

Supraconductivité des fermions lourds

Les composés métalliques dits à « fermions lourds » sont caractérisés par de très fortes interactions entre électrons de conduction, qui leur confèrent des propriétés supraconductrices originales. Pour certains d'entre eux, on a une supraconductivité non conventionnelle, où la symétrie de l'ordre supraconducteur est plus faible que celle du réseau cristallin, phénomène qu'on retrouve probablement dans les supraconducteurs à haute température critique. Même pour les composés dont la supraconductivité pourrait être conventionnelle, la faible longueur de cohérence conduit à des propriétés remarquables sous champ magnétique, comme l'existence d'une nouvelle phase où la supraconductivité est spatialement modulée.

INTRODUCTION

Les recherches actuelles sur la supraconductivité des systèmes à fortes corrélations électroniques ont plusieurs motivations. L'une est bien sûr de trouver de nouveaux mécanismes d'interaction entre électrons pouvant remplacer ou renforcer la traditionnelle interaction électron-réseau, afin d'atteindre des températures critiques T_c plus élevées que dans les métaux classiques. De tels mécanismes pourraient effectivement exister dans les composés supraconducteurs à haute température critique.

Le cas des systèmes à fermions lourds illustre d'autres aspects originaux de la supraconductivité des systèmes à fortes corrélations électroniques. D'une part, c'est dans ces composés intermétalliques à base de terres rares ou d'actinides comme

$CeCu_2Si_2$, UBe_{13} , UPt_3 , UPd_2Al_3 ... que l'on a découvert pour la première fois un paramètre d'ordre supraconducteur ayant des propriétés de symétrie complètement différentes de celles des métaux usuels. D'autre part, c'est aussi dans un supraconducteur à fermions lourds que l'on pense avoir enfin trouvé une nouvelle phase supraconductrice modulée, prédite il y a plus de 30 ans. Avant d'aborder ces questions, il faut cependant préciser ce que sont ces fortes « corrélations électroniques » car elles jouent un rôle prépondérant dans toutes les propriétés physiques des fermions lourds.

Les corrélations électroniques existent dans tous les systèmes à plusieurs électrons, à cause de l'interaction coulombienne. Mais dans les métaux usuels comme le cuivre, elles n'ont pas d'effet spécifique : pour comprendre la plupart des propriétés physiques, il suffit de tenir compte des interactions électron-électron et électron-réseau (le réseau des ions du métal) par l'effet d'un potentiel à un corps calculé de façon auto-cohérente : c'est ce qu'on appelle une approximation de champ moyen. C'est suffisant pour effectuer des calculs de bande et évaluer les masses effectives des électrons de conduction dans le mé-

tal, qui peuvent atteindre 2 à 3 fois la masse nue m_0 de l'électron.

Dans les fermions lourds, et c'est là l'origine de leur dénomination, on trouve expérimentalement que ces mêmes masses effectives peuvent atteindre 100 fois m_0 , voire davantage. Pour comprendre une aussi forte renormalisation des masses effectives des électrons de conduction, il faut aller au-delà du champ moyen et faire intervenir les corrélations entre fonctions d'onde électroniques. Plus précisément, il faut considérer les corrélations induites par les interactions entre les électrons de valence (f) des ions de cérium ou d'uranium et les électrons de conduction (s, p, d...) du métal. Ce que les électrons f ont ici de spécifique, c'est que, étant bien localisés sur les ions de cérium ou d'uranium, ils gardent leur moment angulaire : on dit qu'ils sont « magnétiques », car l'alignement de ce moment angulaire sur un champ magnétique extérieur leur confère une grande susceptibilité paramagnétique. Or, un moment magnétique interagit de façon très complexe avec les électrons de conduction dans un métal. En effet, même pour un couplage infiniment faible, les corrélations entre le moment magnétique et les électrons de conduction peuvent induire une instabilité qui conduit au piégeage d'un élec-

– ⁺Centre de recherches sur les très basses températures, UPR 5001 CNRS, BP 166, 38042 Grenoble Cedex 9.

– ^{*}Laboratoire de physique théorique, Université Bordeaux I, CNRS URA 764, 33175 Gradignan Cedex.

– ^{*}Département de recherche fondamentale sur la matière condensée, CEA, Grenoble, 17, rue des Martyrs, 38054 Grenoble Cedex 9.

tron de conduction par l'impureté magnétique, à suffisamment basse température (c'est l'effet Kondo).

