

Les échelles quantiques

Les échelles quantiques sont de nouveaux composés intermédiaires entre le monde unidimensionnel, dominé par les interactions, et le monde bidimensionnel. De façon surprenante, leurs propriétés dépendent de la parité du nombre de montants. Les échelles isolantes à nombre pair de montants sont des réalisations idéales d'un liquide de spins. Dopées, elles peuvent devenir supraconductrices !

INTERACTION ET DIMENSIONNALITÉ RÉDUITE

Comprendre comment les interactions entre électrons modifient les propriétés physiques d'un système par rapport à celles de simples particules libres est l'un des grands défis actuels de la théorie de la matière condensée. Ce problème est d'importance car dans la plupart des solides les interactions sont comparables ou plus grandes que l'énergie cinétique des électrons. Il est aussi complexe du fait de la présence d'un très grand ($\sim 10^{23}$) nombre de degrés de liberté. Nous connaissons la réponse à cette question dans deux limites : à trois dimensions, Landau a montré que l'on peut essentiellement oublier les interactions à condition de considérer non plus les électrons mais des électrons habillés (tout comme un électron s'habille d'un nuage de photons en électrodynamique quantique). C'est la fameuse théorie des liquides de Fermi. Son succès réside dans le fait qu'il s'agit essentiellement d'une théorie « sans interactions » qui permet d'interpréter la plupart des propriétés des métaux simples : les effets des interactions sont absorbés par une redéfinition des paramètres tels que

la masse effective m^* des particules. Quand les interactions sont fortes, ce changement est spectaculaire comme dans les composés de fermions lourds (voir *Images de la Physique 1997*) où $m^* \sim 100 m_{\text{électron}}$. Une autre limite connue est le cas d'électrons à une dimension. En $d = 1$, les électrons ne peuvent s'éviter et tout mouvement d'un électron affecte les autres. Les excitations individuelles (qui font l'essence du liquide de Fermi) disparaissent donc complètement du spectre au profit d'excitations collectives de la charge et du spin. La théorie de Landau n'est donc pas valable en $d = 1$. De plus, en $d = 1$, il est essentiel de prendre en compte les « fluctuations » imposées par la mécanique quantique ; ces fluctuations quantiques sont extrêmement fortes et même, à température nulle, empêchent la formation d'un état ordonné. Pour décrire ces systèmes unidimensionnels, il existe une description générique (qui s'applique aussi bien aux chaînes de spins qu'aux fermions et bosons) connue sous le nom de liquide de Luttinger. L'étude du liquide de Luttinger a démarré dans les années 70 en liaison avec les conducteurs organiques et a fait un retour en force très récemment avec la découverte de matériaux (quasi) unidimensionnels nouveaux tels que les fils quantiques (gravés dans un substrat semiconducteur qui confine les électrons transversalement à l'aide d'un « puits quantique »), les nanotubes de carbone et les échelles.

La manière dont se fait la transition entre un liquide de Luttinger et un liquide de Fermi en fonction de la dimension du système ou de la force

des interactions reste une question sans réponse pour le moment. Ce problème est pertinent pour de nombreux composés, non seulement pour les supraconducteurs à haute température critique qui ont une structure bidimensionnelle, mais aussi pour les conducteurs organiques constitués d'un empilement tridimensionnel de chaînes très faiblement couplées.

Stimulée par ces problèmes, une intense activité tant théorique qu'expérimentale s'est développée récemment autour de composés intermédiaires entre une simple structure unidimensionnelle et un système plus bidimensionnel. Les progrès de la chimie du solide ont permis de synthétiser de tels matériaux constitués d'un petit nombre de chaînes couplées : les échelles. Pour le théoricien, ces échelles permettent d'appréhender la structure bidimensionnelle en partant de la limite unidimensionnelle bien comprise. De façon tout à fait inattendue, elles présentent un ensemble de propriétés extrêmement nouvelles.

