Altermagnétisme : la face cachée du monde magnétique

Vincent Baltz[1] (vincent.baltz@cea.fr) et **Lisa Michez**[2] (lise.michez@univ-amu.fr)
(1) Université Grenoble Alpes, CNRS, CEA, Grenoble INP, IRIG-SPINTEC, 17 rue des Martyrs, 38000 Grenoble
(2) Aix-Marseille Université, CNRS, CINaM, Campus de Luminy, Case 913, 13288 Marseille

Quand nous pensons à un matériau magnétique, nous imaginons instinctivement un aimant et le champ magnétique qu'il produit de lui-même. C'est en effet cette propriété qui est exploitée dans de nombreuses applications de la vie courante : transformateurs électriques, moteurs, générateurs, capteurs, appareils médicaux, appareils électroménagers, stockage de données... Cependant, il existe de nombreux matériaux qui ne sont pas spontanément aimantés et qui, pourtant, possèdent microscopiquement un ordre magnétique bien déterminé. Cet article met en lumière une famille de matériaux de ce genre, découverte récemment : les altermagnétiques. Leurs propriétés, supérieures par bien des aspects à celles des aimants usuels, élargissent le spectre des applications des matériaux magnétiques, notamment dans le domaine de l'électronique de *spin*.

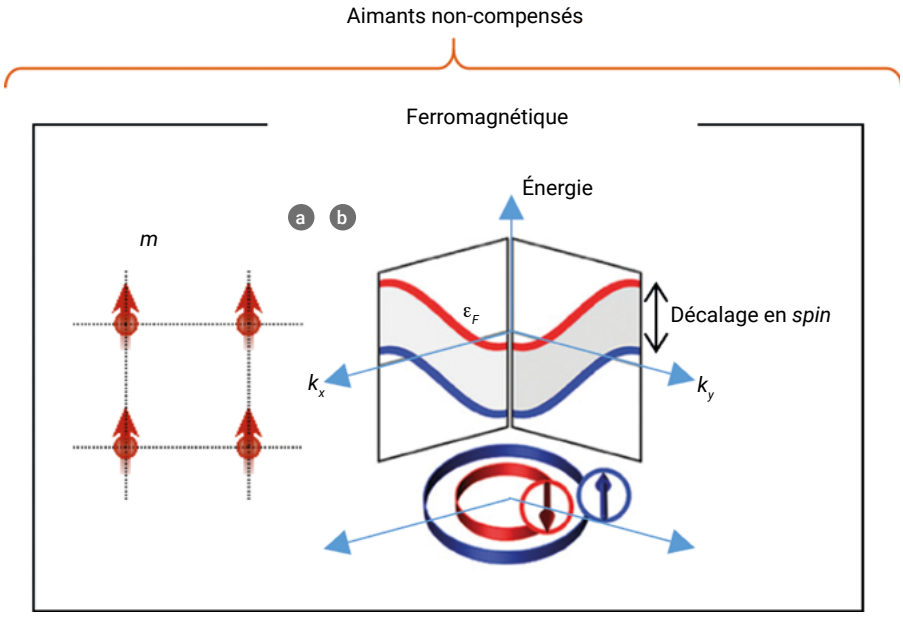
Classons les aimants !

Ferromagnétique

Arrangement magnétique non nul

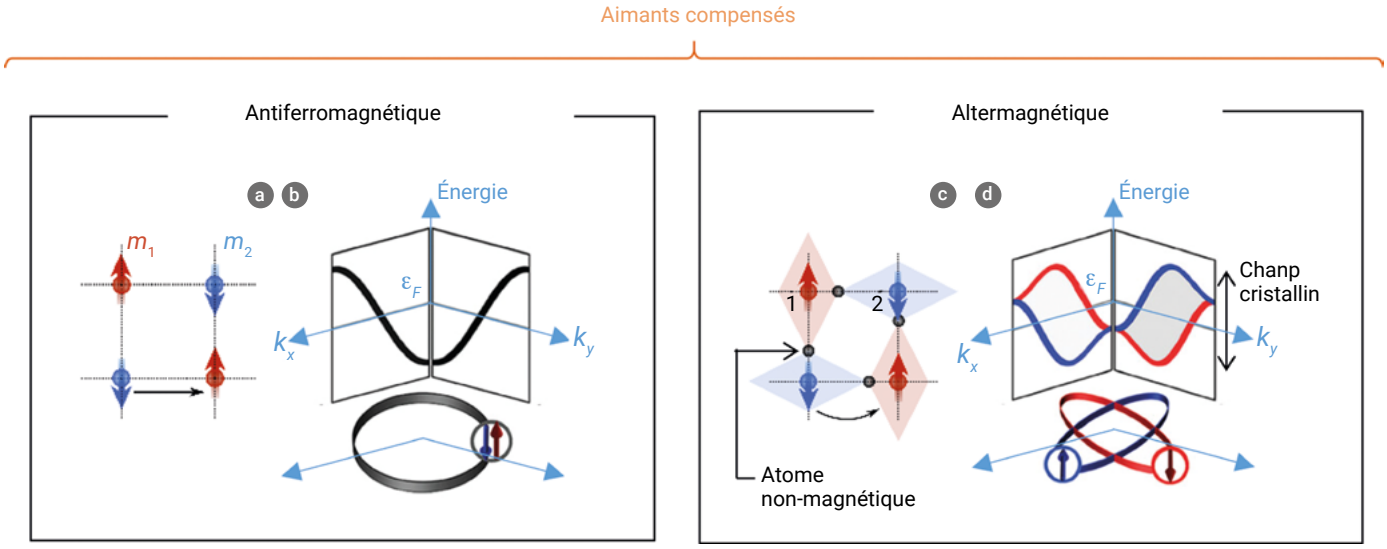
Un matériau ferromagnétique, comme le fer (Fe), le nickel (Ni) ou le cobalt (Co), est composé d'un ensemble de moments ou dipôles magnétiques, semblables à des boussoles à l'échelle atomique, tous alignés dans le même sens (fig. 1a). La somme de tous ces moments magnétiques étant non nulle, le matériau possède une aimantation nette définie par $M = \Sigma\, m/V$, où V est le volume. C'est cette aimantation macroscopique qui permet à l'aimant ferromagnétique de coller au réfrigérateur. C'est aussi ce qui rend un matériau ferromagnétique sensible aux champs magnétiques externes qui interagissent fortement avec l'aimantation M. Cela pose problème pour certains dispositifs, par exemple, des points de mémoire d'une mémoire magnétique peuvent interférer magnétiquement les uns avec les autres s'ils sont trop proches les uns des autres, ce qui limite la compacité des mémoires magnétiques. Les ingénieurs usent alors de stratagèmes pour contrebalancer cet effet, ce qui donne lieu à des empilements magnétiques complexes.

