

# Supraconducteurs à haute température critique : vingt ans après...

La supraconductivité à haute température critique est l'un des domaines qui a le plus ébranlé le monde de physique et de la chimie du solide. Portée par l'espoir d'applications spectaculaires, elle a aussi, et peut-être surtout, suscité des remises en cause fondamentales de théories sur lesquelles repose une partie de la Physique du Solide du 20ème siècle. Cet article décrit quelques expériences clefs, et les débats qu'elles suscitent à ce jour dans la communauté scientifique.

En 1986, G. Bednorz et K.A. Müller découvrent la supraconductivité d'un composé de formule chimique compliquée,  $Ba_xLa_{2-x}CuO_4$  à une température critique  $T_c$  inconcevable à l'époque : 30 K. Les recherches sur la supraconductivité connaissent un essor fulgurant. Les températures critiques montent très vite : dès 1987, le composé  $YBa_2Cu_3O_7$  est supraconducteur à 92 K. On se prend à rêver immédiatement aux applications : stockage illimité de l'énergie, train à lévitation magnétique, électronique supraconductrice supplantant l'électronique semiconductrice. Les nouveaux composés sont baptisés cuprates, car tous contiennent du cuivre et de l'oxygène ; ils détiennent aujourd'hui le record de la température critique, 136 K ( $HgBa_2Ca_2Cu_3O_{10}$ ).

Presque vingt ans après, nous mesurons mieux la « naïveté » d'espairs agités peut-être imprudemment. Nous sommes confrontés à des matériaux compliqués comprenant 4, 5 voire 6 éléments : la maîtrise de leur métallurgie, passage obligé pour structurer l'ensemble des propriétés physiques et pour déboucher sur des applications, est rien moins qu'aisée, en dépit des progrès accomplis. De plus, et c'est le point que nous souhaitons souligner ici, l'étude des cuprates a ébranlé deux paradigmes : la théorie microscopique de Bardeen, Cooper et Schrieffer (théorie BCS), qui décrivait très bien la supraconductivité des métaux et alliages simples, et surtout la théorie de Landau qui rendait compte

jusqu'à présent avec succès des propriétés des métaux (le liquide de Fermi, encadré 1).

Pour décrire les propriétés des cuprates, il est d'usage de mentionner en premier leur différence de structure cristallographique avec les métaux conventionnels. Les cuprates sont des composés en feuillets : des plans conducteurs dits  $CuO_2$ , où alternent cuivre et oxygène, sont insérés entre des plans dits « réservoirs » contenant les autres atomes. Leurs propriétés physiques reflètent cette anisotropie cristalline. Les modèles théoriques prennent comme point de départ les seuls plans  $CuO_2$ , mais les expériences ne prouvent pas que cet aspect bidimensionnel soit indispensable pour obtenir de hautes températures critiques.

Les cuprates ont une spécificité peut-être plus importante : la répulsion entre électrons, généralement négligeable dans un métal classique, joue un rôle très important. Pour obtenir un supraconducteur, on part d'un isolant antiferromagnétique qu'il faut « doper » (c'est-à-dire introduire des porteurs libres, encadré 1). Ce phénomène est décrit par un diagramme de phase (figure 1), qui montre les différents états possibles selon le dopage. Au-delà de la phase antiferromagnétique, qui disparaît rapidement avec le dopage, le matériau est supraconducteur à l'intérieur d'un « dôme » (en rouge sur la figure 1), qui est totalement ou partiellement accessible suivant les composés.

---

Article proposé par :

Nicole Bontemps, [nicole.bontemps@espci.fr](mailto:nicole.bontemps@espci.fr), Laboratoire de physique du solide, CNRS/ESPCI.

Charles Simon, [charles.simon@ensicaen.fr](mailto:charles.simon@ensicaen.fr), Laboratoire de cristallographie et sciences des matériaux (CRISMAT), CNRS/ENSICAEN.

Nous remercions nos collègues Arlette Trokner, Philippe Monod, Alain Pautrat, Raymond Frésard, Patrice Limelette et Anne-Marie Haghiri pour leurs critiques et suggestions constructives au cours de la rédaction de ce manuscrit.

**Encadré 1**

**Liquide Fermi et isolant de Mott dopé**

Dans un métal conventionnel, les électrons qui se déplacent librement se trouvent dans une bande d'énergie partiellement remplie (bande de conduction), au voisinage du niveau de Fermi (dernier niveau d'énergie rempli à  $T = 0$ ). Ces électrons se comportent comme s'ils formaient un gaz de particules indépendantes, ce qui est très surprenant compte tenu de la répulsion coulombienne. C'est Landau qui a proposé une solution à ce paradoxe en démontrant que les électrons en interaction pouvaient être représentés par un ensemble de « quasi-particules » qui présentent des propriétés analogues à celles des électrons libres. Le succès de cette description de liquide de Fermi en fait le paradigme central de la théorie des métaux.

