Oxydes de cuivre supraconducteurs

Un record et toujours un mystère

Philippe Bourges (philippe.bourges@cea.fr) et **Yvan Sidis** (yvan.sidis@cea.fr)
Laboratoire Léon Brillouin, UMR 12 CEA-CNRS, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

Alors que la supraconductivité atteint, en termes de température critique, des sommets largement supérieurs à la température d'ébullition de l'azote, le mécanisme de la supraconduction des matériaux à base d'oxydes de cuivre reste un mystère, vingt-cinq ans après leur découverte.

Leur structure bidimensionnelle et la présence de fortes corrélations électroniques sont les indices d'une supraconductivité non conventionnelle.

La clé pourrait se cacher dans la nature inattendue de l'état métallique préfigurant cette supraconductivité.

La supraconductivité à haute température critique (SHTC) des oxydes de cuivre a été découverte en 1986 dans le composé $(\text{La,Ba})_2\text{CuO}_4$. Puis, rapidement, de nombreux autres supraconducteurs de la même famille ont été trouvés (voir tableau ci-dessous et figure 1). En quelques années, on a atteint une température critique T_c de 135 K à pression atmosphérique dans le composé $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$, avec un record à 160 K en appliquant une pression d'une dizaine de GPa sur ce même système. Ces températures dépassent largement la température d'ébullition de l'azote, qui peut être obtenue industriellement, ce qui laisse ainsi présager un grand champ d'applications potentielles. On se heurte cependant à une incompréhension de l'origine de la supra-

conductivité dans ces matériaux. Il est clair que la SHTC, caractérisée par une symétrie anisotrope du *gap* supraconducteur, est non conventionnelle. Cela suggère un mécanisme plus exotique qu'un couplage des électrons avec le réseau cristallin, qui est l'origine classique de la supraconductivité [1].

Quelques propriétés des principaux cuprates supraconducteurs sont données dans le tableau. Il n'est pas possible ici de présenter un inventaire exhaustif des expériences et théories sur ces matériaux. D'autres revues [2,3] ont mis en avant des aspects différents de ceux que nous allons privilégier ici. Nous nous contenterons principalement de présenter les points qui dominent encore le débat après vingt-cinq années de recherches intenses.

Quelques propriétés des principaux cuprates supraconducteurs

Matériau	Date de découverte	T_c (K)	Type de porteurs
$(\text{La,Sr})_2\text{CuO}_4$	1986	38 (46 sous pression)	p (trous)
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	1987	92	p
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4}$	1988	93 (n = 2), 110 (n = 3)	p
$\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$	1988	122	p
$\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$	1993	135 (160 sous pression)	p
$(\text{Nd}_{1,85}\text{Ce}_{0,15})\text{CuO}_4$	1989	24	n (électrons)

Synthèse du supraconducteur à haute température critique $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ en couches minces dans un évaporateur multisource.

Une structure bidimensionnelle : le plan CuO_2

Les oxydes de cuivre supraconducteurs à haute température critique possèdent tous une structure cristalline lamellaire, caractérisée par un empilement dans la direction c d'un ou plusieurs plans CuO_2 (fig. 1). Ces plans peuvent être représentés comme pavés de plaquettes carrées, avec un ion Cu^{2+} sur chaque coin et un ion O^{2-} au milieu de chaque côté (fig. 2). La plaquette CuO_2 est la brique élémentaire de ces systèmes, on pense qu'elle définit toutes les propriétés remarquables des SHTC. La forte hybridation des orbitales $3d_{x^2-y^2}$ du cuivre et $2p_{\sigma}$ des oxygènes (fig. 2) joue un rôle important au niveau de la structure

électronique et ouvre la possibilité d'une physique originale. À cela s'ajoutent de très fortes répulsions coulombiennes entre électrons $3d$ [3].

Un diagramme de phase complexe

Les plans CuO_2 sont séparés par d'autres couches atomiques jouant le rôle de réservoirs de charges. Lorsque l'on procède à une substitution cationique (remplacement d'atomes de lanthane par du strontium dans La_2CuO_4 , par exemple) ou à une augmentation de la teneur en oxygène (dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, par exemple), des électrons sont transférés des plans CuO_2 vers les plans réservoirs (fig. 1d). On crée ainsi des lacunes électroniques dans les plans CuO_2 :

on parle de dopage en *trous*. Bien qu'il soit également possible d'effectuer un dopage en électrons, les composés dopés en trous ont été les plus étudiés. Ils présentent les plus hautes températures critiques, ainsi qu'un diagramme de phase complexe (fig. 3) dont la phase supraconductrice n'est pas nécessairement la plus originale.