>>>



1. (a) Réseau de moments magnétiques m alignés dans un ferromagnétique. (b) Diagramme énergie-vecteur d'onde des électrons résolu en moment magnétique ↑ et ↓, qui régit le transport électronique polarisé en *spin* du ferromagnétique ; k_x et k_y sont les deux composantes du vecteur d'onde suivant les axes x et y. Les cercles concentriques représentent la projection dans le plan (k_x, k_y) des bandes d'énergie au niveau de Fermi, lorsque l'énergie est égale à l'énergie de Fermi ε_F. Plus précisément, le mouvement des électrons dans un matériau peut être décrit par le diagramme de bandes qui représente l'énergie des électrons (alors décrits par des fonctions d'ondes) en fonction de leur vecteur d'onde (qui indique la direction de propagation ainsi que la longueur d'onde). Seuls les électrons proches du niveau de Fermi contribuent au transport électronique. Pour faire simple, si les bandes sont décalées, comme c'est le cas pour un ferromagnétique, du fait de leurs densités d'états différentes au voisinage du niveau de Fermi, le transport de certains électrons est privilégié, en l'occurrence, ceux dont le moment est aligné avec le moment magnétique. L'origine plus exacte du décalage des bandes, et de la polarisation en *spin* est détaillée simplement dans les références [1,2]. Adapté de [5], avec l'autorisation de John Wiley and Sons.

Article disponible sur le site https://www.refletsdelaphysique.fr ou https://doi.org/10.1051/refdp/202683025



2. Réseaux de moments magnétiques en quinconce dans (a) un antiferromagnétique, et (c) un altermagnétique. Pour (a), les sites atomiques des sous-réseaux de moments opposés m_1 et m_2 sont équivalents, contrairement à (c) pour lequel les positions des atomes non-magnétiques voisins créent des environnements électroniques asymétriques. Diagramme énergie-vecteur d'onde des électrons résolu en moment magnétique ↑ et ↓, qui régit le transport électronique (b) non-polarisé en *spin* de l'antiferromagnétique et (d) polarisé en *spin* et anisotrope de l'altermagnétique. Les cercles et ellipses représentent la projection dans le plan (k_x, k_y) des bandes d'énergies au niveau de Fermi, lorsque l'énergie est égale à ε_F.

Adapté de [5], avec l'autorisation de John Wiley and Sons.

>>>

Propriétés dynamiques dans la gamme du gigaHertz (GHz)

Les dispositifs basés sur des matériaux ferromagnétiques fonctionnent généralement dans la gamme de fréquences de résonance des ferromagnétiques. Cette résonance est le fruit de la compétition entre plusieurs termes énergétiques : interaction dipolaire, anisotropie magnétocristalline, etc. qui agissent comme un champ magnétique sur l'aimantation. Cette dernière effectue alors une précession autour de ce champ magnétique effectif (qui ne dépasse généralement pas quelques Tesla (T)), avec des temps caractéristiques typiques de quelques dizaines de nanosecondes.

***Transport électronique polarisé en* spin**

Lorsqu'un courant d'électrons traverse un matériau ferromagnétique, le moment magnétique des électrons s'aligne avec le moment magnétique du ferromagnétique. Le courant électrique est dit polarisé en *spin* (ou, de manière équivalente, polarisé en moment magnétique). Cette propriété des ferromagnétiques est exploitée dans les dispositifs d'électronique de *spin* ou spintronique, tels que les mémoires magnétiques actuellement sur le marché, pour écrire et lire des informations. Pour un ferromagnétique, l'origine de son aimantation et donc de la polarisation en *spin* d'un courant électrique le traversant est en fait liée au décalage en *spin* des bandes d'énergies [1,2] (fig. 1b). Pour la compréhension des concepts à venir, nous pouvons admettre que les matériaux, quels qu'ils soient, qui présentent un décalage en *spin* des bandes d'énergie, à l'instar des ferromagnétiques, jouent un rôle clé en spintronique.

