

Supraconductivité et supraconducteurs



P. Stroppa/CEA

Un des principaux domaines d'application de la supraconductivité est l'imagerie médicale. Ici, l'imager par résonance magnétique de 3 teslas du SHFJ situé à Orsay (Essonne).

Un peu d'histoire

Des trains qui "volent" en lévitation magnétique au-dessus de leur voie, le problème du stockage de l'électricité enfin résolu grâce à d'énormes bobines magnétiques, un appareillage électrotechnique et des câbles de transport électrique qui ne présentent plus de pertes, des champs magnétiques pour explorer le corps humain et en livrer des images toujours plus précises : la supraconductivité n'a cessé de faire rêver depuis qu'en 1911, le Néerlandais Heike Kammerlingh-Onnes a découvert la propriété extraordinaire qu'ont les matériaux supraconducteurs de présenter, en dessous d'une température qualifiée de température critique (qui dépend de la masse isotopique), une résistance électrique si faible qu'elle n'est pas mesurable. Il fut récompensé par le prix Nobel de physique en 1913. Outre une résistance nulle et une conductivité électrique sans entrave, les supraconducteurs découverts par Kammerlingh-Onnes (ils seront plus tard qualifiés de type I) possèdent une autre propriété remarquable qui se manifeste par l'effet Meissner, découvert en

1933 par le chercheur allemand Walter Meissner et son compatriote Robert Ochsenfeld. Ils offrent un diamagnétisme parfait (si on néglige la longueur de pénétration de London⁽¹⁾), c'est-à-dire que le champ magnétique en est totalement expulsé tant que le champ est inférieur au champ critique alors qu'un matériau parfaitement conducteur devrait présenter un champ égal au champ appliqué. Là réside la deuxième barrière qui limite encore l'application des supraconducteurs : au-dessus d'un champ magnétique critique, la supraconductivité disparaît. Les physiciens ont longtemps cru qu'il n'existait qu'un type de supraconductivité et que les anomalies magnétiques constatées dans certains échantillons n'étaient dues qu'à la présence d'impuretés. Mais dès les années 50, le Russe Vitaly L. Ginzburg émettait l'idée, avec son compatriote Lev Davidovitch Landau,

(1) En 1935, Fritz et Heinz London introduisirent une autre explication de l'effet Meissner en émettant l'idée que le champ magnétique décroît à partir de la surface du supraconducteur sur une longueur caractéristique λ_L appelée longueur de pénétration.

qu'il existait en fait deux types de supraconducteurs.

Ce n'est qu'en 1957 que le Russo-Américain Alexei A. Abrikosov identifia la supraconductivité de type II, présentant une aimantation complètement différente caractérisée par l'état mixte et autorisant la supraconductivité en présence de champs magnétiques très élevés. De fait, les supraconducteurs de ce type n'obéissent pas à l'effet Meissner. Les travaux d'Abrikosov lui valurent en 2003 le prix Nobel de physique avec Ginzburg et l'Anglo-Américain Anthony J. Leggett. Et ce n'est qu'en cette même année 1957 que les Américains John Bardeen, Leon N. Cooper et John R. Schrieffer purent proposer une théorie de la supraconductivité, distinguée par le prix Nobel de physique en 1972. D'après la théorie BCS (initiales de leurs noms), les électrons se déplacent par paires de Cooper (deux électrons de spins opposés) en formant des bosons (de spin nul), condensés dans un seul état quantique, sous l'effet de phonons, phénomène vibratoire également quantique. Cette interaction entre électrons et phonons est à l'origine de la

résistivité et de la supraconductivité. Attirés par le passage très rapide d'un électron (10^6 m/s), les **ions** se déplacent et génèrent une zone électriquement positive qui le demeure après ce passage, permettant l'attraction d'un nouvel électron qui s'apparie au premier en dépit de la **répulsion coulombienne**. Cette configuration ne résiste toutefois pas à l'**agitation thermique**, ce qui explique pourquoi la température est l'ennemie du phénomène de supraconductivité.