LES ÉCHELLES ISOLANTES

Un exemple de structure est représenté figure 1. Il s'agit de SrCu_2O_3 , composé dont la structure est proche de celle des oxydes de cuivre supraconducteurs (tels que $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$). Alors que les plans CuO_2 de ces derniers sont isotropes, SrCu_2O_3 est constitué de doubles chaînes appelées « échelles ». Il existe en fait une classe entière de composés dont la formule chimique générale est $\text{Sr}_n\text{Cu}_{n+1}\text{O}_{2n+1}$ et formés d'échelles à n montants (voir encadré 1).

– Laboratoire de physique des solides, UMR 8502 CNRS, Université Paris-Sud, 91405 Orsay Cedex.

– Laboratoire de physique quantique, UMR 5626 CNRS, Université Paul Sabatier, 31062 Toulouse Cedex.

Encadré 1

LES ÉCHELLES À N MONTANTS

Les composés $Sr_nCu_{n+1}O_{2n+1}$ correspondent presque idéalement à des échelles à n montants. Les cas $n = 2$ ou $n = 3$ sont représentés ci-dessous (on a symbolisé les spins sur une des échelles). Pour comprendre la différence entre les échelles avec un nombre pair et impair de montants, regardons le cas où le couplage J_{\perp} sur un barreau est bien plus grand que le couplage J_{\parallel} le long de l'échelle. Pour une échelle à deux montants, il est alors clair que l'état fondamental consiste en une série de singulets constitués le long des barreaux (représentés par une ellipse). Le fondamental est donc un singulet et le premier état excité est séparé par une énergie finie (de l'ordre de J_{\perp} ici) par rapport au fondamental. Il en est tout autrement pour l'échelle à trois montants. Dans ce cas, on ne peut faire un singulet qu'avec deux des spins du barreau, le troisième étant essentiellement libre. Le singulet est inerte (ses excitations sont à énergie finie) et donc l'échelle à trois montants est analogue à une simple chaîne de spins $1/2$ à basse énergie. Le fondamental d'un tel système est maintenant bien connu et il n'y a pas de gap pour aller vers un état excité. Un calcul plus complet confirme que, même dans la limite opposée $J_{\perp} \ll J_{\parallel}$ ou pour un plus grand nombre de montants, cette différence entre nombre pair et impair de montants persiste.

On peut faire une analogie formelle entre les échelles et un système de spins S . Un exemple trivial est le cas où le couplage J_{\perp} est très grand et ferromagnétique $J_{\perp} < 0$. Dans ce cas, tous les spins sur un barreau restent parallèles et le barreau entier peut être vu comme un seul spin $n/2$. Ces spins sont couplés par l'échange J_{\parallel} le long de l'échelle, qui est donc réduite dans cette limite à une chaîne antiferromagnétique de spin $S = n/2$. Pour un tel système, la différence entre n pair et n impair est connue sous le nom de conjecture de Haldane (voir Images de la Physique 1996). En fait, cette analogie formelle entre échelle et spin S est vraie quel que soit le signe des couplages.

Une différence majeure entre les deux systèmes est que, dans une échelle, le gap est contrôlé par J_{\perp} alors que l'énergie des spins le long des chaînes est contrôlée par J_{\parallel} (dans une chaîne de spin 1 les deux sont d'ordre J). Cela permet donc de faire varier séparément ces deux quantités, ce qui est particulièrement intéressant dans l'étude de phénomènes critiques quantiques (voir encadré 2).

