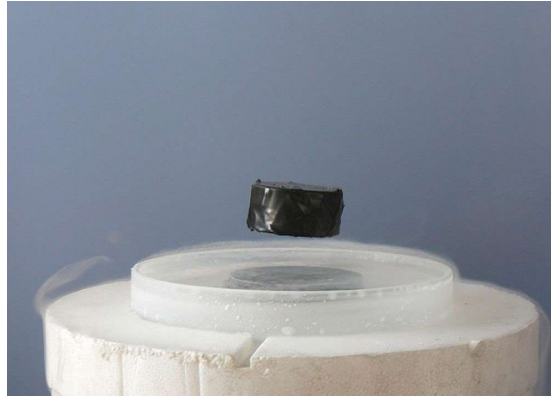


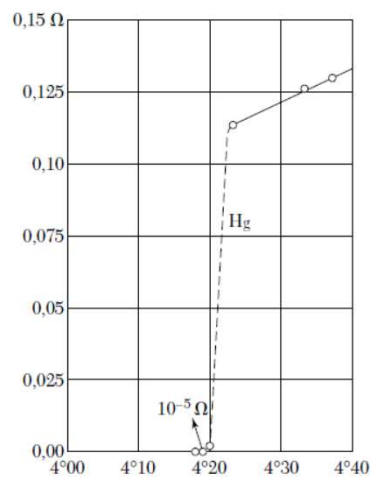
## Chapitre 7: Supraconductibilité



### I- Etude expérimentale

La supraconductivité a été découverte en 1911 par H. Kamerlingh Onnes (Prix Nobel 1913) à l'Université de Leiden en Hollande. Il observa que la résistance électrique de certains métaux comme le mercure, le plomb ou l'étain disparaissait à basses températures. Il donna le nom de supraconductivité à ce nouvel état des propriétés électroniques de la matière et appela température critique  $T_C$  la température en dessous de laquelle la résistance devenait infiniment petite.

Résistance (en ohms) d'un échantillon de mercure en fonction de la température absolue.



## Apparition de la supraconductibilité

- la supraconductibilité apparait dans de nombreux éléments métalliques de la classification périodique ainsi que dans des alliages, des composés intermétalliques et des semi-conducteurs.
- Les températures de transition observées jusqu'à maintenant s'étendent de 23,2K pour l'alliage Nb<sub>3</sub>Ge à 0,001K pour certains semi-conducteurs.
- Les températures de transition de quelques composés supraconducteurs intéressants sont indiquées sur le tableau suivant:

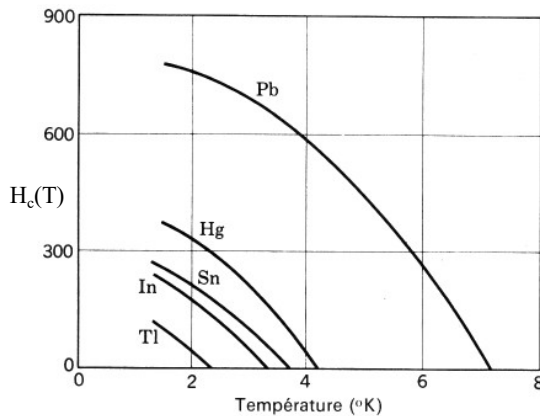
Compound	$T_c$ in K	Compound	$T_c$ in K
Nb <sub>3</sub> Sn	18.05	V <sub>3</sub> Ga	16.5
Nb <sub>3</sub> Ge	23.2	V <sub>3</sub> Si	17.1
Nb <sub>3</sub> Al	17.5	YBa <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>6.9</sub>	90.0
NbN	16.0	Rb <sub>2</sub> CsC <sub>60</sub>	31.3
C <sub>60</sub>	19.2	MgB <sub>2</sub>	39.0

Paramètres de supraconductibilité des éléments																			
Li	Be													B	C	N	O	F	Ne
	0.026																		
Na	Mg													Al	Si°	P°	S°	Cl	Ar
														1.140					
														105					
Températures de transition (K)																			
Champ magnétique critique au zéro absolu (mT)																			
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr°	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge°	As°	Se°	Br	Kr		
			0.39	5.38							0.875	1.091							
			100	1420							53	51							
Rb	Sr	Y°	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn (w)	Sb°	Te°	I	Xe		
			0.546	9.50	0.92	7.77	0.51	.0003			0.56	3.4035	3.722						
			47	1980	95	1410	70	.049			30	293	309						
Cs°	Ba°	La fcc	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg (α)	Tl	Pb	Bi°	Po	At	Rn		
			6.00	0.12	4.483	0.012	1.4	0.655	0.14		4.153	2.39	7.193						
			1100	830	1.07	198	65	19			412	171	803						
Fr	Ra	Ac																	
			Ce°	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu			
																0.1			
			Th	Pa	U°(α)	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr			
			1.368	1.4															
			1.62																

## Destruction de la supraconductibilité par les champs magnétiques

Un champ magnétique suffisamment fort a pour effet de détruire la supraconductibilité. Le seuil, ou valeur critique, du champ magnétique qui détruit la supraconductibilité est noté  $H_c(T)$ , il est fonction de la température.

Courbes de seuil du champ critique  $H_c(T)$  en fonction de la température pour plusieurs supraconducteurs. Un échantillon est supraconducteur au-dessous de la courbe et normal au-dessus.



$$H_c = H_{c0} \left[ 1 - \left( \frac{T_c}{T_{c0}} \right)^2 \right]$$

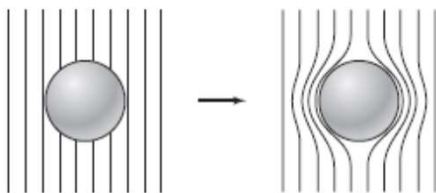
## Effet Meissner

Meissner et Ochsenfeld ont trouvé que, lorsqu'un supraconducteur est refroidi, dans un champ magnétique, jusqu'en dessous de la température de transition, à cette température, les lignes d'induction  $B$  sont expulsées de l'échantillon. Ce phénomène est appelé effet Meissner.

Il montre qu'un supraconducteur massif se comporte, dans un champ magnétique extérieur  $B_a$  comme si, dans l'échantillon, nous avions  $B=0$ .