Antiferromagnétique

Arrangement magnétique nul

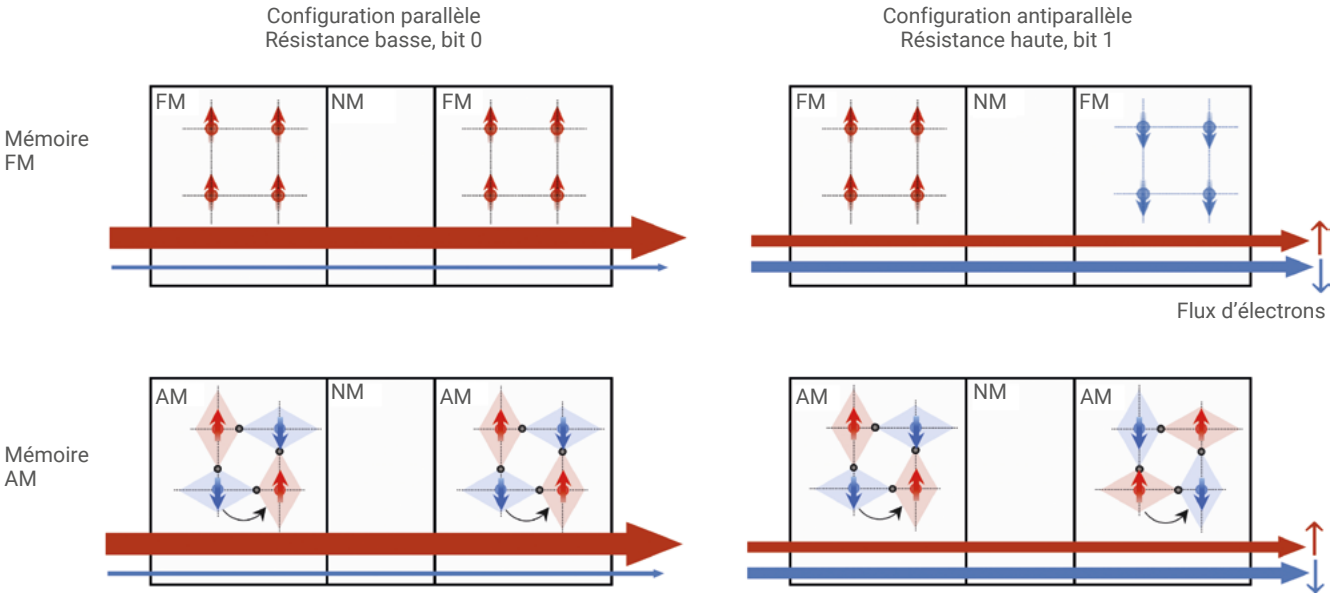
Un matériau antiferromagnétique, comme FeO, NiO, CoO, est constitué d'un ensemble de moments magnétiques égaux, orientés alternativement dans des directions opposées, $m_1 = -m_2$ et positionnés sur des sites atomiques équivalents (fig. 2a). On dit que les moments sont couplés antiferromagnétiquement. Cela revient à imbriquer deux matériaux ferromagnétiques d'aimantations opposées : $M_1 = \Sigma\, m_1/V$ et $M_2 = \Sigma\, m_2/V$. À l'équilibre, les matériaux antiferromagnétiques n'ont donc pas d'aimantation nette : $M = M_1 + M_2 = 0$. Ils présentent donc l'avantage, par rapport aux ferromagnétiques, d'être beaucoup moins sensibles aux champs magnétiques.

Propriétés dynamiques dans la gamme du teraHertz (THz)

Le couplage antiferromagnétique confère aux antiferromagnétiques des fréquences de résonance de l'ordre du THz. Dès lors que les deux sous-réseaux sont légèrement désalignés, par exemple sous l'effet d'un fort champ magnétique extérieur, chaque sous-réseau soumet chaque moment de l'autre sous-réseau à un couple de rappel proportionnel au champ d'échange qui peut atteindre plusieurs centaines de Tesla, soit plusieurs centaines de fois plus important que dans le cas des ferromagnétiques. Corrélativement, un dispositif basé sur des matériaux antiferromagnétiques fonctionnerait typiquement à des temps caractéristiques de l'ordre de quelques picosecondes.

***Transport électronique non-polarisé en* spin**

En ce qui concerne le transport de *spin*, un antiferromagnétique ne polarise pas en *spin* le courant électrique et ne peut donc pas être utilisé comme élément actif dans les dispositifs de spintronique. En effet, comme les sous-réseaux magnétiques sont équivalents et opposés, les bandes d'énergies sont dégénérées et elles se superposent. En d'autres termes, il n'y a pas de décalage en *spin*, et donc pas de polarisation en *spin* du courant d'électrons (fig. 2b).



3. Mémoires ferromagnétiques (FM) et altermagnétiques (AM) composées de deux électrodes magnétiques, séparées par une couche non magnétique (NM), dont le rôle est d'éviter un couplage magnétique direct entre les électrodes, afin qu'elles puissent être manipulées indépendamment l'une de l'autre. Lorsque les deux électrodes ont des configurations orientées de manière parallèle, les électrons dont les moments de *spin* sont alignés avec les électrodes sont facilement transmis (flèche épaisse), tandis que ceux dont les moments sont orientés dans le sens opposé le sont beaucoup moins (pour la mémoire altermagnétique, il est possible de raisonner en ne considérant qu'un seul des 4 moments magnétiques de chaque électrode, par exemple celui en haut à gauche, comme si l'asymétrie des deux sous-réseaux en favorisait un des deux). La résistance du dispositif est alors faible et encode, par exemple, un bit « 0 » d'information. En revanche, lorsque les électrodes ont des configurations orientées de manière antiparallèle, les électrons, quelle que soit leur orientation, sont transmis avec une efficacité moyenne similaire. La résistance du dispositif est alors plus élevée que dans l'état parallèle et encode, par exemple, un bit « 1 » d'information.