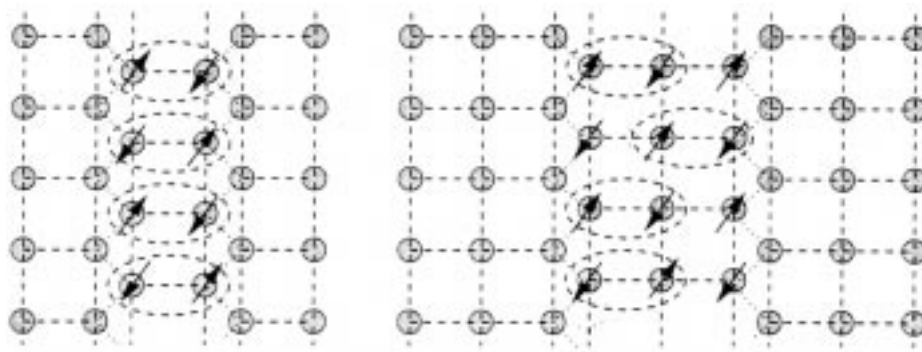


Figure - Comparaison entre échelles à 2 et 3 montants (comme $SrCu_2O_3$ et $Sr_2Cu_3O_5$ respectivement). Par souci de clarté, les spins $1/2$ ne sont représentés que sur l'échelle du centre. L'ellipse en pointillés représente la formation d'un état singulet de spin.

Regardons de plus près une échelle. Les électrons peuvent sauter d'un site à l'autre avec un gain d'énergie t . Pour prendre en compte leur répulsion, on introduit un coût d'énergie U quand deux électrons se trouvent sur le même site. Ce modèle simplifié, connu sous le nom de modèle de Hubbard, prend en compte les ingrédients essentiels dont nous avons besoin même s'il peut être complété de bien des façons. Regardons d'abord une échelle isolée, et

considérons le cas d'un porteur par site (en fait un trou dans la bande d du cuivre de configuration $3d^9$). Si la répulsion est forte, on conçoit facilement qu'il y aura un porteur par site pour minimiser la répulsion. Les autres états de charge coûtent une énergie d'ordre U . Les degrés de liberté de charge sont donc gelés et le système est un isolant (dit de Mott). En fait, à une dimension, on obtient un isolant (pour un porteur par site) pour toute interaction répulsive. Il

reste cependant une énorme dégénérescence de spin qui est levée par t . Si deux porteurs voisins ont des spins parallèles, le principe de Pauli interdit le saut d'un site à l'autre. En revanche, si les spins sont antiparallèles, un saut virtuel qui fait passer le système dans un état excité est possible. Pour revenir dans le fondamental, le système peut échanger les spins. C'est le mécanisme du superéchange, introduit par Anderson, qui explique ainsi l'origine de l'antifer-

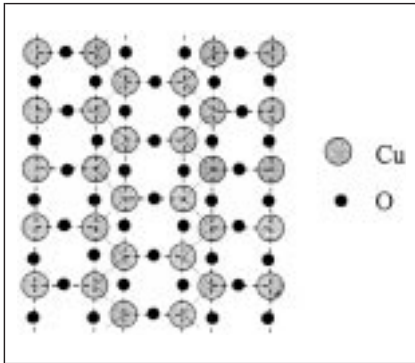


Figure 1 - Structure des plans CuO du composé $SrCu_2O_3$. Les atomes d'oxygène forment un réseau carré régulier. Des lacunes dans le réseau des cuivres conduisent à une structure en échelles à 2 montants (c'est-à-dire 2 chaînes parallèles) faiblement couplées, trois de ces échelles étant représentées ici. Bien que les montants de deux échelles adjacentes soient proches, le couplage entre échelles est faible en général (les orbitales se recouvrent mal, et chaque site interagit avec 2 sites de l'autre échelle qui ont des spins opposés). Les atomes de cuivre dans l'état d'oxydation (théorique) Cu^{II} (configuration $3d^9$) portent un spin $1/2$.

romagnétisme dans de nombreux composés à interactions fortes bi- ou tridimensionnels (le mécanisme est essentiellement le même dans le cas où, comme pour le système représenté figure 1, les atomes qui portent les spins localisés – ici les atomes de cuivre – sont séparés par d'autres sites non magnétiques). Le hamiltonien qui décrit les degrés de liberté de spins \vec{S} est alors le hamiltonien de Heisenberg

$$H = J \sum_{\langle ij \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (1)$$

où $\langle ij \rangle$ désigne des proches voisins et où l'échange J peut être calculé par une perturbation au second ordre $J \sim t^2/U$. Quelles sont les propriétés d'un tel système dans une géométrie d'échelle ? Une différence remarquable apparaît entre les échelles avec un nombre pair et un nombre impair de montants (voir encadré 1). Pour les échelles avec un nombre pair de montants, les premiers états excités sont séparés par un « gap » (trou en énergie) de largeur finie. Si le nombre de montants est impair – alors le fondamental est analogue à celui d'une seule chaîne de spins $1/2$ et il