La théorie BCS, valable pour les **supraconducteurs** dits **conventionnels**, ne permettait d'ailleurs pas d'envisager l'apparition de la supraconductivité à des températures relativement élevées, c'est-à-dire supérieures à celle de l'azote liquide (77 K, soit -196 °C), *a fortiori* à la température ambiante. Ce palier des 77 K fut atteint avec des composés tels que Y-Ba-Cu-O (les records sont actuellement de l'ordre de 165 K, à pression élevée, et de 138 K, soit -135 °C, à pression normale). L'Allemand Johannes Georg Bednorz et le Suisse Karl Alexander Müller se virent décerner en 1987 le prix Nobel pour la découverte des **supraconducteurs non conventionnels** sous forme de matériaux à structure **pérovskite** de cuivre à base de lanthane qui présentent une supraconductivité à une température de 35 K (-238 °C). En remplaçant le lanthane par de l'yttrium, en particulier dans l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, il a été par la suite possible d'augmenter sensiblement la température critique et de développer la famille des cuprates, supraconducteurs efficaces mais difficiles à mettre en œuvre pratiquement pour l'électrotechnique dans la mesure où ce sont des céramiques. Les **supraconducteurs à haute température critique** sont tous des supraconducteurs de type II.

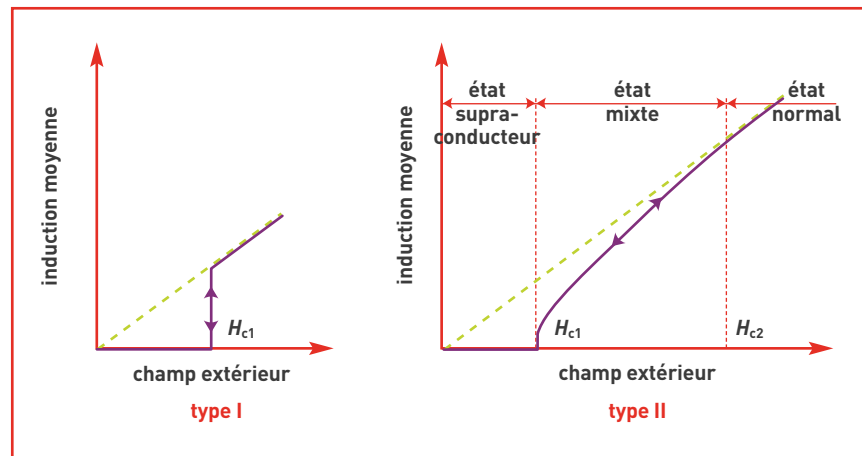


Figure 1. Induction moyenne dans des supraconducteurs de type I et de type II en fonction du champ extérieur.

Le magnétisme étrange des supraconducteurs de type II

En présence d'un champ magnétique, les supraconducteurs de type II offrent un diamagnétisme parfait jusqu'au champ H_{c1} de manière comparable aux supraconducteurs de type I. À partir de H_{c1} , le supraconducteur de type II est dans l'état mixte qui autorise une pénétration partielle du champ jusqu'au champ H_{c2} (figure 1) et donc une supraconductivité à haut champ. L'état mixte se présente comme un ensemble de cœurs à l'état normal qui emplissent le matériau supraconducteur à partir de H_{c1} , chacun contenant un quantum de flux ($2,07 \cdot 10^{-15}$ weber) et entouré d'un vortex de courants supraconducteurs (figure 2). Lorsque le champ magnétique augmente, le réseau se densifie jusqu'à combler complètement le matériau supraconducteur à H_{c2} .