Néanmoins, en plus des effets intrinsèques discutés jusqu'à présent, certains matériaux présentent un effet extrinsèque : le couplage *spin*-orbite, qui lie le moment magnétique des électrons à leur trajectoire. Le couplage *spin*-orbite induit un faible décalage en *spin* des bandes d'énergie, même pour un antiferromagnétique. On dit que la dégénérescence des bandes d'énergie est faiblement levée. Cela rend donc possible l'utilisation des antiferromagnétiques en physique du *spin*, par exemple pour polariser légèrement en *spin* un courant électrique [4] et de manière similaire, bien que plus faible, à un ferromagnétique. Nous verrons plus loin l'importance de ce phénomène dans le contexte des altermagnétiques. Les lecteurs intéressés par cet effet sont invités à consulter la référence [3].

Altermagnétique

***À la fois antiferromagnétique, avec un arrangement magnétique nul et des propriétés dynamiques dans la gamme du THz, et ferromagnétique, avec un transport électronique polarisé en* spin…**

Un matériau altermagnétique, comme MnTe, CrSb, Mn_5Si_3 ou MnF_2, est composé d'un ensemble de moments magnétiques, orientés alternativement dans des directions opposées, comme un antiferromagnétique. Son aimantation nette est donc nulle, et sa gamme de fréquence se situe dans la plage du THz.

Pourtant, contrairement aux antiferromagnétiques, un altermagnétique polarise en *spin* le courant électrique, comme le ferromagnétique. Cette propriété découle du fait que les deux sous-réseaux de moments magnétiques n'ont pas le même environnement électronique en raison de la position asymétrique des atomes voisins, généralement non-magnétiques[(a)] (fig. 2c), ce qui se traduit par des symétries distinctes, décrites spécifiquement ci-après. Par conséquent, ces sous-réseaux ne sont pas équivalents et les bandes d'énergie ne sont pas dégénérées. Elles présentent une alternance de décalages en *spin* [5,6] (fig. 2d). En faisant abstraction du magnétisme, il est possible de comprendre que les symétries de l'environnement électronique local, qui dépendent des positions atomiques 1 et 2, favorisent le remplissage de certaines orbitales électroniques plutôt que d'autres. Cela dépend des symétries relatives de ces orbitales par rapport à celles de l'environnement, ce qui lève la dégénérescence des bandes d'énergie (fig. 2d), de manière similaire à l'effet d'un champ magnétique, effet que l'on peut qualifier d'effet de champ cristallin. Comme un sous-réseau de l'altermagnétique occupe une position et que l'autre sous-réseau occupe l'autre position, le magnétisme « colore » en *spin* la levée de dégénérescence initialement due au champ cristallin.

Un altermagnétique combine donc les avantages des ferromagnétiques (capacité à polariser en *spin* un courant électrique) et des antiferromagnétiques (faible sensibilité aux champs magnétiques et fréquences ultrarapides). Utiliser les altermagnétiques en remplacement des ferromagnétiques pourrait donc permettre de réaliser des dispositifs spintroniques plus performants (plus rapides et plus denses), comme par exemple des mémoires altermagnétiques (fig. 3).

>>>

>>>

…et aussi pourvu de propriétés physiques propres

La physique de *spin* accessible aux altermagnétiques est vaste. À l'instar de la physique de *spin* des ferromagnétiques, mais avantageusement combinée avec une absence d'aimantation, elle comprend (i) les effets magnéto-électriques régis par le tenseur des conductivités électriques, tels que la polarisation en *spin* du courant d'électrons, l'effet Hall anormal et l'effet Hall de *spin* pour lesquels un courant électrique ou de *spin* transverse apparait à la suite de l'application d'un gradient de potentiel électrique longitudinal, (ii) des effets thermo-électriques régis par le tenseur des conductivités thermiques, comme l'effet Nernst anormal et l'effet Hall anormal thermique pour lesquels un courant électrique ou un flux de chaleur transverse fait suite à l'application d'un gradient de température longitudinal, et (iii) des effets magnéto-optiques régis par le tenseur des permittivités diélectriques, tels que les effets Kerr ou Faraday pour lesquels a lieu une rotation du plan de polarisation d'une lumière polarisée linéairement. Notons pour les spécialistes que l'observation d'effets transverses nécessite un couplage *spin*-orbite, mais que l'origine et l'amplitude des effets sont intrinsèques à l'altermagnétisme.

Outre les propriétés susmentionnées, la structure magnétocristalline des altermagnétiques leur confère des propriétés propres inaccessibles aux ferromagnétiques et aux antiferromagnétiques. Par exemple, dans le domaine de la supraconductivité, des calculs théoriques [5,6] prédisent qu'un altermagnétique doit pouvoir générer puis propager un courant supraconducteur polarisé en *spin*, c'est-à-dire créer et propager l'information *spin* sans dissiper de chaleur. Dans le domaine des ondes magnétiques ou ondes de *spin*, la théorie [5,6] prédit qu'un altermagnétique doit pouvoir transporter et encoder non seulement le *spin*, mais également la chiralité de l'onde de *spin*, c'est-à-dire son sens de précession. La mise en lumière de cette classe de matériaux magnétiques ouvre donc de nouveaux horizons pour la physique de *spin*.