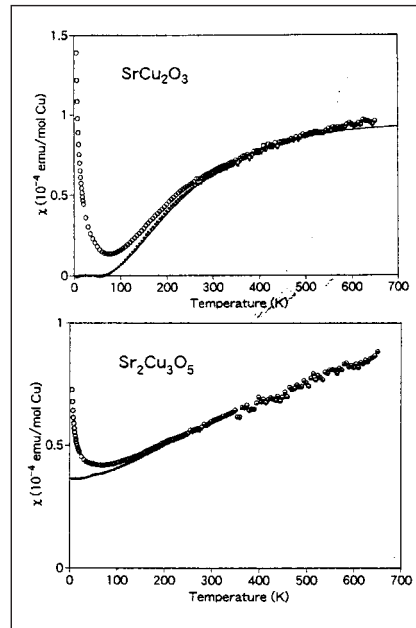


Figure 2 - Susceptibilité magnétique des composés $SrCu_2O_3$, et $Sr_2Cu_3O_5$ (correspondant respectivement à des échelles à 2 ou 3 montants) en fonction de la température. La contribution extrinsèque de moments locaux (due à des impuretés) donnant lieu à une loi de Curie – c'est-à-dire une divergence en $1/T$ à basse température – soustraite des données brutes donne la courbe inférieure (cf. M. Azuma et al., Phys. Rev. Lett. 73, 3463, 1994).

n'y a pas de gap vers les états excités. Cette propriété remarquable peut être testée expérimentalement par des mesures de susceptibilité magnétique χ . Comme le montre la figure 2, $\chi(T)$ décroît exponentiellement en température en présence d'un gap, et tend vers une valeur finie comme pour une simple chaîne de spin $1/2$ en l'absence de gap. Cette différence dans la nature du spectre suivant le nombre de montants est réminiscente de celle qui existe pour les chaînes de spin S et qui est connue sous le nom de conjecture de Haldane (voir encadré 1).

On peut montrer que la présence d'un gap dans le spectre des excitations d'une échelle à un nombre pair de montants implique que les corrélations entre deux spins décroissent exponentiellement avec la distance (ou oscillent rapidement dans le temps). Il en résulte un état de spin très « désordonné » appelé liquide de spin. La recherche de comportements

analogues dans des systèmes de spins de plus haute dimension (par exemple sur réseau Kagomé) fait actuellement l'objet d'études approfondies. Du fait de la nature de cet état fondamental séparé par un gap des premiers états excités, les échelles sont également des composés de choix pour étudier des transitions (par exemple entre un fondamental avec gap et un fondamental sans gap) que l'on obtient en faisant varier un paramètre du système. Ces transitions sont connues sous le nom de phénomènes critiques quantiques car elles sont dues à la présence de fluctuations quantiques dans le système. Remarquons qu'aucune transition de phase n'est possible dans un système (strictement) unidimensionnel à température finie. Néanmoins, ce phénomène devient possible si la température est nulle. Un exemple d'une telle transition est détaillé dans l'encadré 2.

ÉCHELLES DOPÉES

Jusqu'ici, nous avons considéré des composés à un porteur par site, et qui, par conséquent, sont des isolants (de Mott) du fait des fortes interactions. Des propriétés remarquables nouvelles se manifestent quand l'échelle est dopée. En effet, si l'on dope une chaîne simple, comme on le voit dans la figure 3, les trous n'affectent pas de façon sensible le quasi-ordre antiferromagnétique qui existait au demi-remplissage (au voisinage du demi-remplissage, doper par des électrons ou par des trous est équivalent ; la discussion est menée en termes d'absence de porteurs : trous). Les trous peuvent sauter facilement d'un site à l'autre. On obtient donc un système qui reste essentiellement antiferromagnétique (la charge se positionne également de façon quasi périodique).