La distinction entre les deux types de supraconductivité est très liée à la notion de longueur de cohérence ξ et à la notion de pro-

fondeur de pénétration λ_L , qui caractérisent l'interface entre une région normale et une région supraconductrice. ξ représente la variation spatiale de l'état supraconducteur (densité d'électrons supraconducteurs) et λ_L la longueur de pénétration de London du champ magnétique. Le rapport de ces deux longueurs caractéristiques, appelé **paramètre de Ginzburg-Landau** et noté κ ($\kappa = \lambda_L/\xi$) détermine le type de supraconductivité. Si $\kappa < \sqrt{2}/2$, le supraconducteur est de type I, si $\kappa > \sqrt{2}/2$, le supraconducteur est de type II.

À l'interface, la pénétration du champ magnétique, définie par λ_L , correspond à une augmentation de l'énergie libre dans le matériau supraconducteur, tandis que la constitution de l'état supraconducteur, caractérisée par la longueur de cohérence, se rapporte à une diminution de l'énergie libre. Le bilan énergétique de l'interface dépend du rapport κ . Dans le cas des supraconducteurs de type II, l'état mixte résulte

Suite page 18

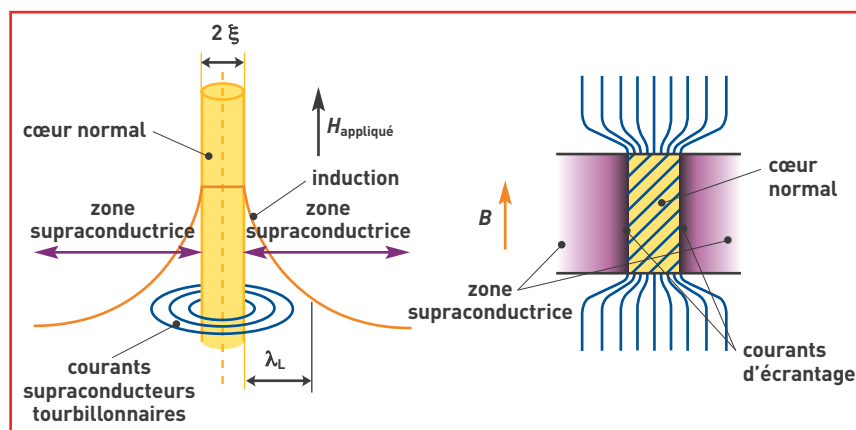
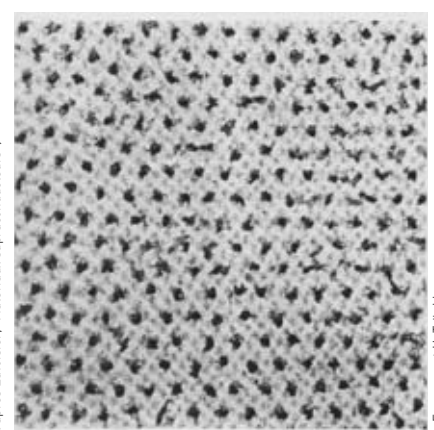


Figure 2. Schéma d'un vortex mettant en évidence la longueur de cohérence et la profondeur de pénétration.



Décoration magnétique de la surface d'un supraconducteur dans l'état mixte.

matériau		ξ (μm) 0 K	λ_L (μm) 0 K	κ	T_c (K)	$\mu_0 \cdot H_{c1}$ (teslas) 0 K	$\mu_0 \cdot H_{c2}$ (teslas) 0 K
type I	Al	1,36	0,05	0,04	1,18	0,010 5	
	Pb	0,083	0,037	0,5	7,18	0,080 3	
type II	NbTi	0,005	0,3	60	9,25	0,01	14
	Nb ₃ Sn	0,003 6	0,065	18	18	0,017	25,5
	YBaCuO	plan 0,003 axe c 0,000 6	plan 0,8 axe c 0,2	≈ 300	93		140

Tableau.

Les caractéristiques de quelques supraconducteurs de type I et de type II. $\mu_0 \cdot H_{c1}$ et $\mu_0 \cdot H_{c2}$ représentent les **inductions magnétiques**, μ_0 étant la **perméabilité magnétique** du vide (et du matériau dans le cas présent).

