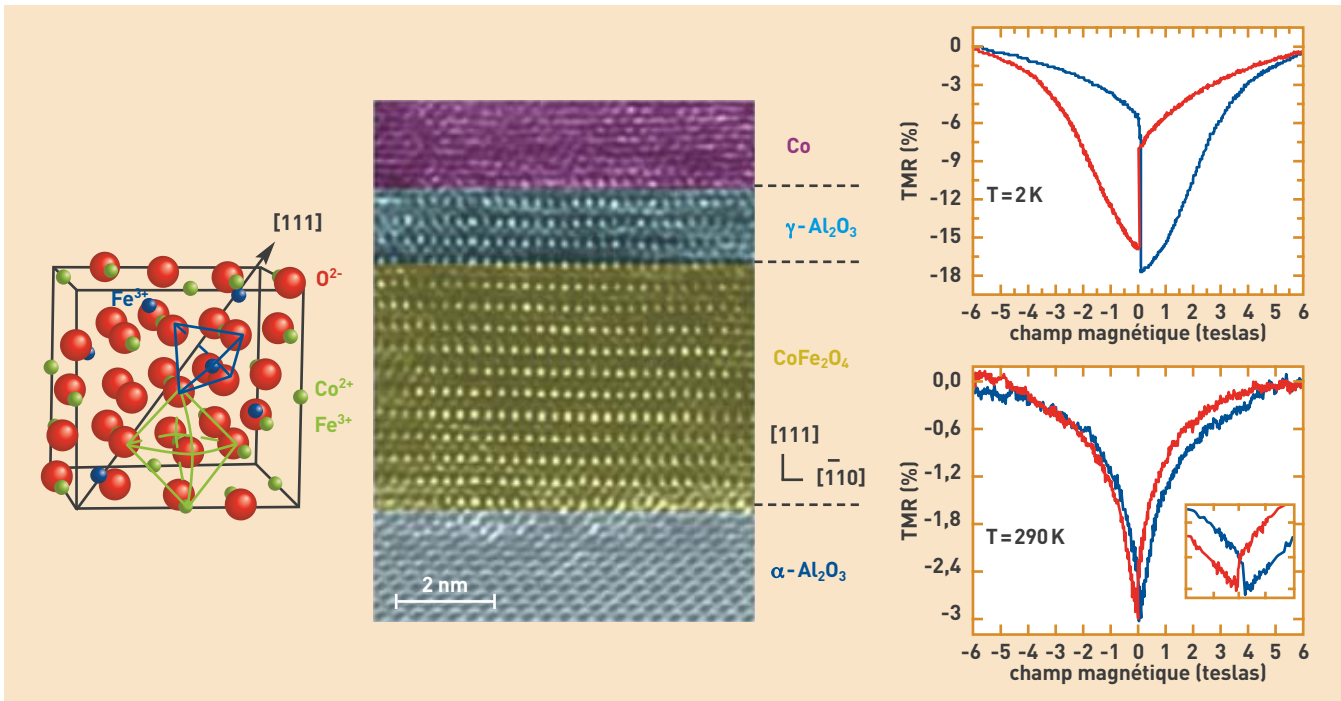


Figure 3. À gauche, représentation de la maille cristallographique du ferrite CoFe_2O_4 , de structure spinelle inverse, et image de microscopie électronique en transmission (collaborations : CEMES-CNRS et Inac/SP2M) montrant la haute qualité cristalline de la jonction tunnel magnétique : CoFe_2O_4 (5 nm)/ $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ (1,5 nm)/Co(10 nm) réalisée par épitaxie par jets moléculaires sur un substrat de saphir ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$). Les différentes couches ont été matérialisées par des couleurs. À droite : magnétorésistance tunnel à très basse température et à température ambiante dans la jonction tunnel magnétique Pt(20 nm)/ CoFe_2O_4 (3 nm)/ $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ (1,5 nm)/Co(10 nm) prouvant les capacités de filtrage de spin de CoFe_2O_4 (collaboration : UMR CNRS/Thalès). La tension appliquée est de 200 mV et la taille des jonctions mesurées est de $24 \mu\text{m}^2$. Le signe négatif pour les courbes de TMR indique que la barrière magnétique de CoFe_2O_4 et l'électrode de cobalt ont des polarisations de signe opposé, ce qui est cohérent avec la polarisation négative de CoFe_2O_4 prédite par les calculs de structure de bandes et la polarisation positive mesurée pour le cobalt.