Pour les fermions lourds, le problème a un degré de complexité supplémentaire puisqu'il y a un moment magnétique sur chaque site du réseau cristallin : sur les ions de cérium ou d'uranium. Il faut alors tenir compte des interactions entre moments, et du fait que le nombre d'électrons de conduction devient comparable au nombre de sites magnétiques. Ce problème dit du « réseau Kondo » a fait l'objet de très nombreux développements théoriques mais n'a pas encore reçu de solution exacte. On trouve expérimentalement que dans les fermions lourds, les électrons de conduction deviennent très lents à basse température (en dessous de 10 à 100 K). Ils ne sont donc pas complètement piégés par les électrons f, mais ils acquièrent une grande masse effective. A cela près, ces composés ont des propriétés métalliques classiques. On a même pu mettre directement en évidence l'existence d'une surface de Fermi et des grandes masses effectives, par des mesures d'aimantation en fonction du champ magnétique (effet de Haas - van Alphen).

Par contre, les fermions lourds, qui deviennent supraconducteurs (à des températures de l'ordre de 1K), présentent des comportements radicalement différents de ceux des autres métaux : comme les supraconducteurs à haute température critique, ce sont des supraconducteurs « non conventionnels ».

SUPRACONDUCTIVITÉ NON CONVENTIONNELLE : UPt_3

Le composé à fermions lourds actuellement le plus étudié est incontestablement UPt_3 . La figure 1 montre sa chaleur spécifique C en dessous de 1 Kelvin. On a tracé C/T, où T est la température, car dans un métal usuel à basse tempé-

rature, C/T est constant et proportionnel à la masse effective des électrons de conduction. Dans UPt_3 , C/T (constant au dessus de 0,54 K) a une valeur 500 fois plus grande que dans le cuivre : c'est bien un fermion lourd ! La transition supraconductrice se manifeste par un saut de la chaleur spécifique, à une température T_c^+ de 0,54 K. Le fait que le saut soit du même ordre de grandeur que C/T au-dessus de T_c^+ montre que ce sont bien les quasiparticules lourdes qui subissent cette transition. Plus surprenant, une deuxième transition, se manifestant par un deuxième saut en dessous de T_c^+ , prend place à 0,48 K. Une bonne part de l'activité des dernières années sur ce composé a été consacrée à la démonstration du caractère intrinsèque de cette deuxième transition et à la mise en évidence du fait qu'il s'agit d'une transition entre deux états supraconducteurs différents.

En effet, la deuxième transition à 0,48 K pourrait avoir une origine extrinsèque liée à une inhomogénéité de l'échantillon ou à une phase parasite, ou être une transition

magnétique ou structurale. Il a fallu un effort important sur la synthèse de ces composés, avec la mise en œuvre d'une métallurgie sous ultravide, pour obtenir de très bons monocristaux, où les deux transitions soient bien définies. On a pu alors suivre l'évolution des deux températures de transition sous champ magnétique et découvrir l'existence d'un diagramme de phase complet : champ magnétique-température (figure 2) avec 3 phases supraconductrices distinctes, une situation unique en physique du solide.

Le fait que, pour toutes les directions du champ, les deux lignes de transition entre les phases notées (A) et (B), et (B) et (C) sur la figure 2, à l'intérieur de la phase supraconductrice, se rejoignent en un même point sur la courbe de champ critique ($T \sim 0,42$ K, $H \sim 0,38$ T) rendait peu plausible une simple explication de la double transition de la figure 1 par des défauts de l'échantillon. De nombreuses mesures ont par la suite montré que la symétrie de l'état supraconducteur changeait de part et d'autre de ces lignes, démontrant que la