À dopage nul, un seul électron est présent sur l'orbitale $3d_{x^2-y^2}$ de l'ion Cu^{2+} (configuration $3d^9$). La répulsion coulombienne est si forte qu'il lui est interdit de se déplacer sur un site de cuivre voisin. Le matériau est donc isolant. Les électrons peuvent toutefois réaliser des excursions virtuelles sur les sites voisins, ce qui engendre une très forte interaction d'échange antiferromagnétique, $J \sim 1500$ K, entre les *spins* des

»»»

1. Structure cristalline de quelques cuprates supraconducteurs.

- (a) $(\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x)_2\text{CuO}_4$, empilement de plans CuO_2 -(La,Sr)O-(La,Sr)O- CuO_2 -(La,Sr)O-(La,Sr)O...
 (b) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, empilement de plans CuO_x -BaO- CuO_2 -Y- CuO_2 -BaO... Les plans CuO_x sont les réservoirs de charge. La figure représente le cas $x = 1$.
 (c) $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$. Les composés au thallium et au bismuth appartiennent à la même famille.
 (d) Structure schématique : le dopage s'effectue par un transfert de charges entre les plans CuO_2 et les autres plans constituant le reste de la structure.

2. Hybridation des orbitales

$3d_{x^2-y^2}$ du cuivre (en vert) et $2p_{\sigma}$ de l'oxygène (en bleu) dans une plaquette CuO_2 .

3. Diagramme de phase schématisé des cuprates supraconducteurs dopés en trous (voir texte pour une description des différents régimes). On distingue habituellement deux régimes de part et d'autre du dopage optimal : le régime surdopé pour lequel T_c diminue avec le dopage, et le régime sous-dopé où T_c augmente avec le dopage. AF : phase antiferromagnétique ; SC : phase supraconductrice ; IC : phase magnétique incommensurable (onde de densité de spin).

4. Densité d'états électroniques du composé supraconducteur $\text{Bi}_2\text{Ca}_2\text{SrCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ($T_c = 82 \text{ K}$), en fonction de l'énergie et de la température, obtenue à partir de mesures d'effet tunnel sur une jonction supra/isolant/supra. En dessous de T_c , on observe une densité d'états avec un *gap* et des pics de cohérence, caractéristique de l'état BCS (voir dans la ref. [1], p. 10, la figure c de l'encadré 2). On observe également une perte de densité d'états au niveau de Fermi ($V = 0$) pour $T_c < T < T^*$ dans l'état normal (mais sans pics de cohérence) : ceci traduit l'ouverture du pseudo-*gap* [adapté de R.M. Distasul et al., *J. Phys. Soc. Japan* **71** (2002) 1535].

>>>

ions cuivre. En dessous d'une température de Néel $T_N \sim 400 \text{ K}$, le système développe un état antiferromagnétique (AF, figs. 3 et 6a).

Au fur et à mesure que les plans CuO_2 sont dopés en trous, les électrons peuvent se mouvoir davantage. L'ordre antiferromagnétique à longue portée est rapidement détruit : pour un taux de dopage en trous de 3% par atome de cuivre, l'ordre a totalement disparu (fig. 3). Au-delà de 5% de trous/Cu, le système devient métallique et supraconducteur.

On distingue deux régimes, caractérisés principalement par les propriétés de l'état métallique au-dessus de T_c . À faible dopage (régime *sous-dopé* dans la figure 3), les matériaux se comportent comme de très mauvais métaux, dont les propriétés électroniques ne correspondent pas à celles observées dans les métaux ordinaires, décrits par la théorie de Landau des « liquides de Fermi ». À fort dopage, dans le régime *surdopé*, un comportement métallique plus conforme à celui prédit par cette théorie est progressivement restauré. Les propriétés exotiques des oxydes de cuivre supraconducteurs se développent donc entre deux limites, celle d'un cristal d'électrons dopé (isolant AF) et celle d'un liquide d'électrons (liquide de Fermi). Entre les deux, un régime dit de « métal étrange » s'établit, caractérisé par une résistivité croissant linéairement avec la température sur une très large gamme.