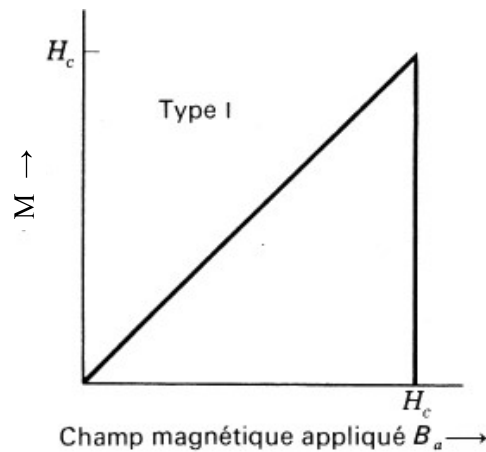
Nous obtenons une forme particulièrement utile de ce résultat en nous limitant à des échantillons longs et minces avec le grand axe parallèle à  $B_a$ ; dans ce cas la contribution du champ démagnétisant à  $B$  est négligeable, d'où:

$$B = B_a + \mu_0 M = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{M}{B_a} = -\frac{1}{\mu_0}$$

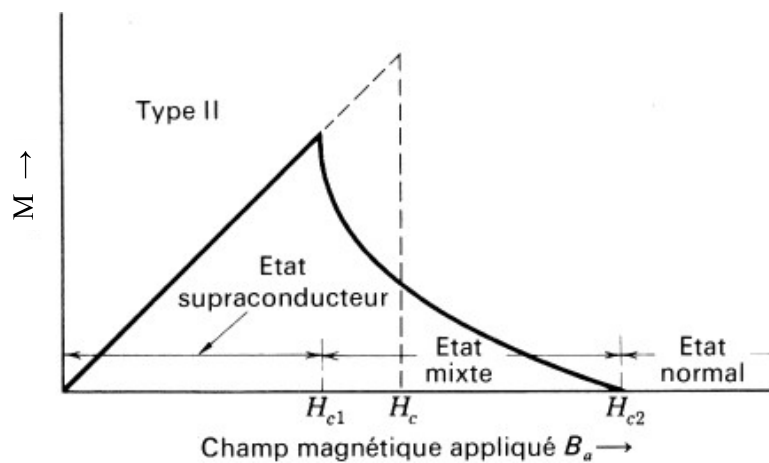


Effet Meissner dans une sphère supraconductrice refroidie dans un champ magnétique constant. Au passage de la température de transition, les lignes d'induction  $B$  sont éjectées de la sphère.

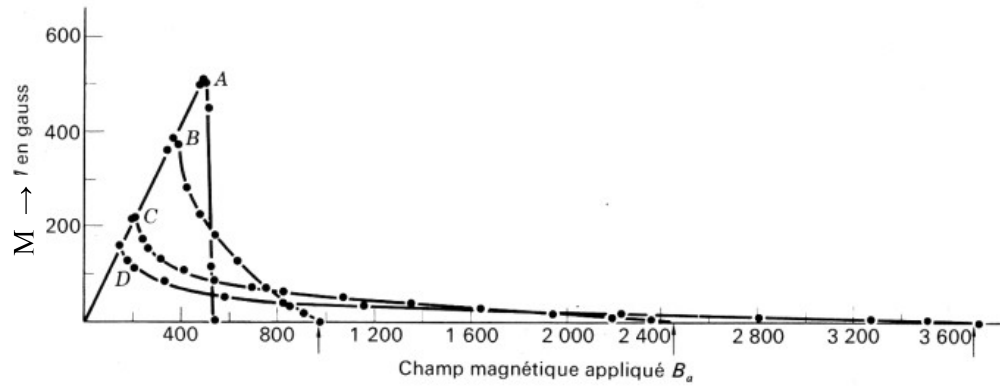
Aimantation en fonction du champ magnétique appliqué pour un supraconducteur massif possédant un effet Meissner total (diamagnétisme parfait). Un supraconducteur ayant ce comportement est appelé supraconducteur du **type I**. Au-dessus du champ critique  $H_c$  l'échantillon est un conducteur normal et l'aimantation est trop faible pour être visible à notre échelle. Notez que nous avons représenté en ordonnée - M une valeur négative de M correspond au diamagnétisme.



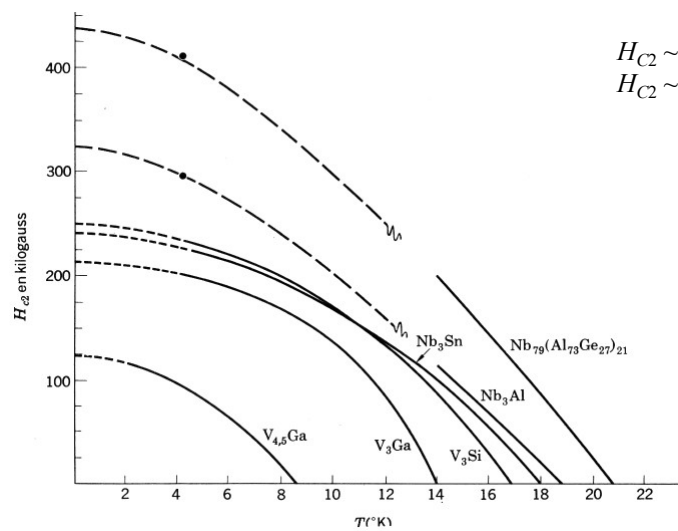
Courbe d'aimantation supraconductrice d'un supraconducteur du **type II**. Le flux commence à pénétrer dans l'échantillon pour un champ  $H_{c1}$  inférieur au champ critique thermodynamique  $H_c$ . L'échantillon est, entre  $H_{c1}$  et  $H_{c2}$ , dans un état mixte ou vortex et il a des propriétés électriques supraconductrices jusqu'à  $H_{c2}$ . Au-dessus de  $H_{c2}$  l'échantillon est un conducteur normal à tous points de vue, sauf pour d'éventuels effets de surface. Pour  $H_c$  donné, l'aire comprise entre l'axe des abscisses et la courbe d'aimantation est la même pour un supraconducteur du type II que pour un supraconducteur du type I.



Courbes d'aimantation supraconductrice d'alliages polycristallins recuits de plomb et d'indium à 4,2 K. (A) plomb; (B) plomb-indium 2,08 %; (C) plomb-indium 8,23 % (D) plomb-indium 20,4 %. Les pourcentages sont des pourcentages en poids (d'après Livingston).