Pour comprendre la complexité des cuprates, revenons à leur structure de base, à savoir les plans  $\text{CuO}_2$ . Pour un composé comme  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  (stoechiométrique), on a un électron par site de cuivre, porteur d'un spin  $1/2$ . Un calcul de théorie des bandes conduirait à une bande à demi-remplie, et donc le système devrait être métallique. Or il s'avère qu'il est isolant. En effet, déplacer une charge d'un site de cuivre sur le cuivre voisin coûte trop d'énergie : les deux charges sur le même site

exercent entre elles une répulsion électrostatique  $U$  (on parle de corrélations électroniques) telle que le système se stabilise en définitive dans une configuration avec une charge (et un spin  $1/2$ ) par site de cuivre. Cette situation est connue sous le nom d'isolant de Mott. L'état isolant présente un ordre antiferromagnétique de Néel, au dessous de  $T_N \approx 200\text{-}400$  K selon les composés.

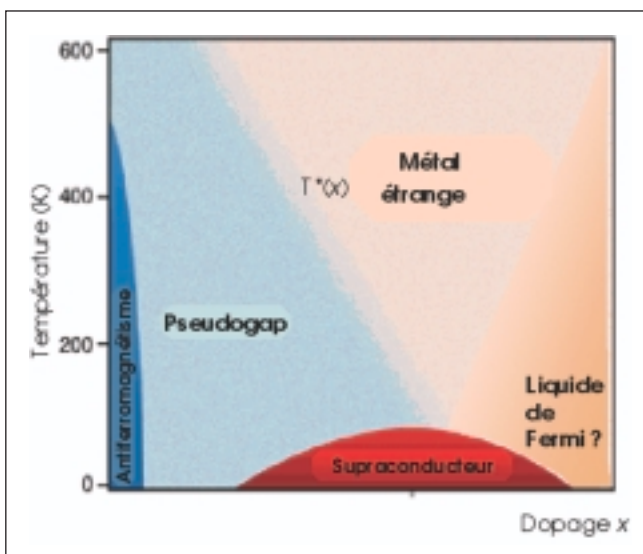
Pour que le composé puisse devenir conducteur, il faut le « doper ». On peut par exemple insérer dans la structure  $x$  atomes d'oxygène supplémentaires (cas de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ , ou remplacer du  $\text{La}^{3+}$  par du  $\text{Sr}^{2+}$  (cas de  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ) : ceci a pour effet de retirer des électrons du plan  $\text{CuO}_2$ , donc d'y introduire des charges positives (trous). Les trous peuvent passer d'un site à l'autre sans avoir à payer le prix de l'interaction répulsive.  $T_N$  est fortement affectée par ce dopage et la phase antiferromagnétique disparaît. Ce n'est qu'au-delà d'une concentration en porteurs de charge de l'ordre de 0.05 que le composé peut devenir métallique (et éventuellement supraconducteur, figure 1 du texte). Les cuprates peuvent être assimilés, dans leur état normal, à des isolants de Mott dopés.

Le régime est dit sous-dopé ou sur-dopé selon que le dopage situe le composé en-deçà ou au-delà du dopage, dit optimal, où la température critique  $T_c$  est la plus élevée (sommet du dôme supraconducteur – figure 1). Dans l'état normal – au-dessus de  $T_c$ , les propriétés évoluent beaucoup avec le dopage, et ne sont pas celles d'un métal conventionnel, notamment dans les phases « pseudogap » (en-dessous de  $T^*(x)$ ) que nous présenterons par la suite et de « métal étrange » (au-delà de  $T^*(x)$ ), où l'on ne retrouve pas

les propriétés caractéristiques d'un liquide de Fermi. De l'avis général, le métal ne retrouve ce comportement classique qu'au-delà du dôme supraconducteur.

Nous décrirons des propriétés non conventionnelles de l'état supraconducteur, dont une qui remet en cause la théorie BCS. Puis nous présenterons des propriétés de l'état normal qui ne peuvent pas être décrites par un liquide de Fermi. Cette double remise en cause suscite des interrogations bien au-delà du problème des cuprates : la nature nous révèle-t-elle un degré de complexité insoupçonné ?

Nous décrirons enfin la phénoménologie des cuprates sous champ magnétique, qui nous a réservé quelques surprises.



**Figure 1** - Diagramme de phase typique des cuprates, reportant la température en fonction du dopage  $x$ . Au-dessus du dôme, dans l'ensemble du diagramme, la phase normale n'est pas celle d'un métal classique.

**État supraconducteur BCS ?**

Au-dessous de la température critique d'une transition de phase, un nouvel état de la matière s'instaure. Un exemple est le ferromagnétisme où tous les spins sont orientés parallèlement entre eux, définissant ainsi une aimantation (le paramètre d'ordre de la transition) uniforme dans l'espace. Il est néanmoins possible de forcer l'aimantation à changer d'orientation, mais cela ne peut se faire que sur une longueur caractéristique. Pour le cas de la supraconductivité, cette longueur sur laquelle le paramètre d'ordre – défini dans l'encadré 2 – peut varier est appelée longueur de cohérence  $\xi$ . Dans les supraconducteurs conventionnels,  $\xi$  est de l'ordre de quelques dizaines de nm, mais dans les plans  $\text{CuO}_2$  des cuprates,  $\xi \sim 2$  nm. Si le paramètre d'ordre peut varier sur des distances aussi courtes, l'état superfluide ne peut plus « ignorer » des perturbations locales, à l'échelle par exemple d'une distance inter-atomique.