Une supraconductivité anisotrope

En fonction du dopage, T_c décrit un dôme, avec un maximum pour le dopage dit *optimal* correspondant à 16% de trous / Cu (fig. 3). D'un point de vue macroscopique, la SHTC dans les oxydes de cuivre ne semble pas différente de la supraconductivité conventionnelle, avec la formation d'un état cohérent de paires d'électrons dans un état singulet. Cela signifie que leurs *spins* sont opposés, et que la partie orbitale de la paire de Cooper est symétrique, afin que la paire satisfasse le principe d'antisymétrie lors d'un échange des électrons [4]. Si, de plus, l'attraction entre électrons est uniforme, on a un *gap* Δ isotrope, c'est-à-dire indépendant de la direction de propagation des électrons – on parle de *symétrie s* [4].

Dans les oxydes de cuivre supraconducteurs, le formalisme de la théorie BCS est tout aussi applicable, avec la formation d'un *gap* supraconducteur qui doit s'annuler à T_c . Mais ici, l'amplitude du *gap* dépend de la direction du vecteur d'onde $\mathbf{k}$ de propagation des électrons. On a alors un *gap* $\Delta_{\mathbf{k}}$ anisotrope, dont il est maintenant clairement établi qu'il est de *symétrie* $d_{x^2-y^2}$ (fig. 5b) : le *gap* est maximal dans la direction des liaisons Cu-O-Cu et nul dans la direction diagonale, « nodale », où il change de signe. Ceci implique que le potentiel d'attraction V entre électrons n'est pas isotrope.

De plus, parce que la vitesse de Fermi (c'est-à-dire le nombre de trous) est faible et le *gap* élevé, la longueur de cohérence supraconductrice est extrêmement réduite, $\xi \sim 20 \text{ Å}$ dans les plans CuO_2 et $\sim 5 \text{ Å}$ dans la direction perpendiculaire, à comparer avec $\xi \sim 1000 \text{ Å}$ dans les supraconducteurs classiques. L'anisotropie de ξ dans les cuprates confirme que la supraconductivité siège dans les plans CuO_2 .

Un état mystérieux : la phase à pseudo-*gap*

Un des mystères persistants des oxydes de cuivre supraconducteurs est l'existence d'une phase dite de « pseudo-*gap* » (figs. 3 et 4). Dans les supraconducteurs classiques, la supraconductivité se développe à partir d'un état métallique avec une densité d'états électronique constante, indépendante du vecteur d'onde $\mathbf{k}$ au niveau de Fermi. Dans les oxydes de cuivre, de nombreuses propriétés physiques indiquent une réduction progressive du poids spectral des états électroniques au niveau de Fermi lorsque la température diminue dans l'état non supraconducteur. En effet, les mesures macroscopiques thermodynamiques ou de transport électrique présentent des anomalies en dessous d'une température T^* plus grande que T_c . Aussi, il est connu depuis 1989 que la susceptibilité magnétique uniforme déterminée par des

5. Surface de Fermi des cuprates supraconducteurs. Les intégrales de transfert étant très faibles dans la direction c , la surface de Fermi est pratiquement cylindrique : elle peut donc être représentée par des courbes dans l'espace réciproque 2D des plans CuO_2 .

a) Surface de Fermi bidimensionnelle dans l'état normal pour $T > T^*$.

b) Ouverture du *gap* supraconducteur (entre les courbes vertes et violettes) de symétrie « d » au niveau de Fermi, pour $T < T_c$. La largeur du *gap* est maximum dans les directions x et y , et nulle dans les directions diagonales.

c) « Arcs de Fermi » (en noir) caractérisant la phase de pseudo-*gap*, pour $T_c < T < T^*$.

mesures de résonance magnétique nucléaire (RMN) ne se comporte pas de manière ordinaire (comme une susceptibilité de Pauli), mais diminue au fur et à mesure que l'on réduit la température [5]. Cela suggère l'ouverture d'un minimum dans la densité d'états, ou « pseudo-*gap* », au niveau de Fermi dès l'état normal.