xistent un ordre magnétique (ferromagnétique ou anti-ferromagnétique) et électrique (ferroélectrique⁽⁷⁾) par couplage magnétoélectrique. Il est ainsi possible de contrôler la polarisation électrique par un champ magnétique ou, inversement, l'aimantation par un champ électrique. Parmi eux figurent les oxydes anti-ferromagnétique et ferroélectrique YMnO_3 ou BiFeO_3 , qui sont notamment étudiés pour piloter électriquement l'interaction d'échange magnétique existant entre la couche d'oxyde et une couche magnétique adjacente. Des travaux récents réalisés par l'UMR CNRS/Thalès montrent que le caractère ferroélectrique des oxydes ferromagnétiques BiMnO_3 ou $\text{La}_{1-x}\text{Bi}_x\text{MnO}_3$ peut également être utilisé avantageusement dans les jonctions tunnel de type *filtre à spin* afin d'obtenir non plus deux états de résistance, mais quatre états liés aux configurations magnétiques et ferroélectriques de la barrière. Peu de matériaux possèdent intrinsèquement à la fois un ordre magnétique et électrique, c'est pourquoi une alternative consiste à élaborer des matériaux multiferroïques artificiels constitués de l'empilement d'une couche magnétique et d'une couche ferro-électrique, nécessitant une nouvelle fois un savoir-faire dans les domaines de la croissance et de la caractérisation.

En conclusion, les recherches sur les oxydes magnétiques en couche mince ont connu un essor croissant depuis ces vingt dernières années. De nouvelles familles d'oxydes ont vu le jour comme les oxydes demi-métalliques, les oxydes magnétiques dilués ou les oxydes multiferroïques. Même si la mesure d'une forte polarisation en spin à température ambiante



Observation au microscope optique d'échantillons lithographiés en salle blanche Iramis/Spec au CEA Saclay.

dans un oxyde n'a pas encore été obtenue, l'observation récente d'effets de filtrage de spin avec les ferrites spinelles permet d'espérer de larges effets de TMR et de nombreuses applications, notamment dans les domaines de l'injection et/ou la détection de courants polarisés en spin.

> **Jean-Baptiste Moussy**

Institut rayonnement matière de Saclay (Iramis)
Direction des sciences de la matière
CEA Centre de Saclay

Les différentes formes de magnétisme

Le **magnétisme** trouve essentiellement son origine dans les propriétés des **électrons** telles qu'elles sont expliquées par la **physique quantique**. Leur état quantique de **spin** est responsable d'une première partie du magnétisme (*magnétisme de spin*). Une deuxième partie est imputable au mouvement orbital des électrons autour du noyau de l'**atome** (*magnétisme orbital*) et également au magnétisme du **noyau** lui-même (*magnétisme nucléaire*), notamment mis à profit dans les techniques d'imagerie médicale par **résonance magnétique nucléaire**. Le magnétisme est donc produit par des charges électriques en mouvement. La force agissant sur ces charges, dite **force de Lorentz**, traduit la présence d'un **champ magnétique**.

L'électron possède un **moment magnétique** élémentaire (le **quantum** magnétique étant le *magnéton* imaginé par Bohr) qui peut être associé à l'image de son mouvement de rotation du **spin** sur lui-même dans un sens ou dans l'autre, orienté vers le haut ou vers le bas. Le **nombre quantique de spin** (un des quatre nombres qui "quantifient" les propriétés de l'électron) est égal à $1/2$ ($+ 1/2$ ou $- 1/2$). Une paire d'électrons ne peut occuper la même *orbitale* que si l'un et l'autre sont de moments magnétiques opposés.

Chaque atome peut être assimilé à un petit aimant porteur d'un moment magnétique élémentaire. Le spin du noyau (**neutron** et **proton** ont eux-mêmes un spin demi-entier) est demi-entier si le **nombre de masse** est impair ; nul si le nombre de masse et la charge sont pairs, et entier si le nombre de masse est pair et la charge impaire. De nombreux moments magnétiques peuvent, à une échelle plus importante, constituer des **domaines magnétiques** dans lesquels tous ces moments sont orientés

dans la même direction. Ces régions de l'espace sont séparées entre elles par des **parois**. Rassemblés, ces domaines peuvent eux-mêmes constituer un **aimant** à l'échelle macroscopique (figure E1).

De l'organisation de ces constituants élémentaires dépend la manifestation de différents types de magnétisme, associés traditionnellement à trois grandes familles de matériaux : *ferromagnétiques*, *paramagnétiques* et *diamagnétiques*.

Tous les matériaux qui ne sont pas diamagnétiques sont par définition paramagnétiques, dans la mesure où leur **susceptibilité magnétique** est positive, mais cette susceptibilité est particulièrement élevée dans les ferromagnétiques, qui constituent donc en eux-mêmes une famille.

