

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association suisse des électriciens, de l'Association des entreprises électriques suisses

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen

Band: 81 (1990)

Heft: 15

Artikel: Matériaux supraconducteurs

Autor: Seeber, Bernd

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-903140>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 26.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Matériaux supraconducteurs

Bernd Seeber

Avec la découverte des supraconducteurs à haute température critique en 1986 l'intérêt porté à la supraconductivité, que ce soit dans le grand public ou dans les milieux scientifiques et techniques, a énormément augmenté. Vu qu'un grand nombre d'applications de la supraconductivité est lié à la génération de champs magnétiques élevés, cet article sera consacré avec priorité à une discussion des matériaux supraconducteurs présents et futurs utilisés pour ce genre d'applications.

Mit der Entdeckung der Hochtemperatur-Supraleitung im Jahre 1986 hat sowohl das allgemeine Interesse als auch das der Techniker und Wissenschaftler für das physikalische Phänomen Supraleitung einen enormen Auftrieb erhalten. Nachdem die heutige Anwendung der Supraleitung zu einem hohen Prozentsatz bei der Erzeugung sehr hoher Magnetfelder angesiedelt ist, werden in diesem Beitrag bevorzugt jene supraleitenden Materialien diskutiert, die dafür eingesetzt werden oder in Zukunft zum Einsatz kommen könnten.

Adresse de l'auteur :

Dr. Bernd Seeber, responsable de la division industrie du Groupe de Physique Appliquée de l'Université de Genève, 20, rue de l'Ecole-de-Médecine, 1211 Genève 4

Dans un conducteur électrique le transport du courant est assuré par les électrons libres (électrons de conduction) soumis à une tension électrique (exprimée en Volt). Vu la nature imparfaite des conducteurs (ou mieux encore des métaux) à l'échelle microscopique, les électrons libres rencontrent des obstacles sur leur chemin d'où résulte l'apparition d'une résistance électrique (exprimée en Ohm). La physique peut démontrer qu'un métal parfait n'a pas de résistance électrique, c.-à.-d. que son comportement résistif est identique à un supraconducteur. Par métal parfait il faut entendre un monocristal où tous les atomes occupent exactement la position déterminée par la structure cristalline. La distance typique entre les atomes est de quelques Angstroem ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$). Dans le cas où un atome est déplacé d'une petite distance de sa place idéale, p. ex. par excitation thermique, les électrons libres se heurtent à cet atome, et on obtient une situation menant à une résistance électrique non-nulle.

Il y a des applications où la résistance électrique est bienvenue. Prenons comme exemple la plaque chauffante d'une cuisinière électrique. Dans ce cas l'énergie électrique est transformée en chaleur. Bien plus nombreuses sont les applications où la résistance électrique n'est pas du tout désirée, vu qu'elle provoque une perte d'énergie diminuant le rendement des installations électriques. Pour cette raison, un fil en cuivre, à température ambiante, ne peut pas transporter plus de $10 \dots 15 \text{ A/mm}^2$.

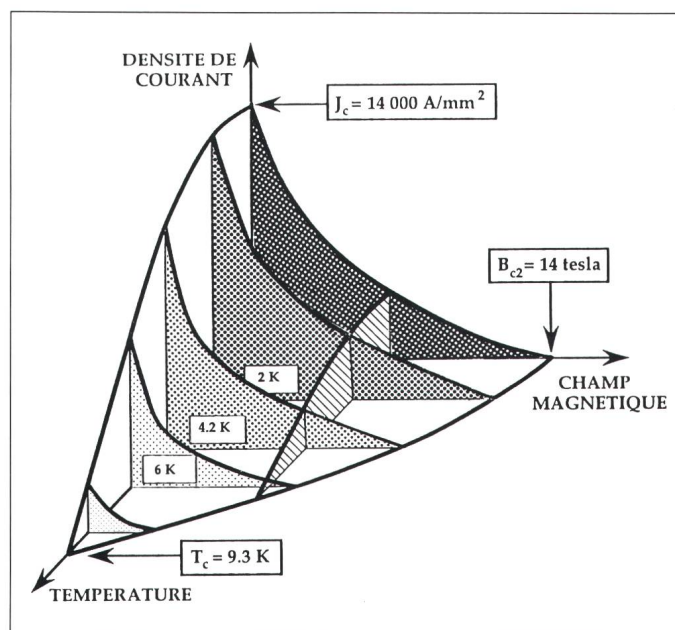
Le transport du courant électrique dans un supraconducteur est également assuré par des électrons, mais cette fois-ci ils sont corrélés et forment les fameuses paires de Cooper. On peut imaginer ceci comme un électron «communiquant» avec un autre électron sur une distance appelée longueur