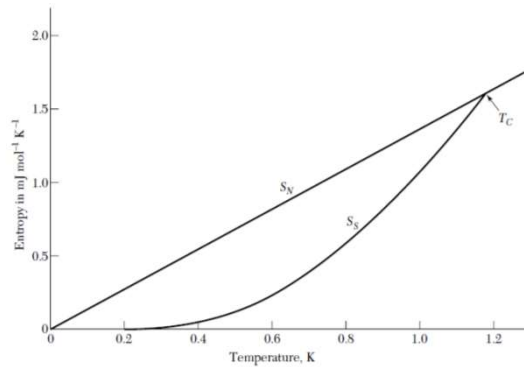
Champ magnétique critique supérieur en fonction de la température, pour divers supraconducteurs.



$H_{C2} \sim 41$  T pour  $Nb_3(Al_{0.7}Ge_{0.3})$ .  
 $H_{C2} \sim 54$  T pour  $PbMo_6S_8$ .

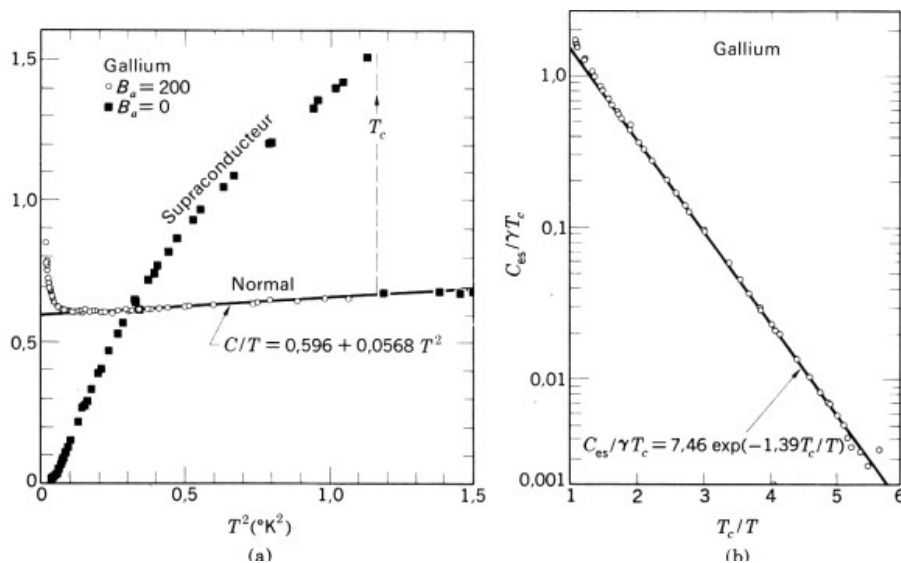
## Capacité calorifique

Dans tous les supraconducteurs, l'entropie décroît considérablement lors du refroidissement en dessous de  $T_c$ . Cette diminution d'entropie, lors du passage de l'état normal à l'état supraconducteur, nous prouve que l'état supraconducteur est plus ordonné que l'état normal.



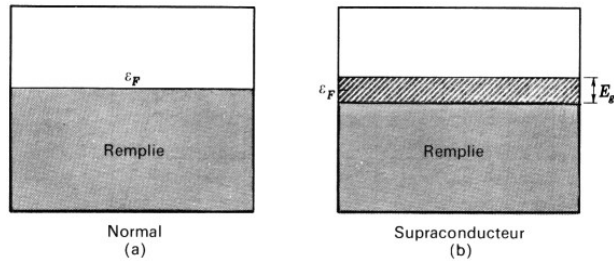
Entropie  $S$  de l'aluminium dans l'état normal et dans l'état supraconducteur en fonction de la température. L'entropie est plus faible dans l'état supraconducteur car les électrons y sont plus ordonnés que dans l'état normal. Pour toute température inférieure à la température  $T_c$ , l'échantillon peut être ramené à l'état normal par application d'un champ magnétique plus fort que le champ critique.

(a) Capacité calorifique du gallium à l'état normal et à l'état supraconducteur. L'état normal (qui est restauré par un champ de 200 G) doit sa capacité calorifique à une contribution des électrons, du réseau et des quadripôles nucléaires (aux basses températures). En (b) la partie électronique  $C_{es}$  de la capacité calorifique à l'état supraconducteur est représentée en échelle logarithmique en fonction de  $T_c/T$ ; la variation exponentielle de  $1/T$  est évidente.



## Bande interdite

(a) bande de conduction à l'état normal (b) Bande interdite au niveau de Fermi à l'état supraconducteur. Les électrons dans des états excités au-dessus de la bande interdite se comportent comme des électrons normaux: dans des champs rf ils contribuent à la résistance; dans un courant continu ils sont court-circuités par les électrons supraconducteurs. Au zéro absolu il n'y a pas d'électrons au-dessus de la bande interdite. La largeur de la bande interdite est exagérée sur la figure typiquement son rapport au niveau de Fermi  $E_g/\epsilon_F$  est de  $10^{-4}$ .



Element	$T_c$ (K)	$E_g$ ( $10^{-4}$ eV)
Cd	0.56	1.5
Zn	0.90	2.4
Al	1.14	3.4
Sn	3.72	11.5
Hg	4.2	16.5
Ta	4.5	14
V	5.4	16
La	6.0	19
Pb	7.2	27.3

## Effet isotopique

La température critique d'un élément supraconducteur dépend de sa masse atomique c'est à dire du nombre de neutrons présents dans le noyau des atomes de cet élément. Cet effet découvert en 1950 par divers chercheurs fut la première indication selon laquelle le mécanisme de la supraconductivité devait mettre à contribution non seulement les électrons de conduction mais également les atomes du réseau cristallin.