1. Les matériaux **ferromagnétiques** sont constitués de petits domaines à l'intérieur desquels les atomes, présentant une **aimantation** parallèle, tendent à s'aligner comme autant de **dipôles** élémentaires dans la direction d'un **champ magnétique** extérieur. Les moments magnétiques de chaque atome peuvent s'aligner spontanément dans ces domaines, même en l'absence de champ extérieur. En présence d'un tel champ, les parois se déplacent et tendent à renforcer le champ appliqué. Si celui-ci dépasse une certaine valeur, le principal domaine orienté dans la direction du champ tendra à occuper tout le volume du matériau. Si le champ diminue, les parois se déplacent, mais pas de façon symétrique, une partie du mouvement "aller" des parois étant irréversible : il subsiste donc une **magnétisation rémanente**, importante dans les aimants proprement dits ou la magnétite naturelle.

L'ensemble du processus constitue un **cycle d'hystérésis**, la relation du champ induit au champ extérieur dessinant une *boucle*

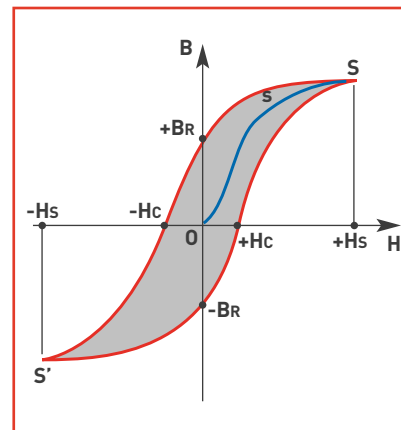


Figure E2. L'induction B d'un matériau magnétique par une bobine n'est pas proportionnelle à l'excitation magnétique (champ H). Si la première aimantation dessine une courbe de type OsS en bleu sur la figure, elle manifeste à partir de s une saturation. L'induction n'est conservée qu'en partie si le champ tend vers zéro ; cette induction rémanente ne peut être annulée que par une inversion du champ magnétique jusqu'à une valeur de champ "coercitif". Le cycle d'hystérésis traduit des pertes "par frottement" entre les domaines magnétiques. Ces pertes sont représentées par la surface que délimitent les courbes d'aimantation et de désaimantation.

ou *courbe d'hystérésis* dont la surface représente l'énergie perdue dans la partie irréversible de ce processus (figure E2). Pour annuler le champ induit, il faut appliquer un **champ coercitif** : les matériaux avec lesquels les aimants permanents artificiels sont réalisés présentent une valeur élevée de champ coercitif.

En général, le moment magnétique total des matériaux ferromagnétiques est nul, les différents domaines ayant des orientations différentes. Le ferromagnétisme disparaît si on dépasse une certaine température appelée **point de Curie**.

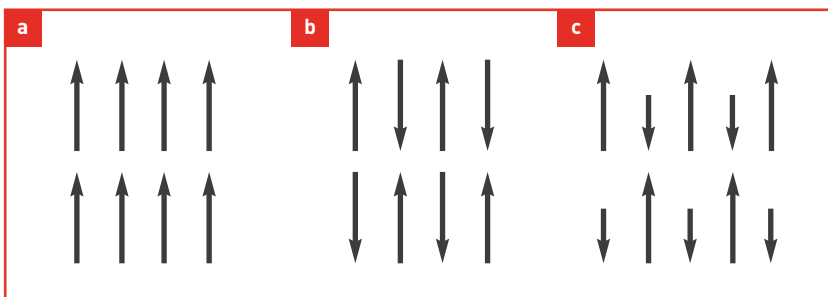


Figure E1. Les moments magnétiques élémentaires sont de même sens dans les substances ferromagnétiques (a), de sens opposés mais de somme nulle dans les antiferromagnétiques (b) et de sens opposé et de grandeur différente dans les ferrimagnétiques (c).

Le couplage collectif des spins entre centres métalliques du matériau ou d'un complexe de **métaux de transition** explique les propriétés magnétiques du matériau, les moments de tous les spins se trouvant tous orientés de manière identique.

Les matériaux dont les atomes sont éloignés les uns des autres dans leur structure **crystalline** favorisent un alignement de ces aimants élémentaires par couplage. Le fer, mais aussi le cobalt, le nickel et leurs **alliages**, en particulier les aciers, et certains de leurs composés appartiennent à cette catégorie caractérisée par une susceptibilité magnétique positive et très élevée, ainsi que,



Stoiber Productions, München

Arrivée à la gare routière de Long Yang, à Shanghai (Chine), d'un train à sustentation magnétique du type Transrapid, d'origine allemande, mis en service en 2004 pour relier la ville à l'aéroport international de Pudong.

plus faiblement, certains métaux de la famille des **terres rares**, quelques alliages dont les mailles sont grandes et certaines combinaisons d'éléments n'appartenant pas eux-mêmes à cette famille.