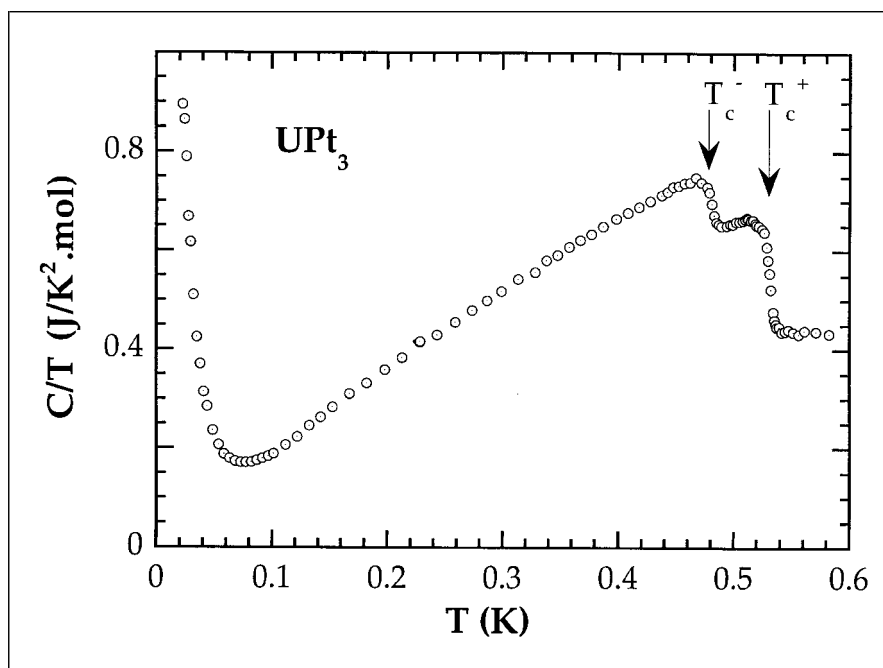


Figure 1 - Variation thermique du rapport de la chaleur spécifique à la température : la double transition supraconductrice est marquée par des flèches. La remontée à basse température, d'origine mal déterminée, n'est pas liée à la supraconductivité.

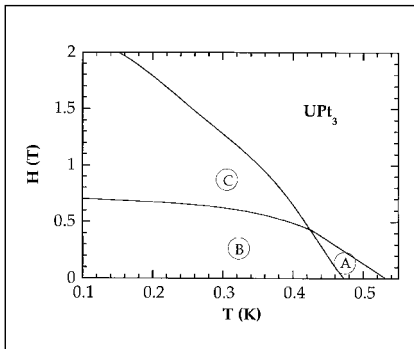


Figure 2 - Diagramme de phase supraconducteur de UPt_3 en champ magnétique et température faisant apparaître 3 phases supraconductrices A, B et C se joignant en un point tétracritique, correspondant à différentes symétries du paramètre d'ordre supraconducteur.

supraconductivité de UPt_3 est différente de celle de tous les autres métaux connus jusqu'alors. C'est une supraconductivité de type p ou d, et non pas s (encadré 1).

Le problème est aujourd'hui de trouver la symétrie des différentes phases du diagramme de la figure 2, en choisissant des expériences pouvant être comparées de façon quantitative aux modèles proposés pour le paramètre d'ordre supraconducteur. Cette symétrie est en bonne partie conditionnée par le mécanisme microscopique responsable de la supraconductivité, et sa détermination pourrait donc constituer un premier pas vers l'identification de ce mécanisme.

CHAMP CRITIQUE DE UBe_{13}

UPt_3 est un supraconducteur dont le paramètre d'ordre n'a pas conservé toute la symétrie du réseau. Mais on a aussi pu découvrir dans les fermions lourds un autre type de supraconductivité non conventionnelle caractérisée par un paramètre d'ordre modulé dans l'espace plutôt qu'uniforme. Cette modulation n'a rien à voir avec la symétrie (s, p, d, ...) de la supraconductivité. Elle avait été prédite dès 1964 par Fulde-Ferrel et Larkin-Ovchinnikov (d'où le nom de phase FFLO ou LOFF) dans le cadre de la

théorie standard B.C.S. pour un supraconducteur de type s, sous certaines conditions. Or, il se trouve que ces conditions, qui n'étaient jamais réunies dans les supraconducteurs classiques, peuvent l'être dans les fermions lourds grâce à la très grande masse effective des quasi-particules.

L'apparition de cette modulation dépend du mécanisme qui contrôle la diminution de T_c sous champ magnétique ou, autrement dit, le champ critique $H_{c2}(T)$ (encadré 2). Les fermions lourds sont des supraconducteurs de type II. Pour les métaux classiques, H_{c2} est en ce cas contrôlé par l'effet du champ sur la vitesse des électrons des paires de Cooper (effet orbital, qui se manifeste par l'apparition de vortex – voir l'encadré 2). Mais dans les fermions lourds, à cause de la grande masse effective des quasi-particules, cette limite orbitale est très élevée. H_{c2} peut alors se trouver limité par un autre mécanisme, d'ordinaire négligeable : la limite de Pauli, qui provient de l'effet du champ sur le spin des électrons des paires de Cooper. C'est lorsque la limite de Pauli est prépondérante que l'on peut observer la phase FFLO.

Expérimentalement, on trouve que le champ critique des fermions lourds est bien contrôlé par cette limite de Pauli à basse température, avec deux exceptions notables :

– UPt_3 , dont le champ critique suit la limite orbitale et dépasse d'un facteur 3 la limite de Pauli. Cela constitue une très forte indication que les paires de Cooper sont dans un état de spin total $S = 1$ et non $S = 0$ (supraconductivité triplet ou « impaire », comme l^3He superfluide) : il n'y a alors plus de limite de Pauli, ou seulement très partiellement. Ainsi, dans les fermions lourds, une simple mesure du H_{c2} permet de connaître l'état du spin des paires de Cooper.