Expérimentalement, la relation suivante a pu être établie entre la température critique et la masse atomique:

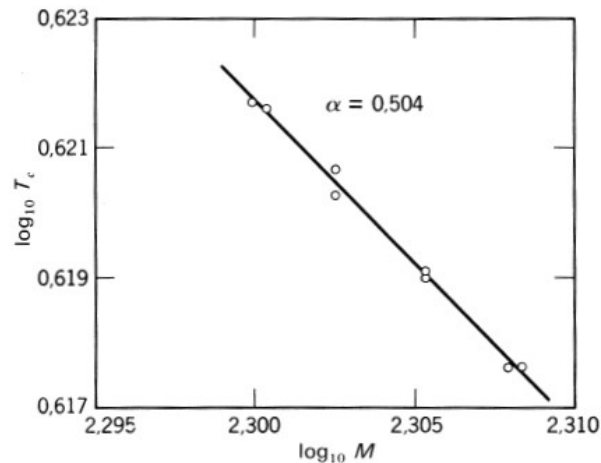
$$M^\alpha T_c = \text{const}$$

Substance	$\alpha$	Substance	$\alpha$
Zn	$0.45 \pm 0.05$	Ru	$0.00 \pm 0.05$
Cd	$0.32 \pm 0.07$	Os	$0.15 \pm 0.05$
Sn	$0.47 \pm 0.02$	Mo	0.33
Hg	$0.50 \pm 0.03$	Nb <sub>3</sub> Sn	$0.08 \pm 0.02$
Pb	$0.49 \pm 0.02$	Zr	$0.00 \pm 0.05$

Exemple:

Hg     $M = 199,5$      $M = 203,4$   
        $T_c = 4,185 \text{ K}$      $T_c = 4,146 \text{ K}$

Courbe log-log de la température de transition en fonction du nombre de masse moyen de plusieurs isotopes du mercure.



## II- Etude théorique

### Thermodynamique de la transition supraconductrice

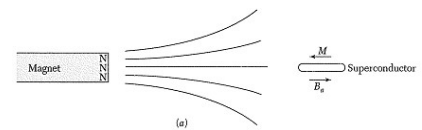
La transition entre l'état normal et l'état supraconducteur est thermodynamiquement réversible.

Nous traiterons seulement le cas d'un supraconducteur de type I.

Considérons le travail exercé sur le supraconducteur quand on le fait passer d'une position infiniment éloignée (où le champ magnétique est nul) à une position  $r$  dans le champ d'un aimant permanent.

Le travail accompli est :

$$W = - \int_0^{B_a} M . dB_a$$



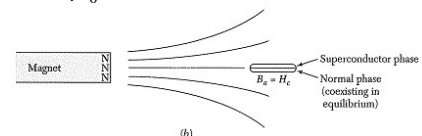
Par unité de volume de l'échantillon. Ce travail fait partie de l'énergie du champ magnétique. L'équation thermodynamique du processus s'écrit:

$$dU = TdS - M . dB_a$$

Pour un supraconducteur où  $B = B_a + \mu_0 M = 0$ , nous avons  $dU = TdS + \frac{1}{\mu_0} . B_a dB_a$

Par conséquent au zéro absolu, où  $TdS=0$ , l'augmentation de la densité d'énergie du supraconducteur est:

$$U_S(B_a) - U_S(0) = \frac{2}{\mu_0} . B_a^2$$



Lorsqu'il passe d'une position où le champ magnétique est nul à une position où ce champ est égal à  $B_a$



## Equation de London

La conduction électrique d'un métal dans l'état normal est décrite par la loi d'Ohm:  $\vec{j} = \sigma \vec{E}$

Nous postulons que dans l'état supraconducteur la densité de courant est proportionnelle au potentiel vecteur A du champ magnétique local:

$$\vec{j} = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \vec{A}$$

C'est l'équation de London, elle peut être écrite d'une autre façon en prenant le rotationnel des deux membres:

$$\text{rot } \vec{j} = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \vec{B}$$

Montrons d'abord que l'équation de London conduit à l'effet Meissner.

Une des équations de Maxwell nous donne:  $\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \vec{j}_0$

Nous prenons le rotationnel des deux membres:  $\text{rot } \text{rot } \vec{B} = -\nabla^2 \vec{B} = \mu_0 \text{rot } \vec{j}$

Nous obtenons pour un supraconducteur  $\nabla^2 \vec{B} = \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{B}$

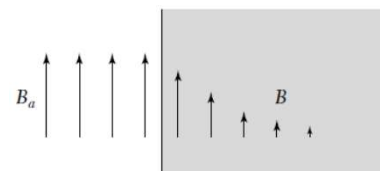
Dans l'état supraconducteur parfait, le champ est amorti exponentiellement de la surface extérieure vers l'intérieur. Supposons qu'un supraconducteur semi-infini occupe tout l'espace des abscisses positive. Si B(0) est le champ à la surface, à l'intérieur du supraconducteur le champ est:

$$B(x) = B(0) \exp(-x / \lambda_L)$$

Dans cet exemple le champ magnétique est supposé parallèle à la surface. Nous constatons que  $\lambda_L$  mesure la profondeur de pénétration du champ magnétique; on l'appelle **profondeur de pénétration de London**.

$$\lambda_L = \left( \frac{mc^2}{4\pi nq^2} \right)^{1/2} \quad \text{Où } n \text{ est la concentration en porteurs de charge } q \text{ et de masse } m.$$

Metal	Intrinsic Pippard coherence length $\xi_0$ , in $10^{-6}$ cm	London penetration depth $\lambda_L$ , in $10^{-6}$ cm	$\lambda_L/\xi_0$
Sn	23.	3.4	0.16
Al	160.	1.6	0.010
Pb	8.3	3.7	0.45
Cd	76.	11.0	0.14
Nb	3.8	3.9	1.02

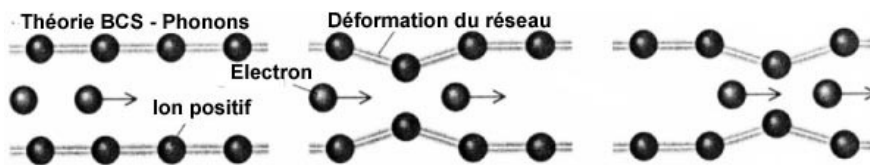


## Théorie de BCS de la supraconductivité

La théorie BCS est une théorie de la supraconductivité qui fut proposée en 1957 par John Bardeen, Leon Neil Cooper, et John Robert Schrieffer. Elle explique la supraconductivité par la formation de paires d'électrons (paires de Cooper) sous l'effet d'une interaction attractive entre électrons résultant de l'échange de phonons. Les paires de Cooper se condensent en une seule onde: Elles ont toutes la même phase.