Il en est tout autrement dans une échelle (nous nous contenterons de considérer par la suite des échelles à deux montants). Pour le comprendre qualitativement, regardons le cas où le couplage antiferromagnétique sur

Encadré 2

L'ÉCHELLE SOUS CHAMP MAGNÉTIQUE

De façon générale, un champ magnétique d'induction B produit, sur un système électronique dans un état quantique de spin S , un abaissement d'énergie égal à $\mu_B BS$, où μ_B est le magnéton de Bohr (effet Zeeman). Dans une échelle de spins en l'absence de champ, une excitation magnétique de spin 1 (par exemple, la transformation d'un singulet sur un barreau en triplet) coûte une énergie finie. Sous un champ magnétique B , l'énergie minimum Δ_S d'une telle excitation (ou gap de spin) est réduite à $\Delta_S - \mu_B B$ et s'annule pour une valeur critique du champ magnétique $B_{c1} = \Delta_S / \mu_B$. En ce point critique quantique, les excitations deviennent alors sans gap. Le gap de spin du composé $\text{Cu}_2(\text{C}_5\text{H}_{12}\text{N}_2)_2\text{Cl}_4$ (voir figure 1) est particulièrement faible (de l'ordre de 10 K) de sorte que le

point critique à température nulle se situe autour de $B = 8 \text{ T}$. Ce champ magnétique facilement accessible en laboratoire fait que ce composé est idéal pour étudier les effets du champ magnétique sur une échelle de spin.

Le diagramme de phase schématique de ce système est représenté figure 2. En plus du point critique à $B = B_{c1}$, il fait apparaître un champ critique supérieur au-dessus duquel l'aimantation de l'échelle de spin sature (tous les spins sont dirigés dans la direction du champ magnétique). Une ligne en traits pointillés indique le changement entre le régime dit de liquide de spins où les spins « se voient » sur des distances assez courtes, et le régime dit « critique ».

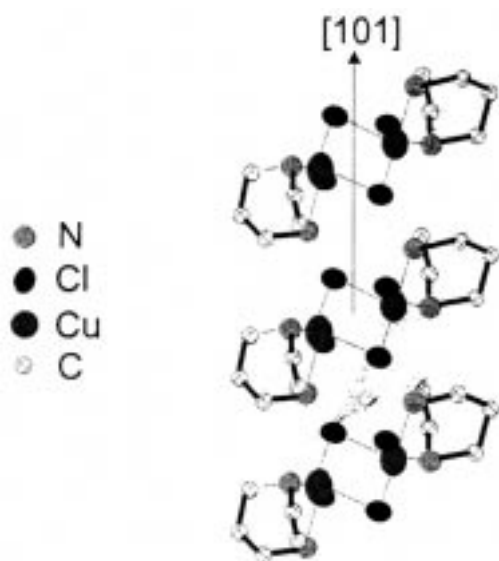


Figure 1 - Structure de $\text{Cu}_2(\text{C}_5\text{H}_{12}\text{N}_2)_2\text{Cl}_4$: vue de l'empilement des molécules le long de l'axe $[101]$. Les spins $1/2$ sont localisés sur les atomes de cuivre. Le couplage magnétique J_{\perp} le long des barreaux de l'échelle est un couplage intramoléculaire.