– UBe_{13} , où $H_{c2}(0)$ atteint 14 Tesla à $T \rightarrow 0$ pour $T_c \sim 0,95$ K, soit 7 fois la limite de Pauli. Mais la

conclusion est différente de celle tirée pour UPt_3 . En effet, la limite orbitale peut être déterminée par la valeur de la pente de H_{c2} à T_c : si, à cause d'une supraconductivité triplet, seule cette limite comptait, $H_{c2}(0)$ devrait dépasser 30 T. Il y a donc bien une autre limitation qui entre en jeu. Ce n'est que très récemment que nous avons pu résoudre ce problème, en considérant deux ingrédients nouveaux : le couplage fort, et l'apparition de la phase FFLO.

On savait expérimentalement, notamment par les mesures de chaleur spécifique, que UBe_{13} présente les caractéristiques d'un supraconducteur en couplage fort (voir encadré 2). Or, la prise en compte de ce couplage fort dans le calcul du champ critique relève fortement la limite de Pauli, ce qui fait disparaître l'incompatibilité apparente avec la valeur de $H_{c2}(0)$. Le comportement de cette limite de Pauli en couplage fort, montré dans la figure 3, se rapproche bien de celui de H_{c2} dans UBe_{13} , mais il manque l'inflexion observée à basse température.

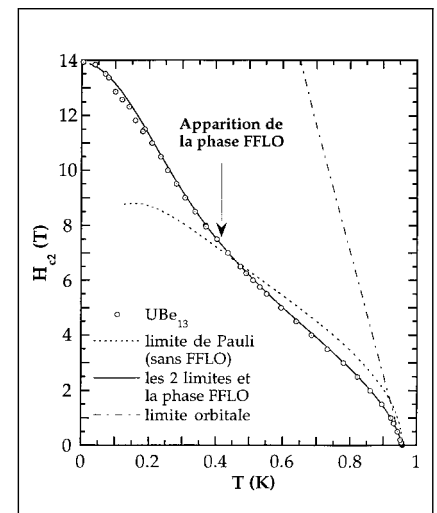


Figure 3 - Deuxième champ critique de UBe_{13} (points) en fonction de la température. La courbe continue est le résultat d'un calcul complet : limite orbitale, limite de Pauli et phase modulée FFLO, apparaissant au-dessous de 0,42 K. Les courbes pointillées (---) et (-.-) donnent respectivement la limite de Pauli et la limite orbitale seule. Les calculs sont tous présentés pour la même valeur du paramètre de couplage fort.

SUPRACONDUCTIVITÉ NON CONVENTIONNELLE

PARAMÈTRE D'ORDRE

La théorie microscopique BCS (Bardeen, Cooper, Schrieffer), qui permet de comprendre la plupart des propriétés supraconductrices des métaux « classiques », a montré que l'instabilité supraconductrice intervient lorsque existe une attraction effective entre les électrons de conduction, et que cette attraction pouvait provenir du couplage des électrons avec le réseau des ions du métal : l'interaction électron-phonon. Cette attraction donne lieu à un état lié pour deux électrons, appelé « paire de Cooper », caractérisé par une fonction d'onde relative où les deux électrons ont des vitesses et des spins opposés. L'état fondamental supraconducteur peut être formellement décrit comme un condensat de Bose de ces paires de Cooper. Il est séparé des états excités par un gap en énergie, correspondant à l'énergie de liaison d'une paire de Cooper.

D'un point de vue macroscopique, on décrit la transition supraconductrice par l'apparition d'un paramètre d'ordre qui est une fonction complexe $\psi(\mathbf{r})$. Cette fonction a le comportement d'une fonction d'onde macroscopique. Elle peut varier lentement dans l'espace à une échelle plus grande que ξ_0 , la taille des paires de Cooper. $|\psi(\mathbf{r})|^2$ est proportionnel à la densité locale de paires condensées, et l'existence d'une phase bien définie de ψ est caractéristique de la symétrie que brise la transition supraconductrice : la conservation du nombre d'électrons (comme pour les états cohérents d'un laser, qui, pour avoir une phase bien définie, sont construits à partir d'une superposition d'états à nombres de photons différents). Si on compare la transition supraconductrice à celle d'un composé ferromagnétique, $|\psi(\mathbf{r})|^2$ est équivalent à $|\mathbf{M}(\mathbf{r})|^2$ où $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ est la densité d'aimantation du ferromagnétique, alors que la phase de ψ est l'analogue de la direction de cette aimantation.