Le prisme des symétries !

Au travers du prisme des symétries qui permet de classer les matériaux en fonction de leurs effets physiques communs, ferromagnétiques, antiferromagnétiques et altermagnétiques appartiennent à trois groupes de symétrie distincts. Contrairement aux ferromagnétiques et antiferromagnétiques, les altermagnétiques ne peuvent pas être décrits par des opérations de symétrie qui agissent simultanément sur les positions atomiques du cristal et les moments magnétiques. Afin de capturer l'imbrication singulière de leurs ordres cristallin et magnétique, il est nécessaire de faire appel à l'utilisation des groupes de *spin* qui permettent de classer les matériaux en fonction de leurs symétries, lorsque les opérations de symétrie qui agissent sur les positions atomiques du cristal et sur les moments magnétiques sont indépendantes. Cette façon de décrire les matériaux magnétiques a permis de mettre en lumière les altermagnétiques, classe de matériaux qui était pourtant passée inaperçue jusqu'à présent, éclipsée par les antiferromagnétiques.

La physique de *spin* est intrinsèquement liée, comme nous l'avons discuté précédemment, au décalage en énergie des bandes d'énergie. Du point de vue des symétries, cette propriété est associée à la capacité d'un matériau à briser la symétrie d'inversion temporelle. On dit qu'un matériau brise cette symétrie s'il n'est pas invariant lorsqu'on inverse le sens du temps. À notre échelle, une telle inversion est impossible : la flèche du temps pointe toujours dans la même direction, selon le second principe de la thermodynamique. Aux échelles microscopiques, inverser le sens du temps reviendrait, par exemple, à inverser le mouvement des électrons, c'est-à-dire le vecteur d'onde ou vecteur de propagation, et à retourner les moments magnétiques. On observerait ainsi que les configurations de *spin* ferromagnétiques et altermagnétiques brisent la symétrie d'inversion temporelle (figures 1a et 2c), car la structure magnétique n'est pas la même si l'on retourne les moments, contrairement aux antiferromagnétiques pour lesquels cette symétrie est restaurée par une opération de translation ou d'inversion spatiale (fig. 2a). De même, les bandes d'énergie des ferromagnétiques et des altermagnétiques ne sont pas invariantes par renversement du temps (figures 1b et 2d), contrairement aux bandes d'énergie des antiferromagnétiques qui sont interchangeables (fig. 2b), car elles ne sont pas décalées en énergie. C'est pourquoi toute la physique de *spin*, intrinsèquement liée à la brisure de symétrie d'inversion temporelle, est accessible aux ferromagnétiques et aux altermagnétiques, mais pas aux antiferromagnétiques.

L'ordre multipolaire est le nouvel ordre !

L'état de symétrie d'un système est généralement décrit par un paramètre d'ordre, qui indique quelles symétries sont brisées et dans quelles directions. En magnétisme, il est généralement lié aux dipôles ou aux multipôles magnétiques :

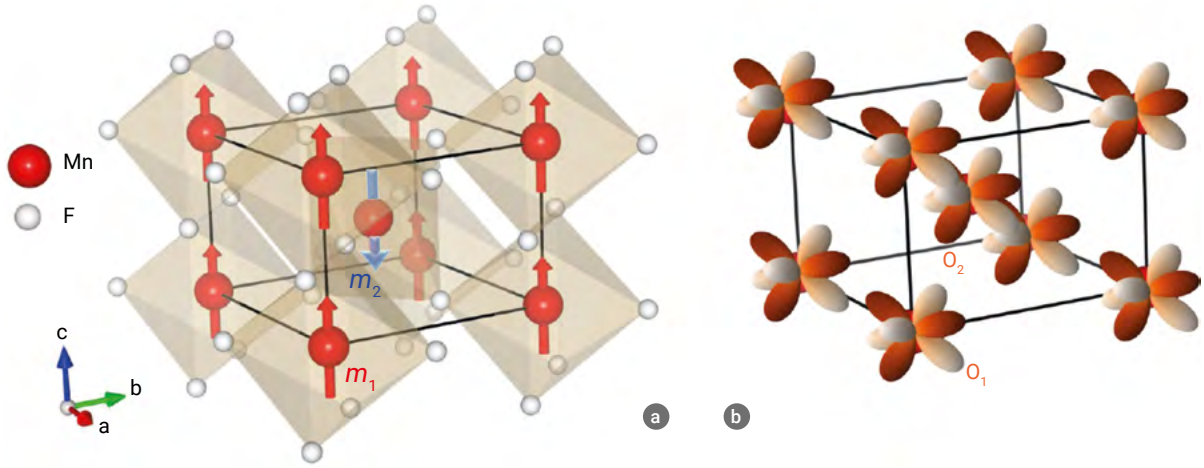
$$m = \int \mu(r)\, d^3r \qquad \text{Eq. 1}$$

$$M_{ij} = \int r_i\, \mu_j(r)\, d^3r \qquad \text{Eq. 2}$$

$$O_{ijk} = \int r_i\, r_j\, \mu_k(r)\, d^3r \qquad \text{Eq. 3}$$

L'aimantation $M = \Sigma\, m/V$, liée au dipôle magnétique m, tenseur de rang 1 (Eq. 1), est le paramètre d'ordre utilisé pour les aimants non-compensés, avec μ l'aimantation locale.