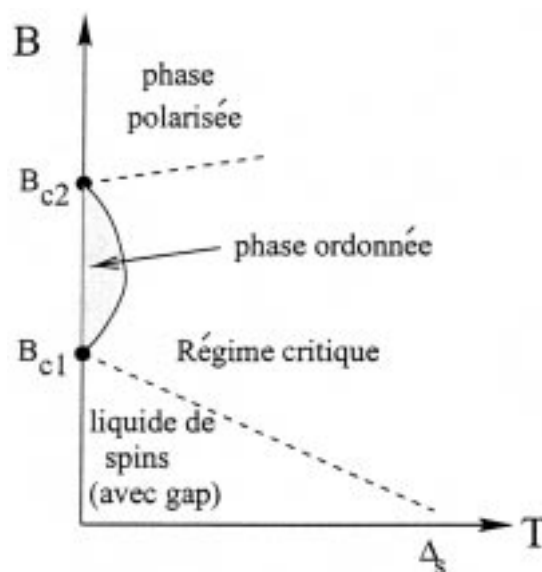


Figure 2 - Diagramme de phase schématique induction magnétique (B) - température (T). La phase ordonnée basse température entre B_{c1} et B_{c2} reste encore mal comprise.

les barreaux J_{\perp} est extrêmement fort, comme représenté dans la figure 3 (le diagramme de phase complet dans le cas $J_{\perp} = J_{\parallel}$ est présenté dans l'encadré 3). Dans ce cas, les singulets de spins décrits dans la section précédente sont directement sur les barreaux. Pour doper un tel système, mettre deux trous sur deux barreaux

différents coûte une énergie d'ordre $2J_{\perp}$ pour avoir brisé deux singulets. Il est bien plus astucieux de mettre les deux trous sur le même barreau et de ne payer que J_{\perp} . Le gap de spin induit une attraction effective entre les trous et, contrairement au cas d'une chaîne isolée, une échelle isolée donne naissance à de fortes cor-

relations supraconductrices. Grâce à la présence du gap de spin, les échelles ont la propriété remarquable de présenter de la supraconductivité en présence d'interactions électroniques répulsives ! Il est nécessaire d'aller plus loin que ce simple calcul de couplage fort qui n'est pas dans une limite très physique (presque pas

DIAGRAMME DE PHASE DE L'ÉCHELLE DOPÉE ET SUPRACONDUCTIVITÉ DES ÉCHELLES

Étudions plus en détail le cas d'une échelle dopée isotrope, où les couplages sur les barreaux et sur les montants sont égaux. Dans cette approche, nous supposons que l'interaction de Hubbard U est forte par rapport au terme de saut t . Dans cette limite, deux porteurs ne peuvent se trouver sur le même site et les échelles d'énergie t et $J \sim t^2/U$ (énergie d'échange magnétique) gouvernent le problème. Pour un tel système, $J \ll t \ll U$. Ce modèle effectif de basse énergie est connu sous le nom de « modèle t - J ». Malgré son apparente simplicité, la connaissance des propriétés de ce modèle reste encore très limitée surtout à 2 dimensions. Néanmoins, dans le cas des échelles (ou des chaînes), des symétries spécifiques aux modèles quantiques unidimensionnels avec spectre linéaire, appelées symétries conformes, permettent d'aller plus loin. En particulier, les exposants qui caractérisent les lois de puissance des fonctions de corrélations à grande distance s'expriment en fonction de grandeurs physiques simples (comme la compressibilité), aisément calculables, par exemple par des méthodes numériques.