SUPRACONDUCTIVITÉ NON CONVENTIONNELLE

On peut poursuivre l'analogie supraconducteur-système magnétique : on sait qu'il existe des transitions magnétiques (antiferromagnétiques, hélicoïdales, non commensurables...)

beaucoup plus complexes qu'une simple transition ferromagnétique, caractérisées par de nouvelles brisures de symétrie du réseau cristallin. De même, un supraconducteur peut a priori briser des symétries du réseau cristallin en plus de la symétrie associée à la conservation du nombre de particules. Au niveau microscopique, ces brisures de symétrie supplémentaires se retrouvent sur la fonction d'onde relative des paires de Cooper. Au niveau macroscopique, le paramètre d'ordre doit s'écrire sous la forme :

$$\psi(\mathbf{r}, \mathbf{k}) = \eta_1(\mathbf{r})\phi_1(\mathbf{k}) + \eta_2(\mathbf{r})\phi_2(\mathbf{k}) + \dots \quad (1)$$

$\phi_1(\mathbf{k}), \phi_2(\mathbf{k}), \dots$ où le vecteur d'onde \mathbf{k} varie sur la surface de Fermi, sont des fonctions complexes ayant les propriétés de symétrie de la fonction d'onde relative des paires de Cooper (exprimée dans l'espace réciproque) : elles constituent le squelette du paramètre d'ordre. $\eta_1(\mathbf{r}), \eta_2(\mathbf{r}) \dots$ sont des fonctions complexes pouvant varier lentement dans l'espace, contenant aussi la dépendance en température de $\psi(\mathbf{r}, \mathbf{k})$: ce sont les composantes du paramètre d'ordre.

Pour tous les supraconducteurs connus jusqu'aux fermions lourds, ψ pouvait être décrite avec une seule composante et une fonction $\phi_1(\mathbf{k})$ constante ou ayant toute la symétrie du réseau cristallin. On a alors un supraconducteur « s ». Un supraconducteur non conventionnel de type p ou d correspondrait, en laissant de côté la question du spin de la paire de Cooper, à une fonction ψ combinaison linéaire d'harmoniques sphériques $Y_l^m(\mathbf{k})$: $l = 1$ pour un supra p, $l = 2$ pour un supra d... Dans ce cas, une nouvelle dégénérescence du paramètre d'ordre apparaît puisqu'il y a $2l + 1$ fonctions possibles (toujours en ignorant l'éventuelle dégénérescence de spin). En fait, dans un réseau qui n'est pas isotrope, il est plus naturel et beaucoup plus commode d'utiliser des fonctions de base des représentations irréductibles (RI) du groupe de symétrie du réseau. Pour un réseau hexagonal (le cas d'UPt₃), il y a seulement des RI de dimensions 1 ou 2, par opposition au $(2l + 1)$ des RI des rotations dont les harmoniques sphériques forment une base.

Cette inflexion signe l'apparition de la phase modulée FFLO. Comme expliqué dans l'encadré 2, la limite de Pauli provient de la différence d'énergie Zeeman entre les deux électrons d'une paire de Cooper. Mais cette différence d'énergie Zeeman peut être compensée par une différence d'énergie cinétique, en

appariant des électrons de vecteurs d'onde $(-\mathbf{k} + \mathbf{q}, \mathbf{k})$ au lieu de $(-\mathbf{k}, \mathbf{k})$. Le centre de gravité des paires a alors une impulsion $\hbar\mathbf{q}$, et la fonction d'onde des paires de Cooper est changée d'un facteur $e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}$. Le paramètre d'ordre supraconducteur est alors lui aussi multiplié par $e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}$, d'où l'apparition de cette phase mo-

dulée. Un calcul microscopique détermine la température en dessous de laquelle cette phase devient favorable, ainsi que la dépendance en température et la direction du vecteur d'onde $\mathbf{q}(T)$ de la modulation. Les seuls paramètres du calcul sont le rapport entre la valeur à $T = 0$ de la limite de Pauli et de la limite