de cohérence. Cette distance varie fortement d'un supraconducteur à l'autre; en général elle se situe entre 10 \AA et 100 \AA . Par conséquent, les paires de Cooper ne «voient» plus d'obstacles sur une dimension inférieure à la longueur de cohérence. Donc, la raison physique pour l'apparition d'une résistance électrique comme dans un métal normal n'existe plus. L'une des caractéristiques d'un supraconducteur est la disparition de la résistance électrique en-dessous de la température critique T_c . Les températures nécessaires sont généralement très basses, de l'ordre de $-170 \text{ }^\circ\text{C}$ dans le cas des supraconducteurs nouveaux à haute température critique, et d'environ $-270 \text{ }^\circ\text{C}$ pour les supraconducteurs commercialisés.

Le paragraphe suivant sera consacré à la discussion des paramètres critiques caractérisant un supraconducteur. Il sera suivi d'un bref historique de la supraconductivité. Vu qu'un grand nombre d'applications de la supraconductivité sont liées à la génération de champs magnétiques élevés, priorité sera donnée à une discussion des matériaux supraconducteurs présents et futurs utilisables pour ce genre d'applications.

La surface critique des supraconducteurs

Pour l'application pratique d'un supraconducteur sa capacité de transport de courant électrique est de grande importance. Près de la température critique le supraconducteur n'est pas très stable et la densité de courant est comparable ou inférieure à celle du cuivre à température ambiante (10 A/mm^2). Par contre, plus la température de service est basse par rapport à la température critique, plus la capacité de transport du courant sera élevée. On peut définir une densité de courant



Les valeurs numériques sont indiquées pour le supraconducteur commercialisé NbTi.

La surface critique est définie par la densité de courant critique J_c en fonction de la température et du champ magnétique.

Au-dessous de la surface critique, le matériau est à l'état supraconducteur, au-dessus il est à l'état normal ou résistif.

critique J_c qui dépend de la température et aussi du champ magnétique. L'ordre de grandeur de J_c est d'environ 1000 A/mm² dans les supraconducteurs commercialisés pour des applications électrotechniques. Dès que J_c est dépassé, la supraconductivité disparaît. On peut donc définir une surface critique montrée dans la figure 1 pour le supraconducteur NbTi (Nb = niobium, Ti = titane), le plus utilisé à l'heure actuelle. C'est une sorte de diagramme de phase: en-dessous de la surface critique, le supraconducteur est dans la phase supraconductrice, et en-dessus il est dans la phase dite «normale» ou résistive. Il est important de souligner que la température de service d'un supraconducteur doit être nettement en-dessous de la température critique, généralement entre 0,2 et 0,5 T_c , pour que les autres paramètres critiques soient suffisamment élevés pour une application technique.

La température critique T_c ainsi que le champ magnétique critique appelé $B_{c2} = \mu_0 H_{c2}$, également définis dans la figure 1, sont caractéristiques pour chaque matériau supraconducteur. Par contre, la densité de courant critique J_c n'est pas une propriété dite intrinsèque. J_c est déterminé par la présence de toutes sortes de défauts métallurgiques et par l'interaction entre les lignes de flux magnétique (voir ci-dessous).