Le critère d'apparition de la supraconductivité et la valeur de la température de transition, dans un élément ou un alliage, font intervenir la densité d'état  $D(\epsilon_F)$  au niveau de Fermi et l'interaction électron-réseau  $U$ . La théorie de BCS prévoit:

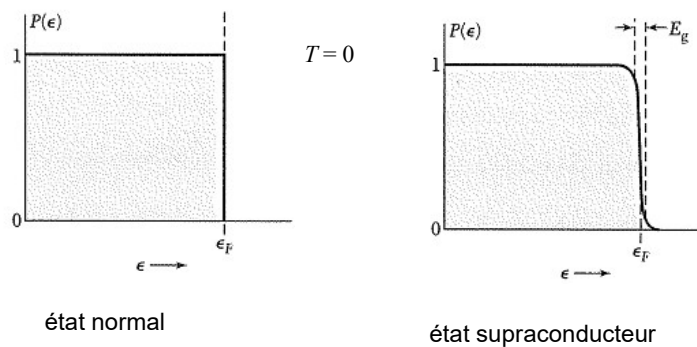
$$U D(\epsilon_F) \ll 1 : \quad T_c = 1.14 \theta \exp \left[ -\frac{1}{U D(\epsilon_F)} \right] \quad \theta = \text{température de Debye}$$



## Etat fondamental de BCS

L'état fondamental d'un gaz de Fermi d'électron sans interactions est juste la sphère de Fermi remplie. La théorie BCS montre qu'avec une attraction appropriée entre électrons, l'état fondamental est séparé par une énergie finie  $E_g$  de son état excité le plus bas. La caractéristique essentielle du niveau de BCS est le fait que les états sont occupés par paires. Ces paires d'électrons sont appelées paires de Cooper. Elles ont un spin nul et de nombreuses caractéristiques des bosons.

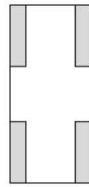
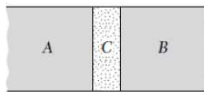
paires de Cooper :  $(\mathbf{k}\uparrow, -\mathbf{k}\downarrow) \rightarrow \text{spin} = 0 \text{ (boson)}$



## Effet tunnel pour une particule

Considérons deux métaux séparés par un isolant. L'isolant agit comme une barrière qui s'oppose au flux des électrons d'un métal à l'autre. Si la barrière est suffisamment fine (moins de 4 à 2 nm) il y a une certaine probabilité qu'un électron qui frappe la barrière la traverse passant ainsi d'un métal à l'autre: ceci est appelé effet tunnel.

Deux métaux, A et B  
séparés par un isolant C



(a)



(b)



(c)

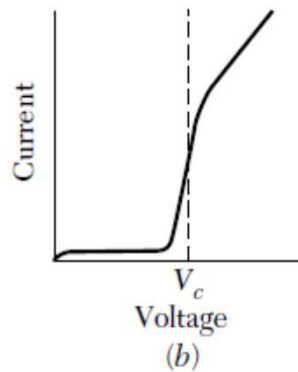
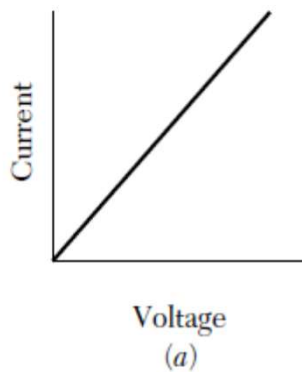


(d)

Al Sn  
 $T_c$  1.14K 3.72K

Préparation d'un sandwich Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Sn. a) Plaque de verre avec des contacts d'indium b) Bande d'aluminium large de 1 mm et épaisse de 100 à 300 nm déposée sur la plaque. C) la couche d'aluminium est oxydée pour former une couche Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> d'épaisseur 1 à 2 nm. d) un film d'étain a été déposé en travers du film d'aluminium

Quand les deux métaux sont des conducteurs normaux la relation courant-tension est ohmique (a). Si l'un des deux métaux est supraconducteur la caractéristique courant-tension (b) reste presque plate et démarre après des tensions supérieures à  $V_c = E_g/2e$ .

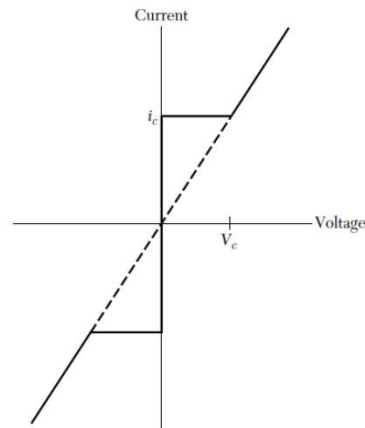


### Effet tunnel supraconducteur de Josephson

L'effet Josephson (l'apparition d'un courant de paires de Cooper non dissipatif entre deux électrodes supraconductrices séparées d'une barrière tunnel) est dû à une différence des phases entre deux condensats supraconducteurs  $\phi_1$  et  $\phi_2$  :

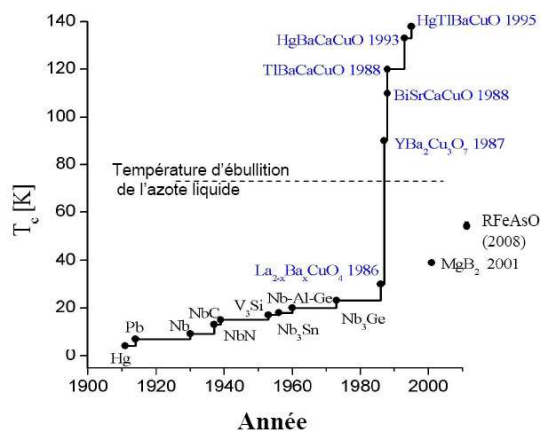
$$J = J_c \sin(\phi_1 - \phi_2).$$

Ce courant apparaît spontanément : il est non nul même si la différence des potentiels électriques entre les électrodes est nulle. Prédit en 1962, l'effet Josephson a été mis en évidence dans les jonctions planes formées de deux couches supraconductrices séparées d'une barrière solide.



### III. Les matériaux supraconducteurs

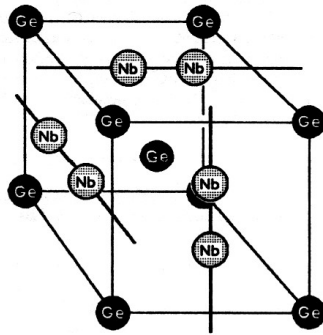
Les matériaux supraconducteurs sont souvent synthétisés artificiellement en laboratoire et qui ne peuvent pas être décrits avec la théorie « classique » BCS de la supraconductivité. L'origine de leur supraconductivité n'est en effet probablement pas la même que celle du plomb ou du mercure, en particulier ce qui permet à deux électrons de former une paire de Cooper.