LE CAS D'UPt₃

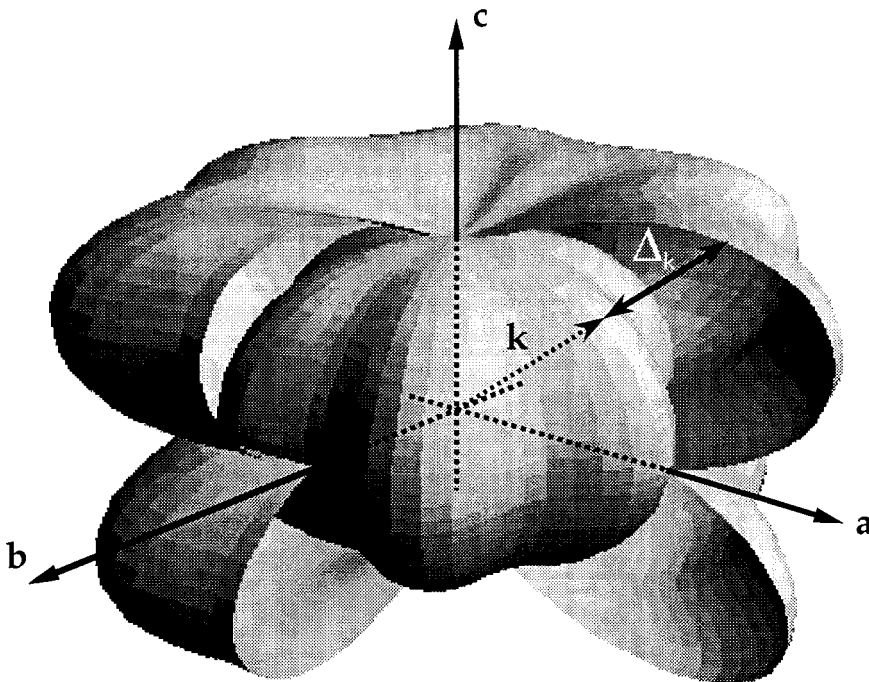
Le modèle qui semble actuellement le plus approprié pour UPt₃ s'appuie sur un paramètre d'ordre appartenant à une RI de dimension 2 (nommée E_{2u}) et s'exprime donc comme une combinaison linéaire de deux fonctions de base :

$$\psi(\mathbf{k}) = \eta_1 k_z (k_x^2 - k_y^2) + \eta_2 (2 k_z k_x k_y) \quad (2)$$

Le fait que les deux fonctions appartiennent à la même RI garantit que toutes les combinaisons linéaires ont la même T_c. Cela permet d'expliquer la double transition d'UPt₃ comme une levée de dégénérescence dans cette RI due à une petite brisure de symétrie du réseau hexagonal. Elle pourrait être due au couplage avec le faible ordre antiferromagnétique qui apparaît bien au-dessus de T_c. Il favoriserait par exemple un état (η₁, η₂) = (η, 0) pour la phase A, la phase B correspondant à l'apparition d'une composante η₂ ≠ 0 quand le couplage avec l'ordre magnétique n'est plus prépondérant

dans l'énergie libre de la phase supraconductrice. Plus généralement, ce modèle permet de discuter le diagramme de phase complet d'UPt₃ en termes de changements de symétrie correspondants à des combinaisons linéaires différentes (η₁, η₂).

Il permet aussi de prédire la dépendance du gap qui apparaît dans la phase supraconductrice, avec le vecteur d'onde des excitations. Ce gap Δ(k) est proportionnel au module de ψ(k). On peut voir que quels que soient les coefficients η₁ et η₂, le paramètre d'ordre (2) s'annule sur une ligne dans le plan basal (k_z = 0) et aux pôles (k_x = k_y = 0) : la topologie du gap résultant est montrée sur la figure. Cette prédiction est forte car, à basse température, la densité des excitations thermiques est beaucoup plus grande près de ces zéros, et ce sont eux qui contrôlent les propriétés thermodynamiques ou de transport. Ils donnent notamment lieu à des dépendances en température en lois de puissance, au lieu d'un comportement en exp(-α $\frac{\Delta}{T}$) pour un gap uniforme.



Le gap supraconducteur (E_{2u}) proposé pour UPt₃ : la surface intérieure schématise la surface de Fermi (de symétrie hexagonale) dans l'espace réciproque, l'axe c étant vertical. La distance radiale à cette surface de Fermi de la surface éclatée représente l'amplitude du gap des excitations à température nulle : elle s'annule en une ligne dans le plan basal et en des points sur l'axe c.

orbitale, ainsi que l'échelle d'énergie supplémentaire introduite par le couplage fort. Notons que si les vortex de la limite orbitale induisent une modulation du paramètre d'ordre dans les directions transverses au champ, on trouve que la phase FFLO rajoute, elle, une modulation parallèle au champ, sur une échelle

de longueur de l'ordre de la longueur de cohérence du supraconducteur.

La figure 3 montre le résultat du calcul complet de H_{c2} pour UBe₁₃, phase modulée comprise. Il est en excellent accord avec les mesures pour la valeur choisie du paramètre

de couplage fort. C'est le seul paramètre « arbitraire » de ce calcul, et il fixe à la fois H_{c2}(0) et toute la forme de la courbe. UBe₁₃ est ainsi le premier supraconducteur où l'on pense avoir détecté, sur le champ critique, une manifestation de cette phase modulée.