De leur côté, les différentes spectroscopies sensibles à la dépendance angulaire de la dynamique des électrons montrent toutes que la disparition des états excités de basse énergie a lieu de manière non uniforme [2, 6]. En effet, le pseudo-*gap* semble reproduire la symétrie du *gap* supraconducteur : il est lui aussi maximum dans les directions des liaisons Cu-O-Cu, et minimum suivant les directions nodales. À haute température, et dans le régime surdopé, on a une densité d'états constante, correspondant à une surface de Fermi « large » (fig. 5a). Par contre, si on diminue T en dessous de T^* dans le régime sous-dopé, les parties de la surface de Fermi autour des directions des liaisons Cu-O-Cu sont détruites suite à l'ouverture du pseudo-*gap*, laissant les seuls « arcs de Fermi » de la figure 5c. Le mystère s'épaissit lorsque l'on constate que le *gap* supraconducteur semble provenir sans discontinuité de ce pseudo-*gap* (fig. 4). L'ensemble des techniques généralement utilisées pour mesurer le *gap* supraconducteur, indique que pour la direction parallèle aux liaisons

Cu-O, sa largeur en énergie est la même que celle du pseudo-*gap*, et, comme celui-ci, décroît de façon monotone en fonction du dopage (de la même façon que T^* sur la figure 3). Pris au pied de la lettre, ce résultat surprend, car il semble briser la propriété fondamentale de la théorie BCS que le *gap* supraconducteur doit être proportionnel à T_c .

S'il est difficile de définir une seule température T^* à partir des anomalies des diverses propriétés physiques, chaque technique étant sensible au pseudo-*gap* de manière différente, toutes les mesures pointent vers un comportement pathologique du métal, à partir duquel la supraconductivité à haute température critique émerge. Une place spécifique est cependant prise par les expériences sensibles à la cohérence de phase supraconductrice, qui révèlent un *gap* supraconducteur plus en accord avec les attentes de la théorie BCS.

L'origine du pseudo-*gap* est donc matière à débat. Deux interprétations sont actuellement en compétition : un état précurseur à la supraconductivité, ou une phase ordonnée en concurrence avec l'état supraconducteur.

Des paires préformées...

Comme il a une symétrie similaire et la même amplitude que le *gap* supraconducteur, il est assez naturel de considérer que le pseudo-*gap* n'est en fait qu'un précurseur

de la supraconductivité. Une manière élégante de présenter ce scénario est de décomposer l'état supraconducteur en trois ingrédients : (i) des paires d'électrons, (ii) dans un état *singlet de spin*, (iii) condensées dans un même état. Il suffit de faire en sorte que ces phénomènes ne se produisent pas à la même température. Dans les théories de paires préformées, les paires d'électrons se forment en dessous de T^* , mais n'acquièrent une cohérence de phase qu'à T_c . Cependant, bien que très prometteuse, cette approche n'a pas rencontré de confirmation expérimentale spécifique, par exemple en sondant directement les paires préformées [7].

Des boucles de courant...

Une autre façon de comprendre le pseudo-*gap* est de l'associer à une phase ordonnée, concurrençant l'état supraconducteur, et caractérisée par un paramètre d'ordre « caché », caché dans le sens où il doit être difficile à déterminer expérimentalement. En effet, en dépit de l'énorme masse de données expérimentales recueillies depuis la découverte de ces matériaux, aucune indication franche d'une transition de phase à T^* n'a pu être mise au jour. Des modèles théoriques ont néanmoins été postulés pour expliquer ce possible nouvel état de la matière, tout en essayant de se conformer aux données expérimentales.

►►►

>>>

En particulier, une phase où des nanoboucles de courant circuleraient à l'intérieur de chaque maille élémentaire (fig. 6c) a été proposée par C.M. Varma [8]. Ce type de paramètre d'ordre implique une brisure de symétrie par renversement du temps, mais pas celle de la symétrie de translation du cristal. Cette phase a une signature dans des expériences de diffraction de neutrons, car ces boucles de courant génèrent des moments magnétiques orbitaux (fig. 6d). Des expériences de diffraction de neutrons polarisés au Laboratoire Léon Brillouin ont permis d'identifier un ordre magnétique associé au pseudo-gap [9]. Cet ordre magnétique nouveau, dont l'observation est maintenant généralisée dans trois familles distinctes de cuprates, possède la symétrie attendue de ces nanoboucles de courant, sans qu'il soit toutefois possible de prouver qu'il est uniquement lié à ces moments orbitaux.

Au carrefour de plusieurs instabilités ?