Historique de la supraconductivité

Le phénomène de la supraconductivité a été découvert par *Kammerlingh Onnes* à Leiden (NL) en 1911. Il a observé la disparition de la résistance électrique de matériaux comme l'étain, le plomb et le mercure à très basse température. C'est aussi lui le premier qui a essayé de fabriquer une bobine supraconductrice à l'aide d'un fil de plomb. A sa grande surprise il ne réussit pas à générer un champ magnétique important, ce qui est dû au champ critique du plomb très bas de l'ordre de 0,08 Tesla. Les autres matériaux supraconducteurs alors connus démontrent un comportement similaire. En 1933, une autre caractéristique des supraconducteurs est découverte par *W. Meissner* et *R. Ochsenfeld*, le diamagnétisme parfait des supraconducteurs: en appliquant un champ magnétique, ce dernier ne pénètre pas à l'intérieur du supraconducteur.

Il a fallu presque un demi-siècle pour comprendre la base physique de la supraconductivité. La fameuse théorie de *J. Bardeen*, *L. N. Cooper* et *J. R. Schrieffer* (BCS), publiée en 1957, explique la formation (et la destruction) de paires de Cooper qui sont indispensables pour la supraconductivité. La même année, le russe *A.A. Abrikosov*

Figure 1
Surface critique d'un supraconducteur

publie un article théorique, passé inaperçu dans un premier temps, proposant un autre type de supraconductivité qui fournira la base de toutes les applications actuelles à champ magnétique élevé. Dans son travail il décrit la pénétration particulière d'un champ magnétique à l'intérieur de certains supraconducteurs appelés de type II. En appliquant un champ magnétique croissant le supraconducteur reste dans un état diamagnétique jusqu'à un champ critique H_{c1} . A partir de H_{c1} le champ magnétique pénètre dans le supraconducteur sous forme de lignes de flux magnétiques. Une ligne de flux contient un quantum de flux Φ_0 ($\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-15}$ Vs). Le diamètre d'une ligne de flux correspond à peu près à deux fois la longueur de cohérence, et à l'intérieur le supraconducteur se trouve dans l'état «normal», c.-à-d. résistif. Près de H_{c1} il y a très peu de lignes de flux, mais dès que le champ magnétique augmente, la densité de ces lignes de flux augmente également. A partir d'un champ critique H_{c2} toutes les lignes de flux se touchent et le supraconducteur devient entièrement résistif. Le comportement décrit ci-dessus a été prédit par la théorie pour les alliages de métaux (mais pas pour les métaux purs). Dix ans plus tard, en 1967, les expérimentateurs ont réussi à prouver la théorie de A.A. Abrikosov.

La découverte des supraconducteurs de type II a permis le développement d'aimants supraconducteurs de grande puissance (champs magnétiques élevés). A titre de comparaison, une bobine en cuivre peut fournir économiquement un champ de 2 Tesla. A l'aide de bobines supraconductrices, des champs d'environ 20 Tesla sont aujourd'hui possibles.

Dans une bobine, le champ magnétique, et aussi les lignes de flux, sont perpendiculaires au courant dans les spires. Sous l'influence de ce courant les lignes de flux sont soumises à une force de Lorentz. On peut démontrer que le mouvement d'une ou plusieurs lignes de flux, p. ex. sous l'action de la force de Lorentz, provoque un échauffement qui finalement peut conduire à la «destruction» de l'état supraconducteur. La densité de courant nécessaire pour arriver à une telle situation est la densité de courant critique. Donc, il est très important que les lignes de flux soient tenues par un mécanisme qui les empêche de bouger. Ceci peut d'abord être obtenu par des défauts de nature métallurgique comme des joints de grains, des précipita-