Le vecteur de Néel L, différence entre les aimantations des deux sous-réseaux ($L = M_1 - M_2$), est souvent utilisé pour décrire les aimants compensés. Bien que cette description soit pertinente pour décrire certaines propriétés, comme la transition de phase antiferromagnétique-paramagnétique, ou la dynamique magnétique des antiferromagnétiques et des altermagnétiques à la résonance, elle atteint ses limites dans certains cas. Par exemple, elle n'est pas bien adaptée au-delà des matériaux bipartites, pour lesquels il faut plus de deux sous-réseaux pour décrire le magnétisme, comme pour γ-$Mn_{80}Ir_{20}$. Et surtout, pour ce qui nous intéresse, elle ne permet pas de distinguer un antiferromagnétique d'un altermagnétique, lorsqu'il s'agit du transport de *spin*. Il faut alors s'intéresser aux ordres magnétiques supérieurs, au-delà du dipôle magnétique : multipôles de rang 2, M_{ij} (Eq. 2), de rang 3, O_{ijk} (Eq. 3), etc. à l'instar de ce qui est couramment utilisé dans le domaine des matériaux multiferroïques (matériaux dans lesquels des ordres magnétiques, électriques et élastiques peuvent coexister). Ces termes proviennent de l'expansion multipolaire de l'énergie liée à un champ magnétique non-uniforme spatialement, agissant sur une aimantation, elle aussi non-uniforme [7].



4. (a) Structure cristallographique et dipolaire magnétique de MnF_2. Les moments dipolaires m_1 et m_2 des deux sous-réseaux sont opposés et l'aimantation (ordre dipolaire) résultante est nulle.
(b) Structure octupolaire magnétique correspondante. Les octupôles O_1 et O_2 des deux sous-réseaux sont orientés de la même manière. L'ordre ferroïque octupolaire est par conséquent non-nul. Adapté de [7], licence CC BY.

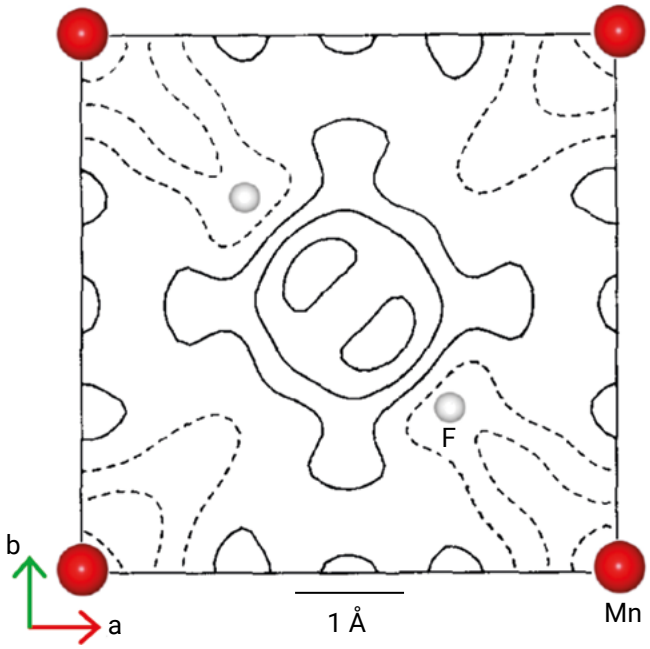
Pour un antiferromagnétique, la somme des dipôles et celle des multipôles magnétiques sont toutes nulles, quel que soit le rang, car tous les dipôles et les multipôles sont orientés de manière opposée.

Pour un altermagnétique, en fonction de la symétrie du matériau, l'un des ordres supérieurs va être non-nul. Par exemple, pour le fluorure de manganèse [7], $M = 0$, car les moments magnétiques m_1 et m_2 des sous-réseaux sont égaux et orientés antiparallèlement (fig. 4a) ; $M_{ij} = 0$, car le matériau est centrosymétrique ; en revanche, l'ordre octupolaire est non-nul, car certaines composantes octupolaires de O_{ijk} des sous-réseaux sont orientées de la même manière (fig. 4b). En examinant cela plus en détail, on constate que ces octupôles magnétiques sont anisotropes (fig. 4b). L'origine de cette anisotropie réside dans l'anisotropie spatiale de l'aimantation locale (Eq. 3) qui est gouvernée par l'environnement électronique local affecté par la présence des atomes non-magnétiques (indispensables pour avoir un altermagnétique), c'est-à-dire par le multipôle électrique. Il s'avère que cette anisotropie spatiale de l'aimantation locale, à l'origine de l'altermagnétisme, a déjà été mesurée pour le fluorure de manganèse, par l'intermédiaire de neutrons polarisés en *spin* [8], il y a plus de 35 ans (fig. 5). La physique des altermagnétiques n'est donc pas une complète nouveauté, c'est plutôt son utilisation en spintronique qui suscite un regain d'intérêt.