## Encadré 2

### La supraconductivité, quelques rappels

La supraconductivité est un phénomène quantique macroscopique. ce qui est inhabituel puisqu'en général le recours à la Mécanique Quantique, qui décrit les électrons ou atomes par une fonction d'onde (état quantique), ne s'impose que lorsqu'on traite de quelques uns de ces objets. Dans les supraconducteurs, ce sont  $10^{23}$  électrons qui malgré la répulsion électrostatique, s'apparient deux à deux en « paires de Cooper » en formant un état singulet de spin (les électrons ont des spins opposés). Ces paires forment un état cohérent – quantique – unique, qui possède les propriétés d'un superfluide, au sens où aucune friction ne s'oppose au courant associé au déplacement de ces super-charges : la résistance est nulle (voir l'article sur les condensats d'atomes dans ce même volume). Cette fonction d'onde  $\psi = \psi_0 e^{i\phi}$  représentant un état collectif à l'échelle macroscopique est historiquement la première définition du paramètre d'ordre de l'état supraconducteur.

En 1957, une théorie microscopique élaborée par Bardeen, Cooper et Schrieffer (BCS) a expliqué de façon remarquable toutes les propriétés des supraconducteurs connus à cette date. Dans cette théorie, le mécanisme d'appariement résulte de l'interaction des électrons avec les vibrations des ions positifs du réseau cristallin (les phonons). A partir de l'état fondamental superfluide, on ne peut créer d'excitations (en brisant des paires de Cooper) qu'au delà d'une énergie minimale associée à une bande interdite : c'est le « gap supraconducteur »  $\Delta$ , qui, dans cette théorie, est le « vrai » paramètre d'ordre. Une différence essentielle avec le ferromagnétisme est que l'aimantation est représentée dans l'espace réel, alors que le paramètre d'ordre supraconducteur doit l'être dans l'espace des vecteurs d'onde  $\mathbf{k}$  (encore appelé espace réciproque). En théorie BCS, l'amplitude du gap est indépendante de  $\mathbf{k}$  : on parle de symétrie « s isotrope » (voir cercle noir dans la figure 2 du texte).

Les supraconducteurs les plus utilisés, dits de type II, expulsent le champ magnétique appliqué (diamagnétisme parfait) jusqu'à une valeur  $H_{c1}(T)$ , et au-delà, le champ pénètre partiellement sous forme de tubes de flux, jusqu'à un champ  $H_{c2}(T)$ . Au cœur de ces tubes, de diamètre  $\xi$  – la longueur de cohérence –, le composé est normal. Pour permettre au matériau qui entoure le tube de rester supraconducteur, l'expulsion du champ est assurée par des supra-courants qui tournent (d'où le nom de tourbillon ou vortex donné au tube). Chaque vortex porte un quantum de flux  $\phi_0 = \frac{h}{e}$  ( $h$  est la constante de Planck et  $e$  la charge de l'électron). Cette quantification du flux provient du fait que si l'on suit le contour fermé qui délimite la surface traversée par le champ, la phase du paramètre d'ordre doit revenir à sa valeur initiale après un tour complet, modulo  $n$  fois  $2\pi$ . Le flux magnétique enserré dans ce contour, associé à  $n = 0, 1, \dots, n \dots$ , est alors quantifié.

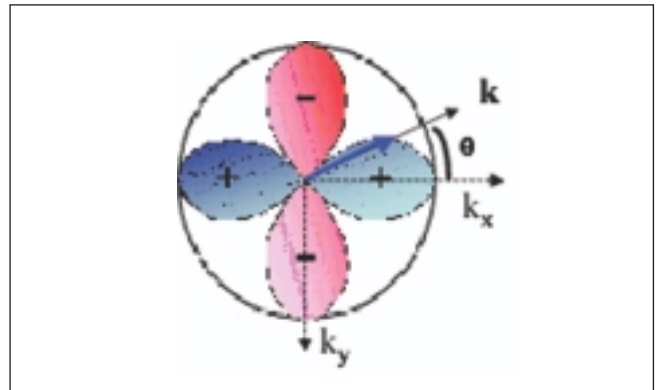
Les vortex s'ordonnent d'ordinaire en réseau triangulaire. Ils sont, en présence de courant, soumis à une force qui les met en mouvement, ce qui induit une dissipation. Il existe cependant des mécanismes susceptibles de bloquer ce mouvement des vortex (l'ancrage) et donc la dissipation. Au-delà d'un courant suffisamment élevé, dit critique, l'ancrage devient inopérant, et la dissipation réapparaît. Les applications des supraconducteurs (cas par exemple des bobines dans le domaine médical en Imagerie par Résonance Magnétique), sont presque toutes fondées sur l'utilisation d'un courant non dissipatif, qui doit donc rester inférieur à ce courant critique.