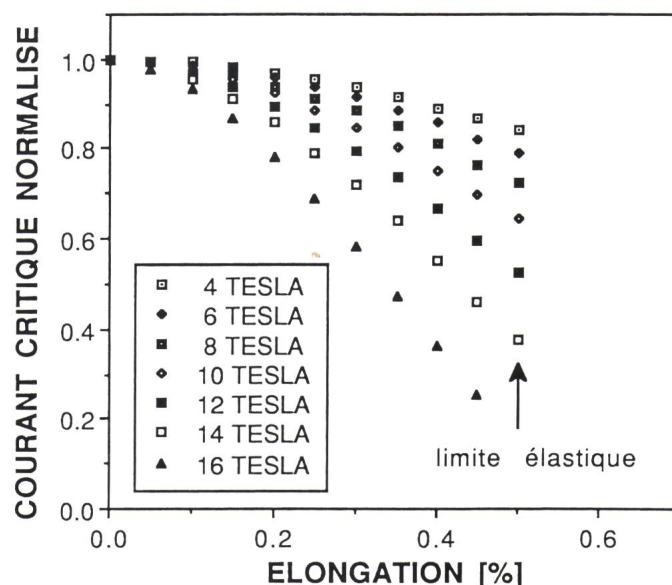
tions, des dislocations, etc. Dans les champs élevés et près de H_{c2} , il faut considérer en plus l'interaction entre les lignes de flux, qui influence également la densité de courant critique.

Fils supraconducteurs

Comme il est mentionné plus haut, l'une des premières idées en ce qui concerne les applications de la supraconductivité était la fabrication de fils pour les aimants à champ magnétique élevé (>2 Tesla), alimentés en courant continu. Aujourd'hui, deux matériaux supraconducteurs sont commercialisés pour cette application. Il s'agit d'un alliage de niobium et de titane (NbTi) qui peut fournir un champ jusqu'à 11 Tesla. Le second matériau est également un alliage à base de niobium, mais cette fois-ci avec de l'étain (Nb₃Sn). Ce composé a la capacité de générer des champs magnétiques jusqu'à environ 20 Tesla.

Il convient de mentionner que les conditions à respecter pour qu'un fil supraconducteur soit fiable sont extrêmement sévères. A part une densité de courant critique la plus élevée possible sur plusieurs km de longueur, le fil

Figure 3
Courant critique normalisé d'un fil en NbTi en fonction de l'élongation et du champ magnétique



Le courant critique normalisé est défini par $I_c(\epsilon)/I_c(\epsilon=0)$; il est indiqué pour la température de 4,2 K.

$$d < [12\gamma C(T_c - T_s)/\mu_0 J_c^2]$$

d étant le diamètre du fil supraconducteur en mètres, γ la densité en kg/m³, C la chaleur spécifique en J/kg, T_c la température critique et T_s la température de service en Kelvin, $\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6}$ Vs/Am et J_c la densité de courant critique en A/m². Comme J_c est à la puissance deux dans cette formule, la densité de courant critique est le paramètre le plus important pour d . A faible champ magnétique, J_c est plus élevé qu'à haut champ (voir également figure 1) et par conséquent d doit se calculer avec les propriétés physiques du supraconducteur dans un champ faible. Dans le cas du NbTi à 1 Tesla et 4,2 K on obtient $d = 60 \mu\text{m}$. Cette dimension est beaucoup trop petite pour permettre la fabrication d'une bobine. Pour cette raison un fil supraconducteur technique doit être subdivisé en un grand nombre de filaments; on parle d'un fil supraconducteur multifilamentaire (figure 2). Pour les applications à courant alternatif à faible champ, les filaments doivent être encore plus fins, en général en-dessous de 1 μm .

Dans les applications techniques, il faut tenir compte des forces mécaniques auxquelles les fils sont soumis et qui peuvent détériorer leurs propriétés supraconductrices. Dans un aimant à champ élevé, il apparaît des forces magnétiques très importantes (force de Lorentz). A ceci s'ajoutent les forces agissant sur le supraconducteur issues de la fabrication de l'aimant (tension dans le fil et forces induites par l'en-

roulement) ainsi que de l'expansion thermique différentielle due aux matériaux constituant un fil. Les figures 3 et 4 montrent le courant critique normalisé $[I_c(\epsilon)/I_c(\epsilon=0)]$ en fonction de l'élongation ϵ pour le NbTi et le Nb₃Sn. Il est évident que le NbTi est beaucoup plus ductile que le Nb₃Sn. Une élongation de plus de 2% est supportable sans cassures et la réduction de J_c n'est guère que de 20%. Avec le Nb₃Sn par contre, les premières cassures apparaissent à partir d'une élongation de 0,5% (limite élastique). De plus, la réduction de J_c est nettement plus importante et dépend fortement du champ magnétique.