La difficulté de la compréhension théorique des cuprates supraconducteurs est de pouvoir décrire les fortes corrélations électroniques. Un élément essentiel est sans aucun doute la forte répulsion coulombienne sur le site du cuivre, qui rend compte de la phase antiferromagnétique à faible dopage. Comme dans d'autres oxydes d'éléments atomiques 3d, par exemple ceux de nickel ou de cobalt, la répulsion coulombienne peut également favoriser la

ségrégation spatiale des charges électroniques. Notamment, il est possible de gagner de l'énergie magnétique lorsque l'on forme dans les plans CuO_2 une distribution hétérogène de charges, sous forme de « rubans de charges » : des zones riches en porteurs de charges, formant des bandes, séparant des zones pauvres en porteurs de charges où l'ordre antiferromagnétique subsiste (fig. 6b). Il existe ainsi, dans les SHTC, une grande variété de phases d'ondes de densité de charges et/ou de spins, dans lesquelles la densité de charge et/ou de spin est modulée spatialement, avec une longueur d'onde incommensurable avec le réseau cristallin. Ces phases ne sont toutefois pas spécifiques aux cuprates.

Leur pertinence à expliquer les propriétés anormales de ces composés, dont la supraconductivité et le pseudo-gap, est toujours un sujet très âprement débattu. Dans les scénarios où les ondes de densité de spins/charges contrôlent les propriétés physiques, la phase à pseudo-gap représente dans le diagramme de phases (fig. 3) une zone de transition où les fluctuations de spins et/ou de charges deviennent prédominantes. Cependant, expérimentalement, ces ondes de densités sont particulièrement importantes autour d'un dopage de 1/8, ce qui ne correspond à aucune anomalie nette des propriétés du pseudo-gap. À l'opposé, si l'on est convaincu que la phase du pseudo-gap préfigure la supraconductivité d'une manière ou d'une autre, la tendance à former des modulations spatiales de charges n'est pas essentielle.

Une façon de réconcilier ces différents scénarios est de considérer que la physique des cuprates se situe au carrefour de plusieurs états électroniques, dont l'importance relative varie d'une famille de cuprates à une autre. Clairement, la supraconductivité est plus faible quand les ordres de charges sont forts. De son côté, la phase de pseudo-gap est mieux définie quand la supraconductivité est bien développée, et plus floue dans le cas contraire.

Quel mécanisme ?

Assez généralement, et bien qu'aucun consensus n'ait encore été atteint, un mécanisme d'origine purement électronique de la supraconductivité semble favorisé [10]. L'interaction entre les électrons et les vibrations du réseau cristallin (phonons), bien que présente et observée expérimentalement, est reléguée à un rôle secondaire.

Il a été établi très rapidement après la découverte de ces matériaux, que les interactions antiferromagnétiques maximales suivant les liens cuivre-oxygène, et ferromagnétiques sur la diagonale (fig. 6a), possèdent la symétrie requise pour obtenir un gap supraconducteur de symétrie d . La présence de fortes fluctuations dynamiques antiferromagnétiques mesurées, tant par RMN que par diffusion inélastique de neutrons (DIN), sur l'ensemble du diagramme de phase des cuprates, a fortement justifié un mécanisme magnétique de la supraconductivité. Par exemple, l'observation par spectroscopie DIN [11] (voir

6. Plan CuO_2 dans différentes configurations possibles.

- Ordre antiferromagnétique des spins (flèches rouges) sur les sites de cuivre, représentatif du dopage nul. Remarque que le couplage est antiferromagnétique le long des arêtes et ferromagnétique le long des diagonales des plaquettes CuO_2 .
- Ondes de densité de charges et de spins (se propageant respectivement dans les directions x et y), caractérisant l'ordre de rubans de charges (zones grises).
- Boucles de courant, proposées pour expliquer la phase de pseudo-gap. Ces boucles induisent les moments magnétiques orbitaux représentés en d.

encadré et figure 7) d'un pic d'excitations antiferromagnétiques uniquement dans la phase supraconductrice souligne l'importance des corrélations magnétiques dans ces systèmes. Il est à noter que ce type d'excitations magnétiques originales a depuis été observé dans d'autres supraconducteurs, comme les pnictures de fer ou les systèmes à fermions lourds, où le magnétisme joue également un rôle prédominant.

La « colle » couplant les électrons d'une paire de Cooper pour la supraconductivité serait alors fournie par les fluctuations magnétiques, présentes dès l'état normal. On peut en donner une image similaire à celle de l'appariement par interaction électron-phonon : un électron polarise en *spin* le nuage magnétique corrélé ; ensuite cette polarisation affecte un second électron, qui s'apparie ainsi avec le premier.