Température critique de différents matériaux supraconducteurs, en fonction de l'année de leur découverte.

### Les alliages de niobium- germanium 1973 (23 K)

La découverte du  $\text{Nb}_3\text{Ge}$  datant de 1973 inspira les plus grands espoirs d'arriver à des températures critiques vraiment élevées. Cependant malgré tous les efforts de très nombreux chercheurs, cette température de 23 K ne sera dépassée que 13 ans plus tard, avec la découverte des céramiques.

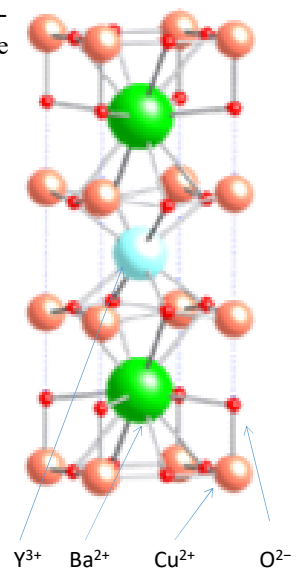


Les composés du groupe cristallographique désigné par A15 ont une maille cubique qui comporte des chaînes d'atomes de niobium ou de vanadium le long des faces des cubes.

### Les cuprates 1986 (135–138 K)

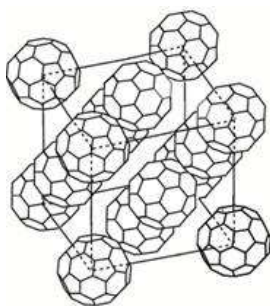
Les cuprates, découverts en 1986 par Georg Bednorz et Alex Müller. Ce sont, à l'heure actuelle, ceux qui présentent de la supraconductivité aux plus hautes températures, soit - 135°C ou 138 K. Ce sont les seuls matériaux qui sont supraconducteurs à la température de l'azote liquide

Les oxydes mixtes de baryum de cuivre et d'yttrium ou  $\text{YBaCuO}$  ou YBCO sont des composés chimiques cristallins de formule  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Ils sont particulièrement connus pour avoir été les premiers matériaux supraconducteurs à température supérieure à celle de l'azote liquide (77 K) et donc les premiers supraconducteurs dits « à haute température ».



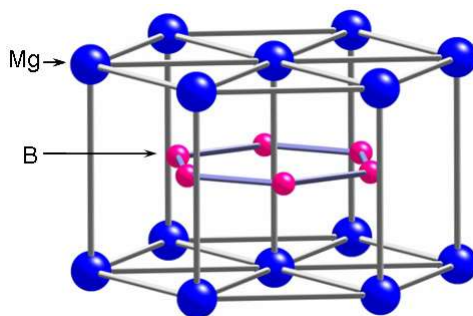
### Fullerènes 1991 (18–33 K)

Parmi les différents nouveaux matériaux qui présentent une supraconductivité à haute température, les composés de fullerènes occupent une place remarquable. Les fullerènes sont des agrégats moléculaires de carbone de forme creuse dont la plus simple et la plus symétrique est la molécule de C<sub>60</sub> formée en associant 20 hexagones et 12 pentagones, comme sur un ballon de football. Découverte en 1985 par Curl, Kroto et Smalley (Prix Nobel 1996), cette molécule de 0,7 nanomètres de diamètre a rapidement pu être produite en masse en vaporisant du graphite par un arc électrique. Isolées par chromatographie, ces molécules précipitent en une phase solide formée de cubes où les fullerènes occupent les coins et les centre de face.



### Le diborure de magnésium MgB<sub>2</sub> 2001 (39K)

En décembre 2000, l'équipe japonaise du Professeur Jun Akimitsu annonce dans le prestigieux journal Nature que le composé MgB<sub>2</sub> est supraconducteur jusqu'à la température de 40 K (soit -233°C). C'est une découverte surprenante : ce composé était connu depuis des dizaines d'années et disponible commercialement.

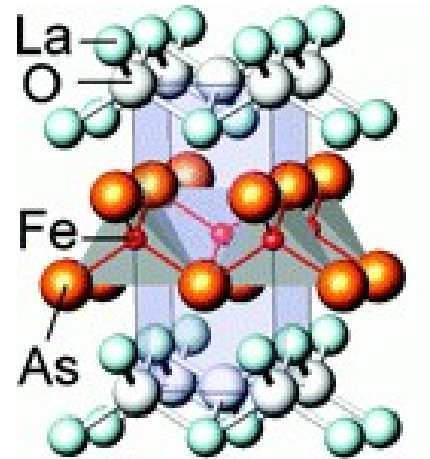


### Les pnictides 2006 (4–56 K)

La découverte, en 2008, par l'équipe du japonais Hideo Hosono au Tokyo Institute of Technology, de supraconductivité dans des composés à base de fer, les pnictures, à des températures presque aussi « élevées » que dans les cuprates,

Un pnicture est un composé chimique basé sur un élément de la famille des pnictogènes, c'est-à-dire un élément de la quinzième colonne du tableau de Mendeleïev (azote N, phosphore P, arsenic As, antimoine Sb, bismuth Bi, etc.).

Les pnictures à base de fer-arsenic forment une famille de matériaux supraconducteurs avec des températures critiques relativement élevées (jusqu'à 56 K)



## IV. Applications de la supraconductivité

Les supraconducteurs offrent des fonctions uniques ou des gains substantiels dans des domaines comme l'énergie électrique, les procédés industriels, le transport, les applications médicales, la physique.

Les densités de courant bien supérieures (facteur 10 à 100) dans les supraconducteurs par rapport au cuivre et l'absence de pertes Joule laissent entrevoir des bonds en avant dans les performances massiques et volumiques associées à des rendements exceptionnels.

Ces composants apportent aussi des fonctions nouvelles, comme le stockage d'énergie dans une bobine supraconductrice court-circuitée.

Cependant, les performances en courant de transport et les coûts restent insuffisants pour le développement des conducteurs à haute température critique.

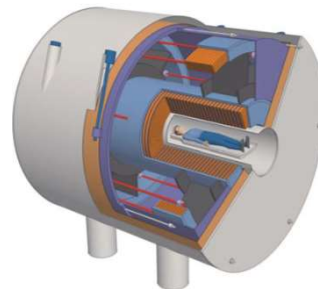
Les progrès sont pourtant constants avec des avancées récentes significatives, notamment autour des conducteurs de deuxième génération.