Dans les matériaux **ferrimagnétiques**, les domaines magnétiques constituent des ensembles pouvant être alignés dans des sens opposés (anti-parallèles), mais leur moment magnétique résultant diffère de zéro alors que le champ extérieur est nul (exemples de la magnétite, de l'ilménite ou des oxydes de fer). Le ferrimagnétisme s'observe dans des matériaux comportant deux types d'atomes se comportant comme des aimants de force différente et orientés en sens contraire. Si la somme des moments parallèles et anti-parallèles est nulle, il s'agit d'**anti-ferromagnétisme** (exemple du chrome ou de l'hématite). En effet, si les atomes sont plus rapprochés, la disposition la plus stable est celle d'aimants antiparallèles, chacun compensant en quelque sorte son voisin (figure E1).

2. Les matériaux **paramagnétiques** présentent un comportement de même nature que les ferromagnétiques, bien que beaucoup moins intense (leur susceptibilité magnétique est positive mais très faible, de l'ordre de 10^{-3}). Chaque atome d'un tel matériau a un moment magnétique non-nul. Sous l'action d'un champ extérieur, les moments magnétiques s'orientent et augmentent ce champ, qui décroît cependant avec la température, l'agitation thermique désorientant les dipôles élémentaires. Les matériaux paramagnétiques perdent leur aimantation dès qu'ils ne sont plus soumis au champ magnétique. La plupart des métaux, y compris des alliages d'éléments ferromagnétiques, font partie de cette famille, ainsi que des minéraux comme la pegmatite.

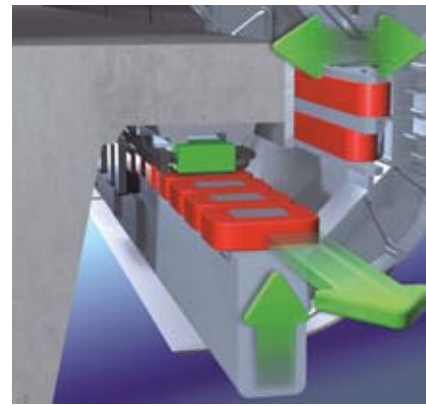
3. Les matériaux **diamagnétiques** présen-

tent une susceptibilité magnétique négative et extrêmement faible (de l'ordre de 10^{-5}). La magnétisation induite par un champ magnétique s'opère dans la direction opposée à ce dernier : ils ont donc tendance à s'éloigner le long de ses **lignes de champ** vers les zones de faible champ. Un diamagnétique parfait offrirait une résistance maximale au passage du champ magnétique et présenterait une **perméabilité** nulle. Les métaux comme l'argent, l'or, le cuivre, le mercure ou le plomb, le quartz, le graphite, les gaz rares ainsi qu'une grande majorité des composés organiques se rangent dans cette catégorie.

En fait, tous les corps présentent peu ou prou ce phénomène de diamagnétisme, imputable à la déformation des orbitales électroniques des atomes sous l'action d'un champ extérieur, phénomène réversible avec la disparition du champ extérieur. Comme Michael Faraday l'a montré en son temps, toute substance est donc plus ou moins "magnétisable" pour autant qu'elle soit placée dans un champ magnétique suffisamment intense.

L'électromagnétisme

C'est le Danois Hans Christian Ørsted, professeur à l'Université de Copenhague qui, le premier, a fait autour de 1820 le lien entre les deux domaines jusqu'alors complètement séparés de l'**électricité** et du **magnétisme**. Il a mis en évidence la déviation de l'aiguille d'une boussole à proximité d'un fil parcouru par un courant électrique, avant que Faraday n'énonce la loi qui porte son nom : le champ magnétique produit est d'autant plus fort que l'intensité du courant est importante. La discipline qui étudie les champs magnétiques statiques (ne dépendant pas du temps) est la **magnétostatique**. Le **champ magnétique** forme, avec le **champ**



Vue de détail des aimants pour le guidage et la propulsion du train.

électrique, les deux composantes de l'**électromagnétisme**. Des ondes peuvent se propager librement dans l'espace, et dans la plupart des matériaux, dans tous les domaines de longueur d'onde (ondes radio, micro-ondes, infrarouge, visible, ultraviolet, rayons X et rayons gamma). Les **champs électromagnétiques** sont donc une combinaison de **champs de force** électriques et magnétiques naturelle (le champ magnétique terrestre) ou non (de basses fréquences comme les lignes et les câblages électriques, ou de plus haute fréquence comme les ondes radio (téléphone cellulaire compris) ou de télévision).

Mathématiquement, les lois de base de l'électromagnétisme sont résumées dans les quatre **équations de Maxwell** (ou **de Maxwell-Lorentz**) qui permettent de décrire l'ensemble des phénomènes électromagnétiques de manière cohérente, de l'électrostatique et la magnétostatique à la propagation des ondes. James Clerk Maxwell les a formulées en 1873, trente-deux ans avant qu'Albert Einstein ne place la théorie de l'électromagnétisme dans le cadre de la **relativité restreinte**, qui expliquait ses incompatibilités avec les lois de la physique classique.