Enfin, un fil supraconducteur dans une bobine doit être protégé d'un «quench». Un quench est la transition abrupte de l'état supraconducteur à l'état résistif. L'énergie stockée dans un aimant supraconducteur peut être importante et, dans le cas d'un quench, cette énergie doit se dissiper soit dans la bobine même (pour de petits et moyens aimants) soit à l'extérieur, dans les résistances de protection. Plus un quench peut se propager rapidement, mieux l'énergie libérée sera distribuée sur tout l'aimant; on évite ainsi un échauffement local susceptible de détruire la bobine. Pour accélérer la propagation d'un quench, on ajoute au fil un matériau bon conducteur électrique comme le cuivre ou l'aluminium.

La fabrication de fils supraconducteurs en NbTi et Nb₃Sn est complètement différente. Dans le cas du NbTi,

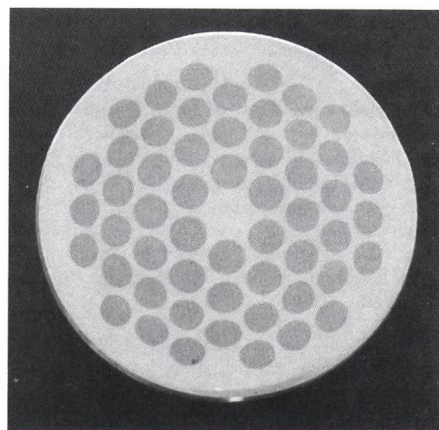
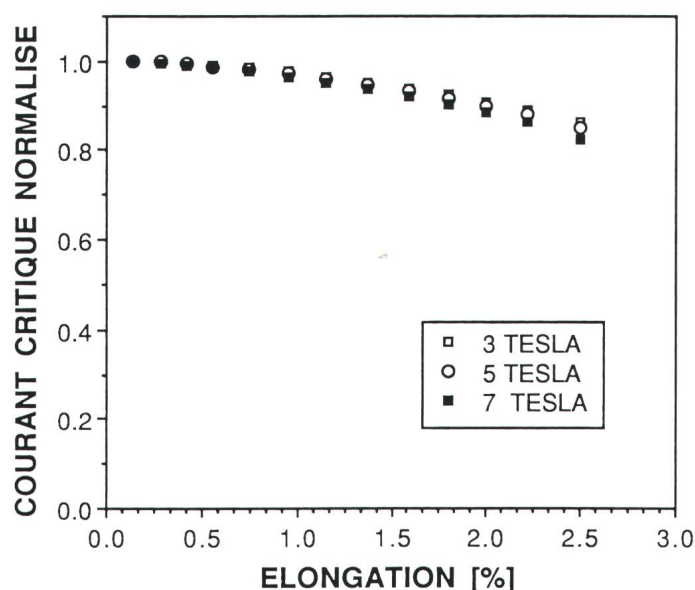


Figure 2 Supraconducteur multifilamentaire en NbTi

Produit de la société Vacuumschmelze (D), type Vacryflux. Les 54 filaments en NbTi sont entourés d'une matrice en cuivre. Le diamètre total peut être entre 0,3 mm et 0,85 mm. Le diamètre d'un filament varie entre 27 μm et 62 μm .

doit être stable et supporter les mouvements des lignes de flux, qui auront lieu pendant que l'aimant est chargé ou déchargé, sans qu'il passe à l'état normal. On peut définir un diamètre critique en-dessous duquel le supraconducteur est stable:



Le courant critique normalisé est défini par $I_c(\epsilon)/I_c(\epsilon=0)$; il est indiqué pour la température de 4,2 K.