Suite de la page 17

donc de la création d'un grand nombre d'interfaces. Chaque interface correspond en effet à un bilan négatif d'énergie qui rend énergétiquement favorable la supraconductivité au-delà de H_{c1} (tableau).

Les applications

Du point de vue des applications, la supraconductivité de type I ne présente pas grand intérêt. La température critique, qui limite donc les applications de la supraconductivité, est malheureusement très faible dans le cas des deux supraconducteurs qui autorisent aujourd'hui des applications concrètes : le **niobium-titane NbTi** (9,2 K) – les premiers câbles supraconducteurs en alliage niobium-titane sont apparus au début des années soixante – et le **niobium-étain Nb₃Sn** (18 K). La mise en œuvre de leur supraconductivité nécessite une réfrigération à la température de l'**hélium**

liquide [4,2 K]⁽²⁾, température qui a constitué le premier jalon vers la température ambiante, véritable Graal de la supraconductivité.

Si les supraconducteurs de type II peuvent supporter des champs magnétiques très élevés, ils sont également capables de transporter des densités de courant impressionnantes, jusqu'à une valeur elle aussi critique, fonction du champ magnétique (figure 3) : les premiers **aimants** supraconducteurs vont ainsi apparaître. Dans ces conditions, les densités de courant possibles sont très grandes devant celles qui sont réalisables dans l'électrotechnique domestique ou industrielle (de l'ordre de 10 A/mm²).

Depuis les années soixante-dix, le CEA s'intéresse essentiellement aux applications liées à la production de champs magnétiques **permanents** intenses dans des grands volumes (**confinement magnétique** de **plasmas** de **fusion**, physique des particules, imagerie médicale).



LEG Grenoble

La découverte de la supraconductivité à haute température critique a rendu possible la vision directe à l'air libre d'une manifestation de la supraconductivité qui est celle de l'aimant flottant au-dessus d'une pastille d'YBaCuO refroidie à l'azote liquide et qui est maintenant bien connue.

Ce sont en fait les applications largement dominantes des supraconducteurs de type II, essentiellement le NbTi⁽³⁾. Dans ce cas, la supraconductivité permet d'économiser une puissance électrique considérable, même en prenant en compte le rendement **cryogénique** des installations, qui fait qu'un watt dissipé à 4,2 K nécessite de dépenser au minimum 300 W à la température ambiante pour les installations industrielles de très grande puissance. Certains chercheurs dans le monde entier rêvent toujours d'une supraconductivité à température ambiante, mais la supraconductivité appliquée semble encore liée pour longtemps à la réfrigération à très basse température.

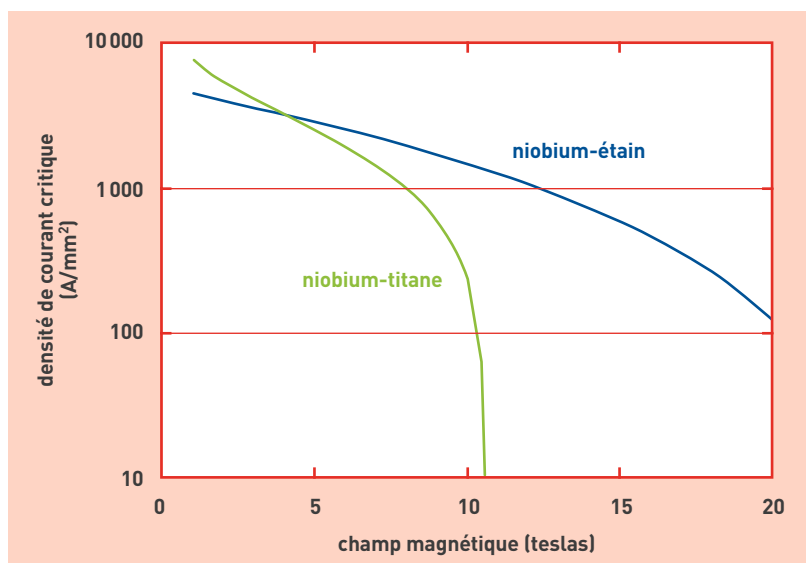


Figure 3.