CHAMP CRITIQUE : LIMITE ORBITALE, LIMITE DE PAULI ET COUPLAGE FORT

LIMITE ORBITALE

Le comportement des supraconducteurs sous champ magnétique se classe en deux types :

- **Ceux de type I** (la plupart des métaux purs supraconducteurs : Pb, Hg, Al ...) expulsent totalement le champ magnétique dans l'état supraconducteur (état Meissner) et la transition supraconducteur-métal normal est du premier ordre sous champ magnétique.
- **Ceux de type II** (la plupart des alliages, intermétalliques... dont les fermions lourds) n'expulsent totalement le champ magnétique que s'il reste inférieur à une certaine valeur qui dépend de la température, notée $H_{c1}(T)$: au-dessus de H_{c1} , ils laissent progressivement rentrer le champ magnétique sous forme de « tubes de flux », appelés vortex. Ces vortex sont constitués d'un cœur où le champ est maximum et la supraconductivité détruite, et autour duquel circulent des courants d'écrantage qui limitent le flux transverse porté par le vortex à un quantum de flux $\Phi_0 = \frac{h}{2e}$. La transition (du second ordre) entre l'état supraconducteur et l'état métallique normal survient pour un champ $H_{c2}(T) = \Phi_0 / (2\pi\xi^2(T))$ où tout le supraconducteur est envahi par les cœurs de vortex. $\xi(T)$, de l'ordre du diamètre des cœurs de vortex, est la longueur de cohérence de l'ordre supraconducteur. Elle est proportionnelle à la taille des paires de Cooper ξ_0 . Celle-ci est petite dans les fermions lourds : de 30 à 150 Å au lieu de quelques microns dans les supraconducteurs « classiques », car elle est inversement proportionnelle aux masses effectives. $H_{c2}(0)$ peut ainsi atteindre au moins 10 Tesla pour $T_c \sim 1$ K, alors qu'il ne dépasserait guère 10^{-2} T pour la même T_c dans un supraconducteur classique en limite propre (c'est-à-dire où

le libre parcours moyen des électrons est beaucoup plus grand que ξ_0). Ce mécanisme est qualifié de « limite orbitale » car il correspond à l'action du champ magnétique sur la vitesse des électrons : c'est la traduction quantique de la force de Lorentz, faible dans les fermions lourds qui ont une petite vitesse de Fermi.

LIMITE DE PAULI

Le champ magnétique agit aussi sur le spin des électrons de conduction, ce qui limite également H_{c2} : c'est la « limite de Pauli ». Elle vient de ce que, pour des supraconducteurs de type s ou d (encadré 1), les paires de Cooper sont formées d'électrons de vitesse et de spin opposés. Or, si ces électrons ont la même énergie (invariance par renversement du temps) en l'absence de champ magnétique, ils ne l'ont plus dans un champ magnétique H, à cause de l'énergie Zeeman des spins ($\sim \mu_B H$, où μ_B est le moment magnétique des électrons de conduction). Et c'est la dégénérescence en énergie des électrons des paires de Cooper qui permet de maximiser leur énergie de liaison, de l'ordre du gap supraconducteur Δ . Cela conduit à une limitation de Pauli $H_p \sim \Delta/\mu_B$, proportionnelle à Δ , donc à la température critique T_c . A température nulle, elle vaut environ 2 Tesla pour $T_c \sim 1$ K, dans les fermions lourds comme dans les métaux usuels. Dans les fermions lourds, elle peut alors être plus petite que la limite orbitale, une situation très difficile à réaliser dans les supraconducteurs classiques. Notons par contre que pour un supraconducteur de type p, le spin des paires de Cooper serait dans un état triplet (spin S total égal à 1), qui ne souffre plus de la limite de Pauli lorsque les spins pointent dans la même direction (états $m_z = \pm 1$). Ce serait le cas de UPt₃.

CONCLUSION

Expérimentalement, l'étude de la supraconductivité des fermions lourds a été facilitée par le fait que, dans toute la gamme de température $T \leq T_c$, la contribution électronique domine toutes les propriétés physiques : la contribution du réseau est négligeable. On a pu ainsi mettre tout de suite en évidence que le gap supraconducteur s'annulait en des points ou des lignes sur la surface de Fermi par de simples mesures thermodynamiques. La découverte

du diagramme de phase d'UPt₃, résultant de transitions entre phases supraconductrices de symétrie différente, a complètement réorienté le sujet. Les expériences actuelles sont stimulées par de nouvelles prédictions théoriques, qui intègrent notamment les effets très particuliers des impuretés dans ces types de supraconducteurs. Elles portent sur une identification plus précise de la forme des zéros du gap par des mesures de conductivité thermique à très basse température, le couplage entre la supraconductivité et le ma-

gnétisme (diffusion élastique et inélastique de neutrons, anisotropie du champ critique), et la vérification par RMN de l'état du spin des paires de Cooper.