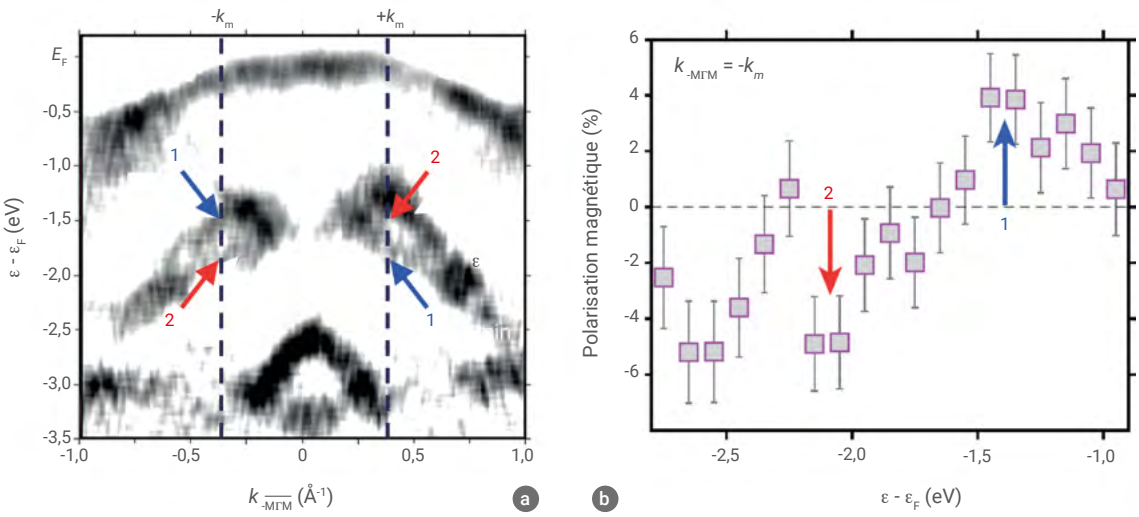
Quels matériaux sont altermagnétiques et comment le démontrer expérimentalement ?

Des calculs théoriques prédisent l'existence de plus de 300 matériaux altermagnétiques, qui présentent une diversité remarquable de propriétés électriques. Ces matériaux, qui incluent des métaux, des isolants, des semi-conducteurs et des supraconducteurs, se distinguent également par une variété de compositions chimiques, de structures cristallographiques et de dimensionnalités, allant des matériaux 3D aux matériaux 2D [5,6]. Bien que le nombre de matériaux altermagnétiques ne semble *a priori* pas être une limite, pour l'heure, seuls trois d'entre eux ont été synthétisés au laboratoire de manière incontestable : MnTe, CrSb

>>>



5. Mise en évidence expérimentale de l'anisotropie locale d'aimantation μ(r) dans MnF_2, par l'intermédiaire de neutrons polarisés en *spin*. Coupe dans le plan (001) de l'aimantation intégrée de z = -1/4 à 1/4. Les contours pleins (respectivement en pointillés) indiquent un écart d'aimantation intégrée positif (respectivement négatif), tous les 0,01 $\mu_B.Å^{-2}$, par rapport à un moment magnétique de 4,7 μ_B localisé au niveau des ions Mn^{2+}. Adapté de [8], avec l'autorisation d'Elsevier.



6. (a) Diagramme énergie-vecteur d'onde des électrons pour le MnTe altermagnétique. La mesure par spectroscopie photoélectronique résolue en angle (ARPES) selon la direction KM du réseau réciproque permet de mettre en évidence un décalage des bandes d'énergies. Une mesure ARPES résolue en *spin* permet de distinguer la polarisation magnétique des bandes, comme présenté en (b). L'alternance de la polarisation apporte la preuve de l'altermagnétisme. Adapté de [11], licence CC BY.

>>>

et Mn_5Si_3, car les difficultés associées à leur synthèse sont multiples. Une première est liée à la croissance de ces matériaux. Si certains comme MnTe sont altermagnétiques dans leur forme massive, d'autres, comme CrSb et Mn_5Si_3 ne le sont que sous forme de couches minces de quelques dizaines de nanomètres, et certains ne le sont qu'en étant légèrement contraints structurellement lors de leur croissance, comme Mn_5Si_3 [9]. Par ailleurs, démontrer qu'un matériau est altermagnétique nécessite de prouver qu'il possède des propriétés de transport de *spin* malgré une aimantation nulle, et surtout que ces propriétés ne sont pas liées au couplage *spin*-orbite ou ne sont pas reliées à une autre phase magnétique, car (i) il faut se rappeler que le couplage *spin*-orbite rend possible la physique de *spin* dans les antiferromagnétiques et (ii) d'autres phases à aimantation nulle, comme par exemple les antiferromagnétiques chiraux, permettent également la physique de *spin*[b]. L'utilisation de matériaux composés d'éléments légers et donc à faible couplage *spin*-orbite est donc un atout certain pour lier de façon non-équivoque la physique de *spin* et l'altermagnétisme. À cet égard, Mn_5Si_3 est idéal (fig. 6a), car il est composé de manganèse et de silicium, deux éléments légers. Par ailleurs ces éléments sont abondants, peu toxiques et compatibles avec les technologies du silicium [10].

La méthode la plus convaincante pour démontrer l'altermagnétisme est la spectroscopie photoélectronique résolue en angle et en *spin* (SR-ARPES), car elle permet de mesurer directement le diagramme de bande résolu en *spin* [11] (fig. 6). Cette technique nécessite cependant des cristaux parfaits et une surface inaltérée, le plus souvent obtenue par clivage à partir du matériau massif ou par croissance *in situ*. Pour les méthodes indirectes, il est essentiel de relier l'anisotropie d'une observable macroscopique, par exemple la conductivité électrique transverse, à l'anisotropie locale due aux multipôles électriques, spécifique de l'altermagnétisme [12]. Il convient de noter, qu'à l'instar des autres matériaux magnétiques, les altermagnétiques possèdent des domaines magnétiques. La maîtrise de ces domaines est indispensable pour espérer utiliser ces matériaux en spintronique. La démonstration récente de monodomaines pour Mn_5Si_3 est en ce sens très encourageante [12]. De même, le rôle des contraintes structurales dans Mn_5Si_3 se révèle crucial. En effet, l'altermagnétisme est étroitement lié à l'asymétrie des sites atomiques, résultant de la disposition des atomes non-magnétiques par rapport aux atomes magnétiques. L'utilisation des contraintes pour modifier les positions des atomes, et incidemment, contrôler l'ordre altermagnétique apparait donc comme l'une des voies prometteuses à explorer.