Les cuprates sont des supraconducteurs de type II ; l'existence des paires de Cooper dans un état singulet de spin est établie. Les caractéristiques courant-tension ont montré l'existence de courants critiques, preuve de l'ancrage des vortex.

Il en résulte de multiples possibilités d'affaiblissement de la supraconductivité, ce qui soulève des difficultés liées à la qualité des échantillons, dans l'interprétation des mesures.

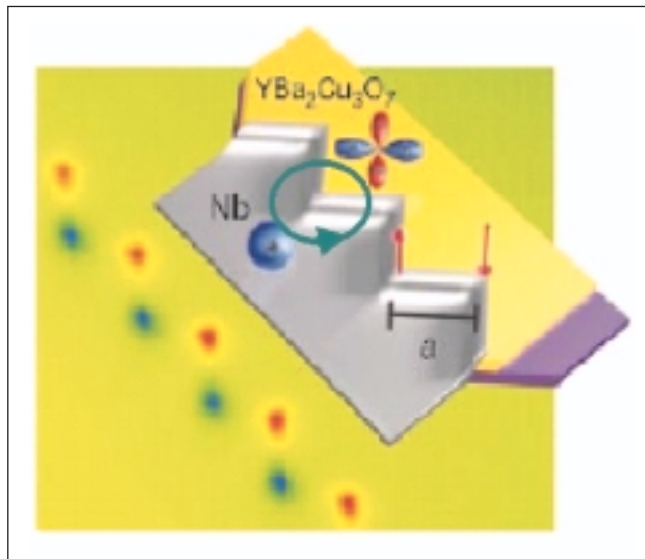
Deuxième différence majeure : à l'inverse du cas BCS, où l'amplitude du gap supraconducteur  $\Delta$  est uniforme dans l'espace des  $\mathbf{k}$ , dans les cuprates,  $\Delta$  ressemble à un trèfle à quatre feuilles (figure 2).

Les directions  $k_x$  et  $k_y$  correspondent dans l'espace réel aux côtés du carré du plan  $CuO_2$ . A  $0^\circ$ , l'amplitude est maximale (directions anti-nodales), à  $45^\circ$  (directions nodales) elle est nulle (le tout modulo  $\pi/2$ ). La phase change de  $\pi$  par rotation de  $90^\circ$  (du lobe bleu vers le lobe rouge, figure 2). C'est l'élément clef qui identifie cette symétrie particulière (appelée  $d_{x^2-y^2}$ , ou plus couramment « d »). De ce fait, si une jonction entre un supraconducteur conventionnel (s) et un cuprate (d) présente un angle de  $90^\circ$ , la phase le long d'une boucle (en bleu figure 3) entourant la jonction aura varié de  $\pi$ . Pour compenser ce déphasage, il



**Figure 2** - Gap de symétrie  $d$  (en trèfle) dans l'espace des  $\mathbf{k}$  :  $\Delta = \Delta_M(\mathbf{k}) \cos 2\theta$  en coordonnées polaires. La longueur de la flèche bleue est le module de  $\Delta_M(\mathbf{k})$  et  $\theta$  est l'angle par rapport aux directions anti-nodales. Les signes -, + représentent le changement de  $\pi$  de la phase de la fonction d'onde. Cercle noir : gap « s » isotrope dans l'espace des  $\mathbf{k}$ , cas BCS.

apparaît spontanément un courant supraconducteur, qui enserme alors un flux  $\phi_0/2$  : c'est la manifestation directe de la symétrie d. Cette expérience a été faite et refaite, sous différentes formes.



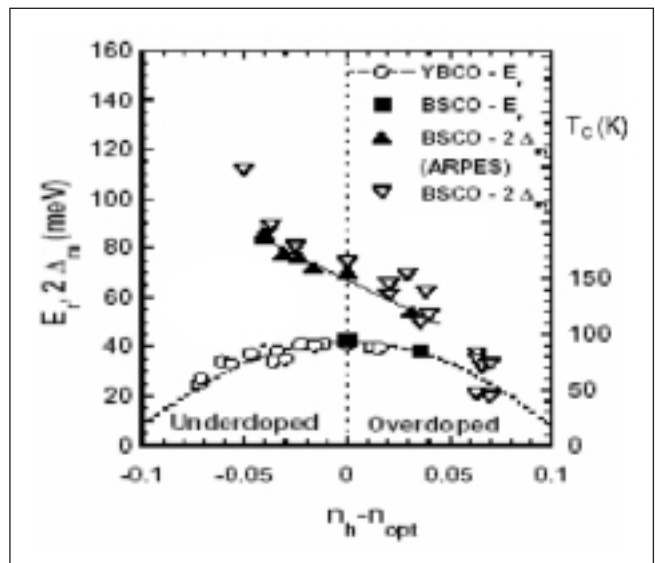
**Figure 3** - Demi-quanta de flux à l'interface  $YBa_2Cu_3O_7 / Nb$  dans une structure en marches d'escalier. En haut à droite, on voit les marches de largeur 40 nm, et les gaps  $d$  – symbolisé par le trèfle dans  $YBa_2Cu_3O_7$  – et  $s$  – cercle bleu du Nb. En bas et à gauche, les taches rouges et bleues indiquent des demi-quanta de flux d'orientations opposées. D'après H. Hilgenkamp et al, Nature, 422, 50 (2003).