En fait, dans ce cas comme dans celui de la supraconductivité avec un paramètre d'ordre modulé, l'un des plus grands défis expérimentaux reste une observation directe du paramètre d'ordre supraconducteur, dans des dispositifs à jonction Josephson ou en microscopie à effet tunnel...

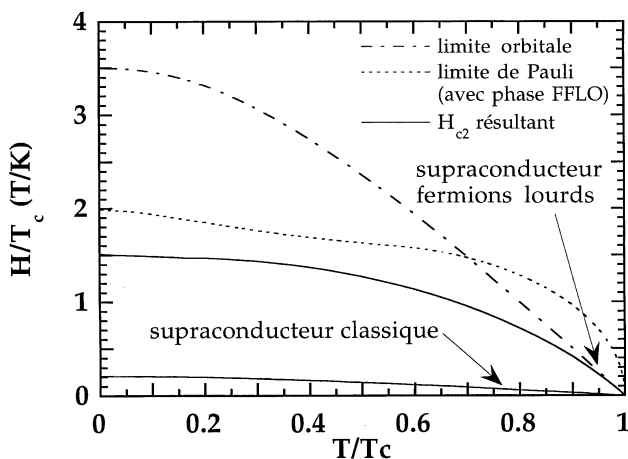
La figure résume la situation supraconducteur classique/supraconducteur à fermions lourds pour les champs critiques, et montre le comportement général de H_{c2} en température.

COUPLAGE FORT

Il existe en fait pour un supraconducteur classique en limite propre une possibilité d'augmenter la limite de Pauli : un couplage particulièrement fort entre électrons via le réseau. T_c peut alors ne plus être négligeable devant l'énergie caractéristique des excitations du réseau (phonons), faisant apparaître une nouvelle complexité. Près de T_c , la supraconductivité est affaiblie par le désordre thermique du réseau. En revanche, à basse température, les phonons disparaissent et on retrouve un régime identique à celui d'un supraconducteur BCS en « couplage faible ». Une théorie microscopique, due à Eliashberg, généralise la théorie BCS en

prenant en compte ces effets. Elle dépend d'un paramètre supplémentaire Ω , égal au rapport de T_c à l'énergie caractéristique des phonons. Dans ce cadre, on peut calculer qu'en couplage fort, le facteur de proportionnalité entre la limite de Pauli à $T \rightarrow 0$ et T_c est renforcé : en effet, le désordre thermique ne joue pas sur la limite de Pauli à température nulle, alors qu'il affecte directement T_c .

Pour UBe_{13} , le couplage lui-même n'est sans doute pas renforcé. Mais le désordre thermique introduit par les collisions inélastiques entre quasi-particules, particulièrement importantes dans ce composé, remplace à T_c celui introduit par les phonons dans les supraconducteurs conventionnels en couplage fort. On a alors le même type d'effets physiques, que nous avons analysés par la théorie d'Eliashberg, même si le paramètre Ω a alors une interprétation différente.



Comportement typique de la limite orbitale, de la limite de Pauli (avec phase FFLO) et du champ critique H_{c2} résultant :

- pour des supraconducteurs classiques, H_{c2} se confond avec la limite orbitale, toujours très petite devant la limite de Pauli ($\frac{H}{T_c} \approx 2$, pour les supraconducteurs classiques, comme pour ceux à fermions lourds) ;
- pour des fermions lourds, à cause des grandes masses effectives, la limite orbitale peut dépasser la limite de Pauli, qui contrôle alors H_{c2} à basse température.

POUR EN SAVOIR PLUS

Liquides de Fermi, introduction à la supraconductivité anisotrope :

Leggett, *Rev. Mod. Phys.*, **47**, 331, 1975.

Vortex, supraconducteurs de type II, couplage fort :

Images de la physique, 1993, p. 57 et 61.

Supraconductivité et symétries :

Gor'kov, *Sov. Sci. Rev. A. Phys.*, Vol. **9**, p. 1-116, 1987.

Revue récente sur la supraconductivité des fermions lourds :

Heffner et Norman, *Comments in Cond. Matt. Phys.*, **17**, p. 361, 1996.

Article proposé par : J.P. Brison⁺, A.I. Buzdin^x et J. Flouquet^{*}, en collaboration avec P. Lejay⁺ et A. Huxley^{*}.