## Imagerie par résonance magnétique

L'IRM consiste à se servir des petits aimants que possèdent les noyaux des atomes du corps humain pour visualiser ce qui les entoure (le cerveau, les muscles...). Pour cela, il faut d'abord aligner ces aimants grâce à un champ magnétique dans lequel on place le patient. Plus grand est le champ, meilleure sera l'image. Pour produire ces champs, il faut faire passer un fort courant électrique dans une bobine de plusieurs milliers de tours de fil. Si on utilise des fils de métal, du cuivre par exemple, ils vont tellement s'échauffer qu'ils finiront par fondre. Voilà pourquoi dans toutes les IRM, la bobine est fabriquée avec du fil supraconducteur plongé dans un liquide très froid comme l'hélium.

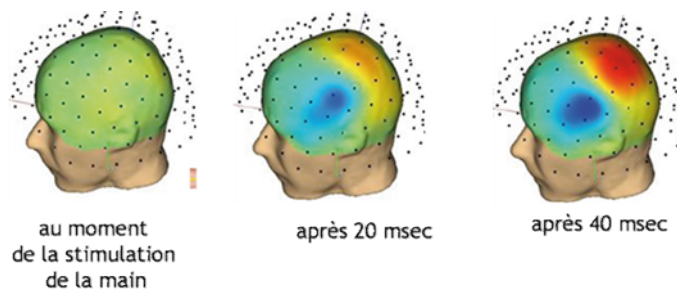
Il n'y a pas de résistance électrique, donc pas d'échauffement. De plus, une fois le champ magnétique créé, la bobine peut être refermée sur elle-même. Le courant (et donc le champ magnétique), continuera d'exister puisqu'il ne subit aucune résistance

Coupe longitudinale de l'aimant de 11,7 T et de l'assemblage du cryostat. Le bobinage est réalisé à partir de plusieurs milliers de kilomètres de fils en niobium-titane (NbTi) de l'ordre d'un millimètre de diamètre.



## la MEG (MagnétoEncéphaloGraphie)

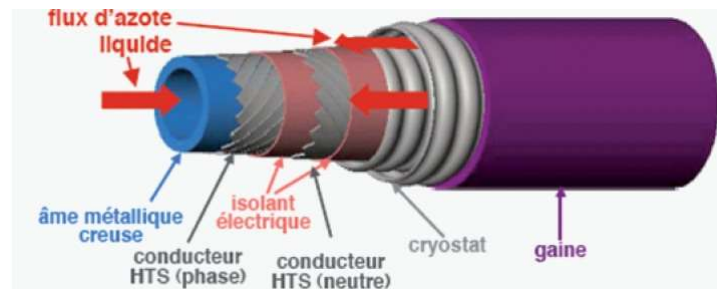
L'activité électrique du cerveau produit de très faibles champs électriques et magnétiques. À l'inverse des champs électriques, les flux magnétiques ne sont pas déformés par les milieux traversés comme la peau : il est donc plus facile d'identifier le lieu précis de l'activité cérébrale. Mais ces flux magnétiques produits par le cerveau sont extrêmement faibles, 10 milliards de fois plus petits que le champ magnétique terrestre, c'est à dire des picoteslas. Pourtant, il est possible de mesurer ces champs magnétiques grâce à la MEG (MagnétoEncéphaloGraphie).



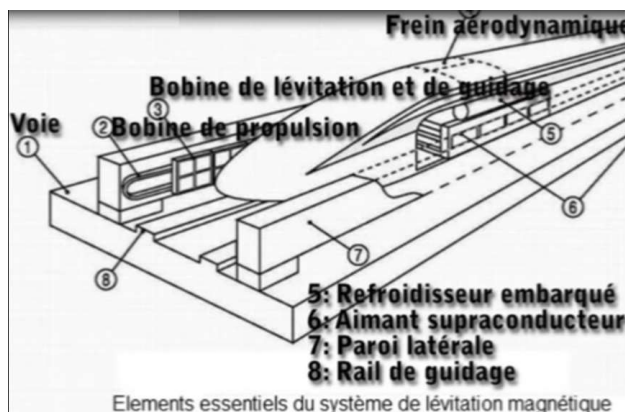


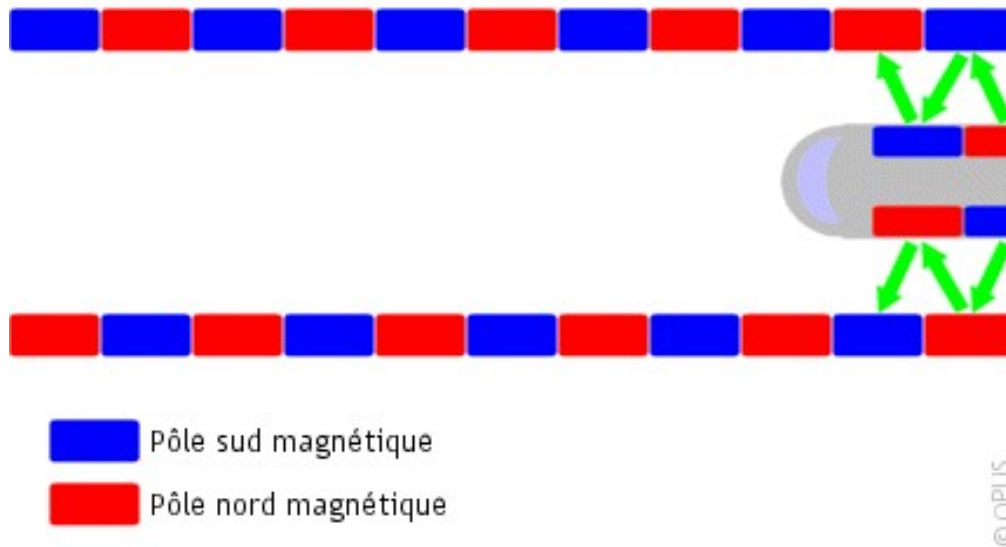
## Le transport de l'électricité

Une autre application intéressante des matériaux supraconducteurs est évidemment le transport de l'électricité. En effet, leur résistivité étant nulle, les supraconducteurs évitent la perte de courant par effet Joule (dissipation thermique). Ils permettent en outre de faire passer beaucoup plus de courant qu'une ligne classique, et ce dans un câble de section inférieure à celle des câbles conventionnels.