Figure 4
Courant critique normalisé d'un fil en Nb_3Sn en fonction de l'élongation et du champ magnétique

qui est un matériau ductile, des tiges rondes de NbTi (le nombre de tiges correspondant au nombre de filaments demandés) sont insérées dans une bille d'extrusion en cuivre. Après une première réduction du diamètre par extrusion, un fil est étiré à la dimension souhaitée. Dans le cas d'un très grand nombre de filaments, ce premier pas est répété plusieurs fois. Pour obtenir une densité de courant critique élevée, différents recuits intermédiaires suivis d'une déformation à température ambiante, sont nécessaires.

Le composé Nb_3Sn est beaucoup trop cassant pour qu'on puisse le déformer comme le NbTi. Pour contourner ce problème on utilise des tiges en niobium (chaque tige donnera un filament) dans une bille d'extrusion en bronze (alliage de cuivre et d'étain). Le procédé de la déformation est similaire à celui du NbTi. Pour la protection du fil dans le cas d'un quench, on ajoute à un moment donné du cuivre pur qui doit être séparé physiquement de la matrice en bronze par une barrière en tantale. Après l'étirage le fil doit subir un traitement thermique autour de 700 °C pour permettre la formation de la phase supraconductrice Nb_3Sn . Ce processus s'effectue par la diffusion de l'étain, contenu dans le bronze, vers les filaments de niobium. La barrière de tantale protège le cuivre contre la pénétration d'étain par diffusion, ce qui augmenterait la résistance électrique du cuivre. La phase Nb_3Sn étant très cassante cette technique implique que le fil soit recuit à 700 °C seulement

après le bobinage, donc dans la forme de la bobine finie. L'un des problèmes dans ce cas est que l'isolation électrique du fil doit évidemment supporter cette température de recuit.

Le tableau de la figure 5 donne une vue d'ensemble des fils supraconducteurs commercialisés actuellement (le niobium pur sert de référence).

Développements futurs

Avec la découverte des supraconducteurs à haute température critique en 1986, l'intérêt porté à la supraconductivité, que ce soit dans le grand public ou dans les milieux scientifiques et techniques, a énormément augmenté. Bien que les applications de ces nouveaux supraconducteurs ne soient pas pour demain, il est néanmoins important de discuter leurs propriétés physiques. Les mêmes considérations sont à faire au sujet de quelques autres matériaux supraconducteurs à «basse» température critique qui sont en développement depuis des années et risquent d'être employés bien avant les

| Composé | T_c (Kelvin) | $\mu_0 H_{c2}$ (Tesla) $T = 4,2$ K |
|----------|----------------|---------------------------------------|
| Niobium | 9,25 | 0,2 |
| NbTi | 9 | 12 |
| Nb_3Sn | 18 | 26 |

Figure 5 Supraconducteurs techniques avec leurs températures critiques et leurs champs critiques à 4,2 Kelvin.

supraconducteurs à haute température critique, au moins en ce qui concerne la génération de champs magnétiques élevés. La figure 6 donne un aperçu des supraconducteurs qui sont susceptibles d'être utilisés dans l'avenir.

Une température critique >77 K signifie qu'on peut refroidir le supraconducteur par l'azote liquide au lieu de l'hélium liquide. Néanmoins, il faut rappeler que J_c et H_{c2} dépendent fortement de la température et par conséquent, pour beaucoup d'applications, l'hélium liquide est indispensable. Mis à part la température critique élevée, comment se caractérisent les supraconducteurs à base d'oxyde de cuivre? Ces nouveaux supraconducteurs ont une structure cristalline quasi deux-dimensionnelle et sont fortement anisotropes, c.-à.-d. que les propriétés physiques dépendent de la direction

| Composé | T_c (Kelvin) | $\mu_0 H_{c2}$ (Tesla) $T = 4,2$ K |
|--------------------------|----------------|---------------------------------------|
| Nb_3Al | 18 | 31 |
| $Nb_3(Al_{0,8}Ge_{0,2})$ | 20 | 40 |
| $PbMo_6S_8$ | 15 | 55 |
| $YBa_2Cu_3O_7$ | 95 | 25 - 60* |
| $Bi_2Ca_2Sr_2Cu_3O_{10}$ | 110 | - |
| $Tl_2Ca_2Ba_2Cu_3O_{10}$ | 125 | - |

Figure 6 Matériaux supraconducteurs: prochains candidats pour des applications techniques.