Densités de courant critique caractéristiques en fonction du champ magnétique à 4,2 K pour les deux matériaux supraconducteurs les plus utilisés, notamment pour la fabrication d'aimants supraconducteurs.

(2) Il faudrait en fait faire remonter l'histoire de la supraconductivité à William Ramsay qui, en 1895, fut le premier à isoler l'hélium. Que serait en effet la supraconductivité sans l'hélium qui est le vecteur de la réfrigération à très basse température ? Rappelons que Kammerlingh-Onnes finit par liquéfier l'hélium en 1908 après les tentatives infructueuses de James Dewar à la fin du dix-neuvième siècle, ouvrant la voie à la découverte de la supraconductivité.

(3) Sa production est de l'ordre de 1 500 à 2 000 tonnes par an.

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*

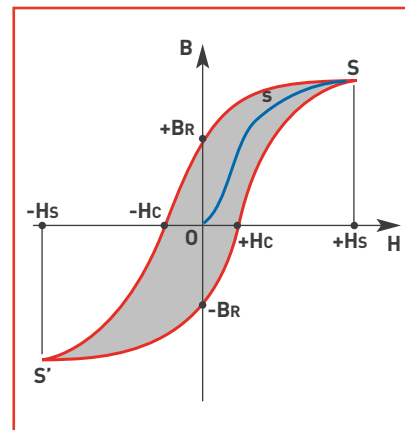


Figure E2. L'induction B d'un matériau magnétique par une bobine n'est pas proportionnelle à l'excitation magnétique (champ H). Si la première aimantation dessine une courbe de type OS en bleu sur la figure, elle manifeste à partir de s une saturation. L'induction n'est conservée qu'en partie si le champ 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**.

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,

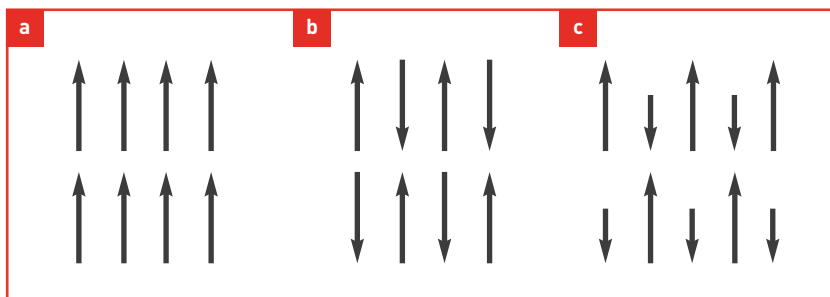


Figure E1. Les moments magnétiques élémentaires sont de même sens dans les substances ferromagnétiques (a), de sens opposés mais de somme nulle dans les antiferromagnétiques (b) et de sens opposé et de grandeur différente dans les ferrimagnétiques (c).



Stalder 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.

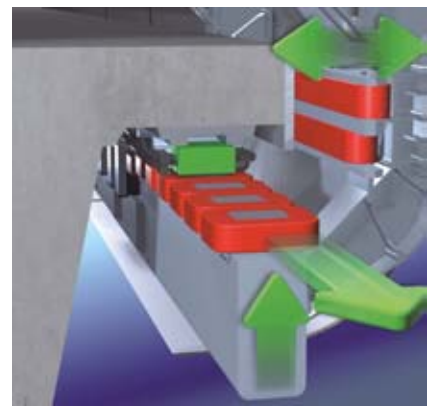
3. Les matériaux **diamagnétiques** présen-

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 câbles 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.