Le contrôle de ces jonctions dites « jonctions  $\pi$  » sur lesquelles se positionne un demi-quantum de flux, est étonnant : on fabrique par des procédés lithographiques une série de jonctions  $Nb/Au/YBa_2Cu_3O_7$  en marches d'escalier telles qu'à chaque bord de marche apparaît une différence de phase de  $\pi$ . Il en résulte spontanément un réseau de demi-quanta de flux. C'est là, nous semble-t-il, une confirmation forte que la symétrie du gap supraconducteur dans les cuprates est bien de type d, et la communauté scientifique en est majoritairement convaincue.

Le mécanisme d'appariement n'en est pas pour autant identifié. Dans les supraconducteurs conventionnels, le couplage électron – phonon avait été démontré par des expériences cruciales : effet isotopique sur  $T_c$ , signature des phonons en effet tunnel. Ces expériences ne peuvent conclure dans les cuprates.

L'effet tunnel (entre autres mesures) révèle même une anomalie : rappelons que, dans un spectre de conductance tunnel à travers une barrière isolante, il apparaît un pic qui correspond à la valeur  $\Delta_m$  du gap maximum. Gap et température critique étant deux grandeurs associées à une même énergie : l'énergie de condensation, ces deux quantités devraient être proportionnelles. En théorie BCS (symétrie s), on a la relation exacte  $\Delta = 1.75k_B T_c$ , vérifiée de façon

remarquable dans les supraconducteurs classiques. En symétrie d, on attend  $\Delta = 2.14k_B T_c$ . Or l'expérience contredit cette corrélation : l'amplitude de ce « gap » tunnel varie de façon monotone avec le dopage alors que  $T_c$  passe par un maximum (figure 4). Cette observation surprenante est indissociable des propriétés de la phase normale, que nous allons à présent décrire.



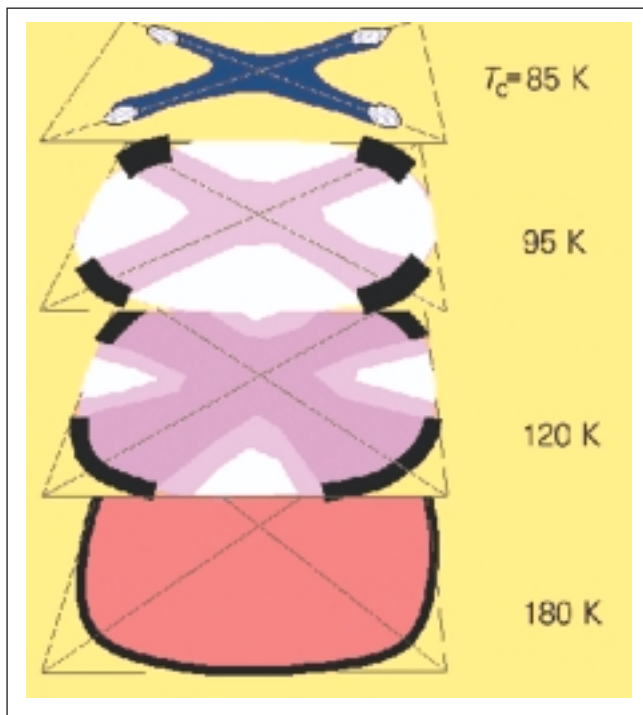
**Figure 4** - Valeur  $2\Delta_m$  repérée par effet tunnel à  $T \ll T_c$ , (triangles blancs), et par ARPES (triangles noirs, voir section suivante) en fonction du dopage (ici représenté par l'écart  $n_h - n_{opt}$  au dopage optimal  $n_{opt}$ ). Le dôme supraconducteur est montré en pointillés, rapporté à l'échelle de droite.  $E_r$  est l'énergie des excitations vues par neutrons (ronds blancs et carrés noirs, voir section suivante). On trouve expérimentalement  $E_r = 5.3k_B T_c$ . D'après Y. Sidis et al., Phys. Stat. Sol. C, 1, 1204 (2004).

### État normal : liquide de Fermi ?

Tout l'arsenal des techniques en physique des solides a été immédiatement mis en œuvre afin de déterminer si l'état normal ( $T > T_c$ , figure 1) est un liquide de Fermi. Une des conditions nécessaires est l'existence d'une surface de Fermi (encadré 1) : c'est la surface dans l'espace des vecteurs d'onde qui contient toutes les quasi-particules à  $T = 0$  K. Cette surface est délimitée par un vecteur d'onde  $k_F$ , qui correspond au niveau de Fermi, et c'est une nappe continue.