1• Dossier Spintronique, *Reflets de la Physique* (2012), www.refletsdelaphysique.fr/dossiers/913-dossier-spintronique

2• V. Baltz, "The basics of electron transport in spintronics: textbook with lectures, exercises and solutions", EDP Sciences, ISBN : 978-2-7598-2917-0 (2023)

3• A. Thiaville, « La chiralité en nanomagnétisme et électronique de *spin* », *Reflets de la Physique* **76** (2023) 11

4• V. Baltz *et al.*, "Antiferromagnetic spintronics," *Rev. Mod. Phys.* **90** (2018) 015005

5• L. Šmejkal *et al.*, "Emerging landscape of altermagnetism", *Phys. Rev. X* **12** (2022) 040501

6• L. Bai *et al.*, "Altermagnetism: Exploring New Frontiers in Magnetism and Spintronics", *Adv. Funct. Mater.* **34** (2024) 2409327

7• S. Bhowal and N. A. Spaldin, "Ferroically Ordered Magnetic Octupoles in d-Wave Altermagnets", *Phys. Rev. X* **14** (2024) 011019

8• M. M. R. Costa and P. J. Brown, "Magnetization density in MnF_2", *Physica B* **156** (1989) 329

9• I. Kounta *et al.*, "Competitive actions of MnSi in the epitaxial growth of Mn_5Si_3 thin films on Si(111)", *Phys. Rev. Mat.* **7** (2023) 024416

10• H. Reichlova *et al.*, "Observation of a spontaneous anomalous Hall response in the Mn_5Si_3 d-wave altermagnet candidate", *Nat. Comm.* **15** (2024) 4961

11• J. Krempaský *et al.*, "Altermagnetic lifting of Kramers spin degeneracy", *Nature* **626** (2024) 517

12• J. Rial *et al.*, "Altermagnetic variants in thin films of Mn_5Si_3", *Phys. Rev. B* **110** (2024) L220411

Conclusion

En résumé, longtemps restés dans l'ombre des matériaux antiferromagnétiques, les altermagnétiques se distinguent par l'anisotropie de la distribution de leur aimantation. Leur étude enrichit la description des matériaux magnétiques à l'ordre multipolaire, un concept déjà utilisé dans certaines branches de la matière condensée telles que les supraconducteurs et les matériaux multiferroïques. Ce caractère anisotrope puise sa source dans la symétrie du cristal, qu'elle soit native ou stabilisée par ingénierie de croissance, et leur confère des propriétés uniques. Entre autres, les altermagnétiques associent le meilleur des mondes des ferromagnétiques, avec leur courant polarisé en *spin*, et des antiferromagnétiques, avec leur dynamique rapide et leur aimantation nulle. Ils ouvrent de nouveaux horizons pour la nouvelle génération de composants spintroniques. Le développement effectif d'une nouvelle voie dans la spintronique, utilisant l'altermagnétisme, exige désormais une démonstration plus directe et une compréhension détaillée d'un plus grand nombre d'effets fondamentaux de la physique de *spin*, ainsi que leur exploration dans un plus grand nombre de matériaux et d'hétérostructures. ▮

Nous tenons à remercier l'ensemble de nos collaborateurs pour les discussions enrichissantes, ainsi que nos financeurs qui nous ont fait confiance dès 2020, au tout début de la thématique : ANR-DFG « MATHEEIAS » ANR-20-CE92-0049-01, puis ANR-DFG « HEXAS » ANR-24-CE92-0038-01, PEPR SPIN « SPINMAT » ANR-22-EXSP-0007 et PEPR SPIN « ALTEROSPIN » ANR-24-EXPR-0002.

(a) Pour simplifier, nous parlons d'atomes magnétiques et non-magnétiques. Au sens strict, les moments magnétiques sont portés par des ions: Mn^{2+} pour MnTe, Cr^{3+} pour CrSb, Mn^{2+} pour Mn_5Si_3, et Mn^{2+} pour MnF_2. Les éléments non magnétiques dans ces composés sont également des ions : Te^{2-} pour MnTe, Sb^{3-} pour CrSb, Mn^{3+} et Si^{4-} pour Mn_5Si_3 et F^- pour MnF_2.

(b) Pour introduire les altermagnétiques, nous avons pris le parti de nous concentrer sur trois types de matériaux magnétiques, caractérisés par des moments magnétiques égaux, colinéaires, couplés soit ferro- soit antiferro-magnétiquement. Il existe bien sûr d'autres matériaux, compensés ou partiellement compensés, qui permettent également de polariser en *spin* le courant, comme les ferrimagnétiques pour lesquels les moments magnétiques sont antiparallèles mais d'amplitude différente – par exemple GdFeCo ou TbCo – qui, du point de vue des symétries appartiennent à la même famille que les ferromagnétiques. Il y a aussi les antiferromagnétiques dits chiraux – par exemple Mn_3Sn et Mn_3Ge, dont l'arrangement non-colinéaire des moments magnétiques répond à d'autres symétries que celles décrites ici, ce qui résulte en des bandes d'énergie complexes, dites texturées en *spin*.