Le tableau donne la température critique T_c en Kelvin et le champ critique $\mu_0 H_{c2}$ en Tesla.

* Les champs critiques indiqués pour l' $YBa_2Cu_3O_7$ représentent un minimum pour des matériaux non-texturés; la fourchette entre 25 et 60 Tesla reflète les différences dans les définitions du point de transition résistive.

cristalline. A titre d'exemple, le champ critique perpendiculaire à la couche cristalline de l' $YBa_2Cu_3O_7$ est de l'ordre de 25...60 Tesla à 4,2 K (voir figure 6). Par contre, le champ critique parallèle à la couche cristalline de l' $YBa_2Cu_3O_7$ est >100 Tesla. A partir de ces valeurs on peut estimer la longueur de cohérence dans les deux directions à 20...30 Å dans la couche et à 5...7 Å perpendiculairement à la couche. Vu que la distance entre les couches cristallines est de 11,7 Å, on constate que la longueur de cohérence dans cette direction est plus petite que la distance entre les couches. Dans une telle situation les paires de Cooper ont de la peine à passer d'une couche à

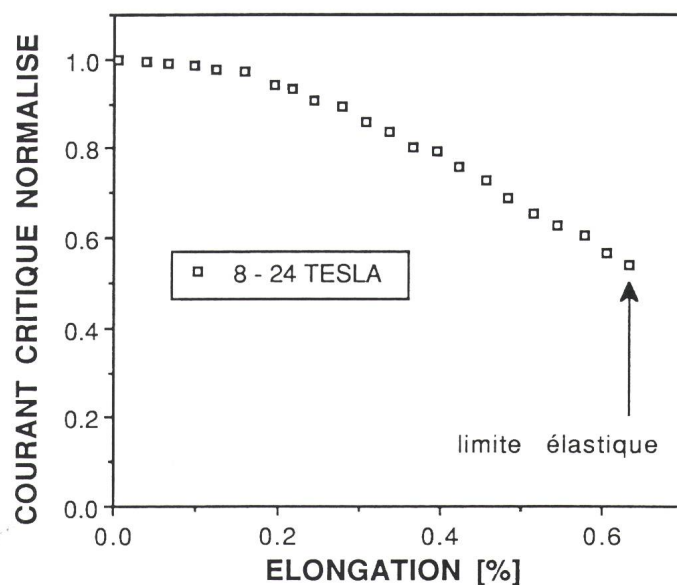
l'autre. Donc, la supraconductivité se produit essentiellement dans les couches cristallines et est fortement perturbée entre les couches. Pour la même raison, la densité de courant critique est très anisotrope. On constate que la densité de courant critique est assez élevée à l'intérieur des grains (cristaux) mais très faible entre les grains. Le rapport de la densité de courant critique intragrain/intergrains est de l'ordre de $10^3 \dots 10^6$ ce qui est caractéristique pour un supraconducteur granulaire. La raison d'un tel comportement n'est pas encore bien connue.

Pour qu'on puisse générer des champs magnétiques >60 Tesla à la température de l'hélium liquide, les cristaux dans un fil devraient être orientés (texturés) par rapport au champ magnétique et également par rapport au courant, ce qui est une entreprise assez difficile. Néanmoins, différents groupes de recherche ont réussi à texturer des fils ou des rubans supraconducteurs à haute température critique.