Les cuprates ont-ils une surface de Fermi ? Nous donnons ici comme exemple le résultat obtenu par la photoémission résolue en angle (en Anglais, ARPES). Cette technique expérimentale qui a connu un développement remarquable stimulé en grande partie par l'étude des cuprates, permet de remonter aux propriétés électroniques d'un solide dans l'espace des  $\mathbf{k}$  (moyennant certaines hypothèses raisonnables). Le principe est celui de l'effet photo-électrique (émission d'un électron sous l'effet de l'absorp-

tion d'un photon). On sait aujourd'hui analyser à la fois l'énergie et l'impulsion du photoélectron. De ce fait, on peut reconstituer les niveaux d'énergie du plan  $CuO_2$ , et leur dispersion dans l'espace  $k_x, k_y$  (ou  $k_r, k_\theta$ ), d'où la résolution en angle. L'ARPES a montré qu'à température élevée, on identifie une surface de Fermi continue (figure 5, 180 K). Mais, et c'est là un comportement totalement inattendu, au dessous d'une température  $T^*$ , qui dépend du dopage  $x$  (figure 1), cette surface de Fermi devient discontinue : tout d'abord les états électroniques disparaissent au voisinage du niveau de Fermi dans les directions dites anti-nodales. En d'autres termes un gap s'ouvre en énergie, puis quand la température s'abaisse, l'extension de ce gap s'accroît vers les directions nodales (figure 5), mais des arcs de la surface de Fermi subsistent jusqu'à  $T_c$  : c'est un « pseudogap, qui apparaît essentiellement en régime sous-dopé (figure 1) et, comme  $T^*(x)$ , augmente alors que  $T_c(x)$  diminue. On peut donc remarquer une analogie : le gap repéré par effet tunnel s'ouvre à  $T^*(x)$ , et il s'agit sans doute du pseudogap.



**Figure 5** - Surface de Fermi vue par ARPES (en trait noir épais, 180 K), dans l'espace des  $\mathbf{k}$  à 2 dimensions, d'un cuprate sous-dopé ( $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ ). Les diagonales du carré (en trait fin) sont les directions nodales. La surface de Fermi devient discontinue (120 K), les zones blanches représentent les régions où il n'y a plus de quasi-particules : un pseudogap s'ouvre, dont l'amplitude est symbolisée par la profondeur de l'échancrure blanche. A mesure que la température baisse (95 K), le pseudogap s'étend à la fois en direction du centre du carré (son amplitude augmente) et vers les directions nodales (les arcs résiduels de la surface de Fermi rétrécissent). A  $T_c$  (85 K), ces arcs se réduisent à un point, les nœuds du gap supraconducteur, qui est ouvert en tout autre point de l'espace des  $\mathbf{k}$ . D'après M. Norman et al, *Nature* 392, 157 (1998), P. Coleman, même volume p.134.

Ce pseudogap a été mis en évidence en fait pour la première fois par Résonance Magnétique Nucléaire. Il a été révélé ensuite par toutes les techniques spectroscopiques (Raman et infrarouge), les mesures thermodynamiques et de transport, la spectroscopie tunnel à balayage (en Anglais STM). Il se manifeste à la fois dans les expériences qui sondent les propriétés des spins et celles qui sondent les propriétés des charges.

Pour ajouter un peu à la complexité, en diffusion inélastique de neutrons, qui sonde les propriétés de spins et du réseau cristallin (mais pas directement de charges), on observe une excitation antiferromagnétique dont l'énergie, elle, varie proportionnellement à la température critique (figure 4). Ceci suggère fortement que les excitations du système sont des modes complexes qui impliquent les charges, les spins et le réseau cristallin.

On ignore aujourd'hui l'origine microscopique du pseudogap et on ne sait donc pas si la ligne  $T^*(x)$  (diagramme de phase, figure 1) signale une vraie transition de phase ou un changement de régime progressif à partir du « métal étrange ». Bien entendu, les propositions ne manquent pas pour expliquer la nature du pseudogap. On peut tenter de les classer sans vraiment les épuiser : le pseudogap émanerait d'une phase désordonnée de paires de Cooper préformées – sans que le système soit pour autant supraconducteur – en raison des fluctuations de la phase. Il pourrait, aussi être un état désordonné de spin. Dans ce cas la ligne  $T^*(x)$  serait une ligne de changement de régime venant se raccorder au dôme supraconducteur.