Conclusion

En conclusion, la description de la phase de pseudo-*gap* est un prérequis pour la compréhension du mécanisme de la supraconductivité à haute température critique. En tout état de cause, le diagramme de phase (fig. 3) suggère fortement un appariement supraconducteur non conventionnel.

On remarque que l'étude des supraconducteurs à haute température a obligé les physiciens du solide à repousser les limites de nombreuses techniques expérimentales, dont la photoémission résolue en angle et la microscopie à effet tunnel sont deux exemples révélateurs. Par diffusion de neutrons, on n'a jamais autant dédié de temps de faisceau qu'à l'étude de ces composés.

De fait, la physique des cuprates révèle une complexité qui force les théoriciens à proposer de nouveaux concepts et à faire évoluer les outils mathématiques à leur disposition. Elle contribue aussi à l'émergence de nouvelles méthodes numériques pour aborder les systèmes d'électrons en forte interaction qui, en fait, font intervenir les degrés de liberté de charge, de *spins* et peut-être aussi du réseau.

La supraconductivité à haute température critique semble résulter d'un équilibre fragile entre ces trois types d'instabilités. ■

► Diffusion inélastique de neutrons (DIN)

La diffusion inélastique de neutrons thermiques est une technique expérimentale spectroscopique, utilisée en physique de la matière condensée pour étudier les mouvements atomiques (phonons) et les excitations magnétiques (ondes de *spin*, ...). En effet, l'énergie (~ quelques meV) et la quantité de mouvement des neutrons thermiques sont comparables à celles de ces excitations. De plus, le neutron possède un *spin*, ce qui lui permet d'interagir avec les électrons non appariés, responsables du magnétisme du matériau sondé. Lorsque la collision entre un neutron thermique et l'échantillon est « inélastique », le changement d'énergie et d'impulsion du neutron se traduit par la création ou l'annihilation d'une excitation cristalline ou magnétique.

Dans les monocristaux, la technique utilisée d'habitude est la « spectroscopie trois-axes » (voir photo, p. 11). Un faisceau de neutrons monochromatique sélectionné par réflexion de Bragg sur un cristal est envoyé sur l'échantillon étudié. L'énergie des neutrons diffusés par cet échantillon est analysée par un second monocristal et un détecteur mobile. Le changement d'énergie et de moment cinétique d'un neutron lors du processus de diffusion par l'échantillon donne directement la fréquence et le vecteur d'onde du quantum d'excitation absorbé ou émis.

À titre d'exemple, le « pic de résonance » observé par DIN dans l'état supraconducteur du cuprate $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7,97}$ autour du vecteur d'onde $(\pi/a, \pi/a, q_z)$ (fig. 7) correspond à la création d'une « fluctuation antiferromagnétique », d'énergie bien définie de 40 meV et d'extension spatiale (donnée par la largeur du pic dans l'espace des impulsions) de l'ordre de quelques nanomètres.

7. Pic de résonance de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, observé par diffusion inélastique de neutrons. (a) Dépendance en fonction du vecteur d'onde. (b) Dépendance en fonction de la température. (D'après P. Bourges *et al.*, *Phys. Rev. B* **53** (1996) 876).

Références

1. K. van der Beek, « Supraconductivité : la mécanique quantique à grande échelle », *Reflète de la physique* **27** (2011) 6-11.
2. N. Bontemps et Ch. Simon, *Images de la Physique* (2005), p. 98.
3. J. Zaanen, dans *100 years of superconductivity*, eds. H. Rogalla et P.H. Kes, Taylor & Francis (2011), arXiv:1012.5461.
4. F. Levy-Bertrand et K. van der Beek, « Les supraconducteurs ferromagnétiques », à paraître dans *Reflète de la physique* n°32 (2012).
5. H. Alloul, T. Ohno et P. Mendels, *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 1700.
6. A. Sacuto *et al.*, *C.R. Physique* **12** (2011) 480-501, arXiv:1103.5675.
7. N. Bergeal *et al.*, *Nature Physics* **4** (2008) 608.
8. C.M. Varma, *Phys. Rev. B* **55** (1997) 14554.
9. P. Bourges et Y. Sidis, *C.R. Physique*, **12** (2011) 461-479, arXiv:1101.1790.
10. P. Monthoux, D. Pines et G.G. Lonzarich, *Nature* **450** (2007) 1177.
11. Y. Sidis *et al.*, *C.R. Physique*, **8** (2007) 745.