Par contre, une structure deux-dimensionnelle facilite la synthèse de couches minces qui sont très intéressantes pour l'application électronique des supraconducteurs. Etant donné que les couches cristallines du supraconducteur sont normalement parallèles au substrat, la densité de courant critique peut être élevée, de l'ordre de $10^3 \dots 10^4$ A/mm² à 77 K! L'un des problèmes rencontrés est que la température de déposition de la couche supraconductrice est trop élevée pour qu'on puisse employer le silicium directement comme substrat. L'utilisation de ce dernier est particulièrement souhaitée pour des raisons d'intégration dans les technologies connues. En ajoutant une barrière tampon épitaxiale sur le silicium on peut synthétiser le composé YBa₂Cu₃O₇ avec $T_c = 86$ K et $J_c = 600$ A/mm² à 77 K en champ magnétique nul.

Un autre composé intéressant pour l'application à haut champ magnétique est le Nb₃Al. En le dopant avec du germanium, T_c peut être augmenté à $18 \dots 20$ K et $\mu_0 H_{c2}$ à 40 T (4,2 K). Vu que le composé avec une température critique élevée (>20 K) n'est pas stable, des méthodes de synthèse très particulières ont été développées. Par exemple, au Japon on utilise un alliage

Figure 7
Courant critique normalisé d'un fil en PbMo₆S₈ en fonction de l'élongation et du champ magnétique



Le courant critique normalisé est défini par $I_c(\epsilon)/I_c(\epsilon=0)$; il est indiqué pour la température de 4,2 K.

fondé avec une composition métastable de Nb, Al et Ge qui est vaporisé contre un ruban en cuivre chauffé à une température variant entre 400 °C et 800 °C. Ce ruban se déplace à une vitesse de $10 \dots 20$ m/s. L'épaisseur de la couche est de l'ordre de 30 µm. La phase supraconductrice se forme après un recuit à >800 °C. La densité de courant critique se situe à environ 1000 A/mm² à 20 T et 4,2 K! Cependant, le conducteur obtenu de cette manière a la forme d'un ruban. En principe on peut construire des aimants supraconducteurs à l'aide d'un tel ruban. Dans ce cas, il est impératif que le champ magnétique n'ait pas de composantes perpendiculaires au ruban afin d'éviter un échauffement dû aux courants de Foucault dans le substrat. Bien entendu, ce dernier problème apparaît seulement quand on varie le champ, mais il implique que les vitesses de chargement (ou de déchargement) des aimants soient extrêmement lentes, ce qui est peu pratique.

Enfin, le composé PbMo₆S₈, aussi appelé phase de Chevrel, avec un T_c de 15 K, possède un champ critique, $\mu_0 H_{c2}$ de l'ordre de 55 T à 4,2 K. Ce champ critique est comparable à celui de l'YBa₂Cu₃O₇ non-texturé. La fabrication de fils en PbMo₆S₈ est l'objet de recherches et de développements depuis une dizaine d'années. Aujourd'hui on est en mesure de fabriquer des

fils de près de 1 km, et les premières bobines de test ont été construites. Il est également possible de fabriquer des fils multifilamentaires. La figure 7 montre le courant critique normalisé $[I_c(\epsilon)/I_c(\epsilon=0)]$ en fonction de l'élongation. On constate que le PbMo₆S₈ ne se casse pas pour une élongation inférieure à 0,65% (limite élastique) et que J_c est réduit à 55% de sa valeur initiale sans élongation ($\epsilon = 0$). Jusqu'à un champ de 24 Tesla le comportement est constant ce qui représente un très grand avantage par rapport au Nb₃Sn. Actuellement on rencontre deux problèmes essentiels dans le développement de ces matériaux appelés phase de Chevrel. Premièrement la densité de courant critique est limitée par les interfaces entre les grains (joints de grains). On a déterminé un rapport $J_{c\text{-intragrain}} / J_{c\text{-intergrains}}$ de l'ordre de 100; néanmoins, ce résultat est sensiblement plus favorable que dans le cas des supraconducteurs à haute température critique ($10^3 \dots 10^6$). Et deuxièmement il est difficile d'éviter des microfissures provoquant une variation de J_c le long des fils. Les travaux pour surmonter ces problèmes ont déjà beaucoup avancé grâce au grand effort de R&D dans ce domaine qui est coordonné en Europe par le projet Eureka 96.