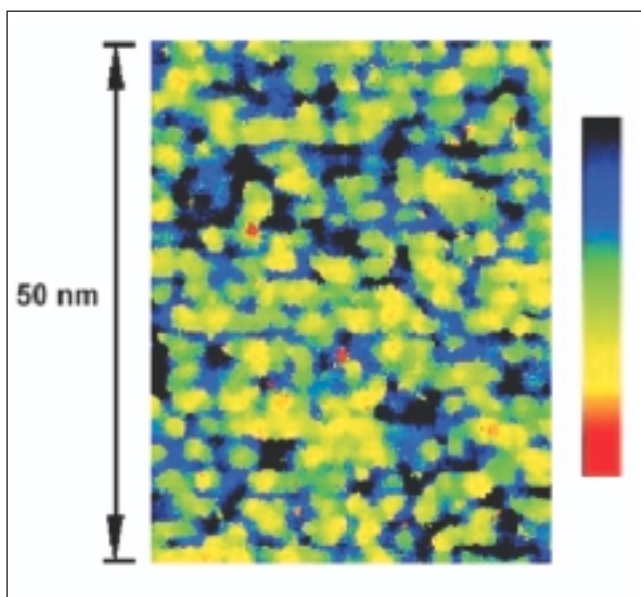
D'autres scénarios proposent que le pseudogap soit une phase ordonnée : par exemple ordre antiferromagnétique ou – ordre très exotique – courants circulant dans chaque cellule unitaire du plan  $CuO_2$ .  $T^*(x)$  est alors une ligne de transition de phase. Elle se termine à  $T = 0$  pour une valeur critique  $x_c$ , en un point appelé point critique quantique : ceci signifie qu'il y aurait une transition de phase à température nulle entre une phase ordonnée (pseudogap), et une phase désordonnée (le liquide de Fermi). Ce point critique quantique est caché sous le dôme supraconducteur (figures 1 et 4). Dans ce scénario, les propriétés « étranges » au voisinage du dopage optimal découlent de l'existence de ce point critique quantique, ainsi que le retour graduel à un comportement de type liquide de Fermi à dopage élevé.

Nous verrons plus loin que la réalité est peut-être encore plus complexe. En tout état de cause, le concept même de liquide de Fermi, où les excitations sont purement électroniques, est remis en cause, et ceci est une véritable révolution...

## Supraconductivité homogène ou séparation de phase ?

Abordons à présent une question mise à l'ordre du jour de façon spectaculaire à partir de 2001 par des expériences de STM sur  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ , en particulier en régime sous-dopé.

Première surprise, ces expériences suggèrent une forte hétérogénéité de la densité d'états électronique à l'échelle nanométrique. Le spectre en énergie de conductance tunnel présente un pic (en fait plus ou moins prononcé) pour la valeur  $\Delta_M$  du gap (ou pseudogap ?). Or ces expériences récentes révèlent, au sein d'un même échantillon à  $T \ll T_c$ , toute une distribution de « gaps », associés à des pics plus ou moins larges selon l'endroit qui est sondé. En attribuant à chaque valeur du maximum une couleur, on peut dresser une carte de l'échantillon comme celle représentée figure 6.



**Figure 6** - Visualisation dans l'espace réel de différents domaines – en adoptant une échelle dégradée de couleurs – ceux où le pic est bien défini (25 meV, en rouge), ceux où ce gap passe s'élargit (45 meV, en vert) jusqu'à ceux dont la conductance tunnel est représentative de la phase pseudogap (70 meV, en noir) dans  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$  sous-dopé. Avec la permission de J.C. Davis, Université Cornell, New-York.

Dans les parties noires, les spectres ressemblent à ceux qui avaient été observés antérieurement au-dessus de  $T_c$  dans la phase pseudogap. On est donc tenté de conclure que la phase pseudogap est présente à toute température, mais de façon très hétérogène, et prédominante dans les échantillons les plus sous-dopés. Deuxième surprise, la densité électronique y est modulée suivant les liaisons Cu—O, avec un vecteur d'onde bien défini : c'est ce qu'on appelle un ordre de charge. Si certains physiciens en concluent que les cuprates se structurent spontanément en nanodomains d'un « état pseudogap » et d'un état supraconducteur, d'autres estiment qu'il reste à confirmer que ces mesures STM révèlent une propriété intrinsèque des cuprates et pertinente pour leur physique.

L'idée d'une séparation de phase n'est pas totalement nouvelle. Pour décrire la phase normale des cuprates, un modèle de rubans alternativement conducteurs ou isolants a été proposé : certaines expériences de STM et de diffusion de neutrons sont interprétées dans ce sens. Ce phénomène a

été d'ailleurs observé dans d'autres matériaux où les électrons sont fortement corrélés (les manganites, dont les éléments clefs sont le manganèse et l'oxygène).