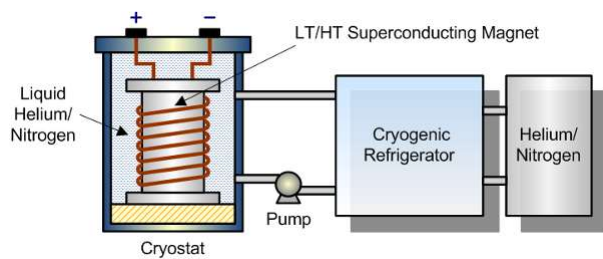
## Train à lévitation magnétique (MagLev)





### Stockage de l'énergie

SMES (Superconducting Magnet Energy Storage) et Flywheel sont donc deux solutions technologiques qui pourraient remplacer une batterie traditionnelle, bien que le maintien des températures cryogéniques soit énergivore.



Superconducting Magnet Energy Storage



NASA G2 flywheel

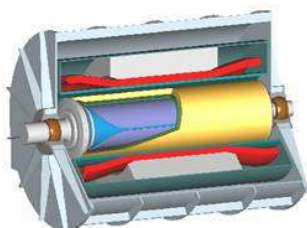
## Électrotechnique de puissance



Moteurs et génératrices plus compacts et efficaces



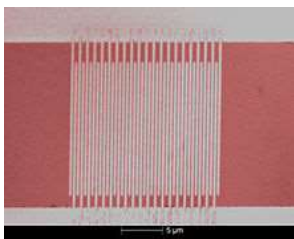
Régulateurs de tension



[www.amsuper.com](http://www.amsuper.com)

## Électronique

Les filtres les plus performants disponibles pour les antennes relais des téléphones portables utilisent des supraconducteurs ; des solutions commerciales [<http://www.suptech.com>] sont proposées aux opérateurs. D'autres systèmes électroniques permettent de protéger les circuits des surtensions, ou de construire les appareils détecteurs de lumière ultra-sensibles. La supraconductivité pourrait même être utilisée pour construire un ordinateur quantique, permettant le calcul massivement parallèle.



Détecteurs de lumière ultra-sensibles  
(1 photon à la fois)

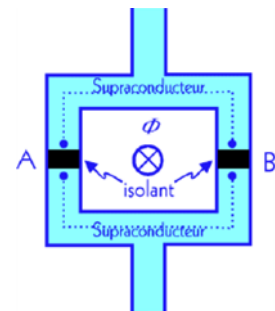
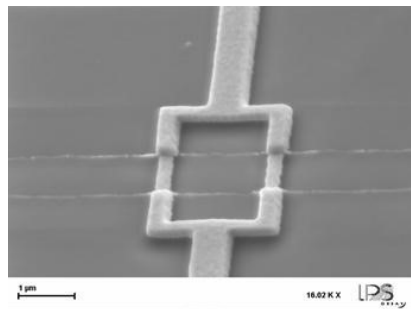


Filtres à haute performance pour les stations de base de la téléphonie cellulaire

### Détection de champs magnétiques très faibles

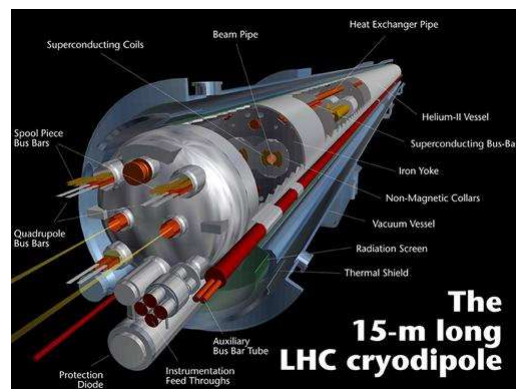
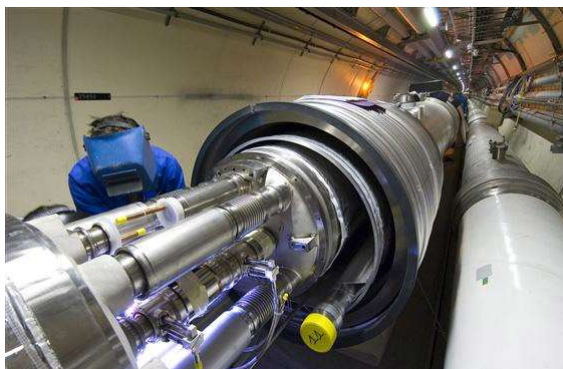
Le squid (« superconducting quantum interference device ») est un système électronique qui utilise un anneau supraconducteur dans lequel on a inséré une ou deux petites tranches isolantes (voir figure). Ce dispositif basé sur l'effet Josephson dans le sandwich supra-isolant-supra et sur la quantification du flux dans l'anneau le rend ultra-sensible à tout champ magnétique.

- Détection de mines ou de sous-marins
- Mesure de l'activité cérébrale
- contrôle de la qualité dans les dispositifs microélectroniques
- etc.



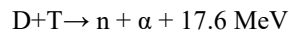
### le grand collisionneur LHC du CERN à Genève

La supraconductivité qui donne accès à des champs plus élevés et réduit la dissipation d'énergie dans les cavités RF et les aimants, permet de construire des accélérateurs plus puissants et plus compacts, et de les faire fonctionner plus économiquement. Ainsi, le grand collisionneur LHC du CERN à Genève utilise plusieurs milliers d'aimants supraconducteurs répartis sur les 27 km de la circonférence, qui produisent un champ magnétique quatre fois plus élevé que des électro-aimants classiques, avec une consommation d'électricité dix fois plus faible (en tenant compte de la puissance consommée par le système de réfrigération cryogénique).



### Confinement électromagnétique

Dans le but de réaliser la fusion thermonucléaire contrôlée : les tokamaks ou les stellarators sont des enceintes toriques à l'intérieur desquelles on confine des plasmas sous des pressions et à des températures considérables,



Confinement magnétique d'un plasma dans le tokamak supraconducteur coréen KSTAR. Porté à une température extrême, le plasma rayonne sous la forme d'un spectre invisible à l'œil nu. Nous voyons sur cette photo les zones périphériques du plasma, qui sont plus froides. Photo : KSTAR.