## Et les vortex ?

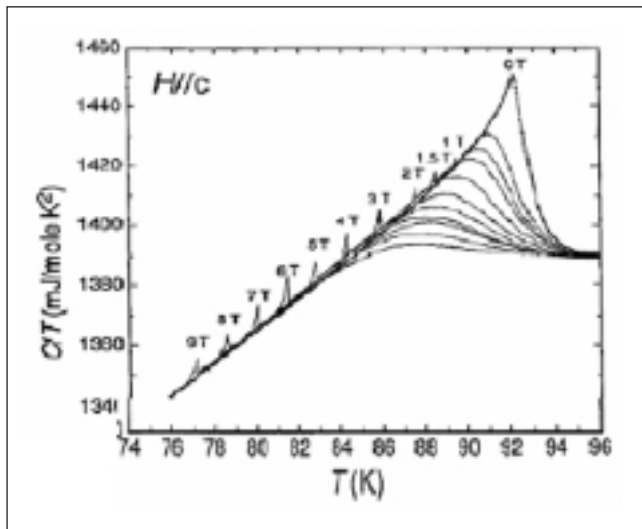
La question qui peut se poser est de savoir si les spécificités des cuprates (courte longueur de cohérence, symétrie du paramètre d'ordre) se traduisent par des propriétés non conventionnelles des vortex. Il faut aussi compter avec l'anisotropie, qui induit certaines propriétés originales sous champ magnétique.

La très courte longueur de cohérence joue un rôle important, car elle contribue, par exemple dans  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$  près de  $H_{c2}$ , à l'existence d'un régime de fluctuations, où l'amplitude et la phase de la fonction d'onde fluctuent en même temps et de façon très anisotrope : ce régime, bien établi dans une zone de largeur environ 5 K autour de  $H_{c2}$  (voir encadré 2). En règle générale néanmoins, les observations confirment que le réseau de vortex est triangulaire donc classique jusqu'à des champs typiquement de 6 T. Néanmoins des mesures récentes effectuées en 2004 par diffraction de neutrons au-dessus de 11 T dans des cristaux d' $YBaCuO$  ont montré l'existence d'un réseau carré, ce qui soulève effectivement la question liée à la symétrie d'ordre 4 du paramètre d'ordre.

Venons en à l'ancrage des vortex (encadré 2), élément essentiel pour le transport du courant. La réponse des vortex à l'application d'un courant, les valeurs absolues de courant critique sont semblables dans les cuprates et les supraconducteurs conventionnels. Les modèles classiques, par exemple d'ancrage de surface, s'appliquent très bien. Bien entendu, comme dans tout supraconducteur, les courants critiques des cuprates diminuent quand le champ et/ou la température augmentent.

Une observation qui a fait néanmoins couler beaucoup d'encre est l'existence d'une transition de phase sous champ magnétique, inconnue dans les supraconducteurs conventionnels. Cette transition se manifeste notamment dans la mesure de la chaleur spécifique par une série de petits pics étroits (figure 7). Ce sont des pics de chaleur latente, signature d'une transition du premier ordre. Cette transition, repérée au départ par un saut d'aimantation, a suscité un long débat. Une possibilité largement discutée est qu'il s'agisse de la fusion du réseau de vortex. Le débat reste ouvert, l'expérience cruciale de diffusion de neutrons, qui montrerait l'apparition d'un « anneau liquide » à la place des taches de diffraction associées au réseau de vortex, n'ayant pas pu conclure à ce jour.

De façon pratique, les cuprates peuvent être utilisés à haute température (jusqu'à la température de l'azote liquide 77 K) et surtout à haut champ magnétique (50 T peut-être au lieu de 20 T). Cela en fait des matériaux très intéressants, même si, entre autres problèmes, la mise en forme de multigrains (pour augmenter leur surface spécifique et donc le



**Figure 7** - Chaleur spécifique de  $YBa_2Cu_3O_7$  en champ magnétique croissant (0 à 9 T). Le grand pic, qui s'aplanit progressivement, signale la transition vers l'état supraconducteur. Les petits pics fins montrent la transition du premier ordre. D'après A. Schilling et al. PRL 78, 4833 (1997).

courant critique par unité de volume) reste, en grande partie, à mettre au point aujourd'hui.

### En guise de conclusion

La supraconductivité à haute température critique, en relançant les études sur les supraconducteurs et leurs applications, a stimulé les techniques expérimentales en poussant les expériences à leurs limites. Elle a suscité des remises en cause fondamentales que nous avons évoquées. Elle a contribué au rapprochement des physiciens et des chimistes dans leur réflexion sur les structures électroniques des nouveaux matériaux. Nous, physiciens des solides, avons été formés à une description « classique » de liquide de Fermi dont les excitations de base sont des quasi-particules électroniques décrites dans l'espace des vecteurs d'ondes, et de phases stables et homogènes dans l'espace réel. C'est une vision nouvelle qui se fait jour, avec des excitations peut-être situées dans l'espace réel et des phases en compétition, ouvrant une voie vers une physique, et peut-être à des applications, que nous commençons tout juste à entrevoir.

### Pour en savoir plus

- RODITCHEV (D.), « Images de la Physique », *Volume*, 2002, 73.
- KLEIN (T.), VAN DER BEEK (K.), « Images de la Physique », *Volume*, 2001-2002, 71.
- NORMAN (M.R.), PÉPIN (C.), « Rep. Prog. Phys », 66, 2003, 1547.
- ORENSTEIN (J.), MILLIS (A.J.), « Science », 288, 2000, 468.