Le diagramme de phase de l'échelle t - J est montré dans la figure en fonction des deux seuls paramètres du problème, à savoir la densité moyenne de trous (que nous appellerons n_h) et le rapport J/t . L'axe $n_h = 0$ correspond à l'échelle de spins isolante discutée précédemment (un porteur par site). Pour un petit dopage, le gap de spin est robuste et dans un large domaine du paramètre J/t (typiquement $0,4 \leq J/t \leq 2$) des paires de trous se forment sur les barreaux et conduisent à des fluctuations supraconductrices. Puis, à très grandes valeurs de J/t , on assiste à la séparation de phase entre les trous et les spins. Ce phénomène est analogue, par exemple, à la coexistence entre un liquide et un gaz à la température d'ébullition du liquide. Dans le cas présent, ce phénomène est lié à l'échange magnétique qui produit une attraction entre les constituants du milieu du même type (soit les trous, soit les spins) au point de former une phase constituée uniquement de spins où tous les trous ont été expulsés. Ce phénomène de séparation de phase est, en fait, un phénomène très général dans les systèmes corrélés. Il a été observé expérimentalement, sous des formes très diverses, dans certains oxydes de cuivre supraconducteurs ou dans des oxydes du manganèse. A des valeurs faibles de J/t , un autre état apparaît : bien que les trous aient encore tendance à former des paires locales, celles-ci n'ont plus assez d'énergie cinétique pour donner lieu à un état supraconducteur. En revanche, ces paires préfèrent plutôt s'arranger en structure ordonnée, du moins localement (régime de fluctuations de charge). C'est ce qui explique, en partie, l'influence très forte du désordre dans ces systèmes puisque cette structure électronique assez rigide peut facilement « s'accrocher » au désordre. Le comportement isolant observé dans la direction des chaînes à très basse température dans le composé $\text{Sr}_{14-x}\text{Ca}_x\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ est vraisemblablement dû à un tel mécanisme. Enfin, quand le dopage est très fort, le nombre de

spins devient trop réduit pour assurer efficacement la formation des paires de trous sur les barreaux et les trous se déplacent alors individuellement de barreau en barreau le long de l'échelle. On retrouve alors le comportement traditionnel d'une chaîne unidimensionnelle (liquide de Luttinger).

La supraconductivité dans une échelle présente une caractéristique remarquable par rapport à la supraconductivité conventionnelle. Quand les électrons s'apparient dans un supraconducteur, on classe le paramètre d'ordre selon la symétrie de la fonction d'onde de la paire. Dans le cas de la supraconductivité conventionnelle, cette symétrie est de type s . Une fonction d'onde s a deux avantages : elle place les spins de la paire dans un état singulet (la fonction d'onde totale est antisymétrique du fait du principe de Pauli) et assure un recouvrement maximal entre les deux particules de la paire, ce qui permet de bénéficier de l'attraction à l'origine de la supraconductivité. Cela correspond à un gap supraconducteur constant au niveau de Fermi. Dans une échelle, comme la paire existe à travers le barreau et n'est pas locale, le signe du paramètre d'ordre change suivant que le vecteur d'onde transverse vaut $k_{\perp} = 0$ ou $k_{\perp} = \pi$ (pour une échelle à deux montants, ce sont les seules valeurs permises). La supraconductivité dans une échelle est donc très similaire à celle qui correspondrait à une symétrie d en dimension deux. Une telle symétrie est, en fait, attendue dans un système avec des fortes interactions répulsives. Elle laisse la paire dans un état singulet de spin, et assure que la fonction d'onde orbitale est nulle sur le même site, ce qui limite le coût lié à la répulsion. Les échelles semblent donc très proches d'autres systèmes inhabituels tels que les supraconducteurs à haute température critique.

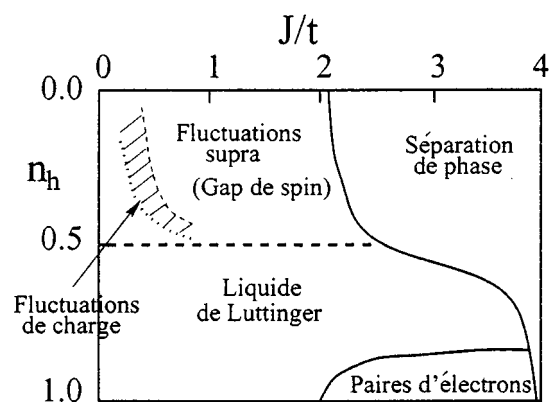


Figure - Diagramme de phase de l'échelle dite « t - J » à 2 montants en fonction de la densité de trous (dopage) et du paramètre J/t représentant le rapport entre l'énergie magnétique et l'énergie cinétique. La ligne $n_h = 0$ correspond à l'échelle de spin (1 porteur par site) et la ligne $n_h = 1$ à l'absence totale de spins.

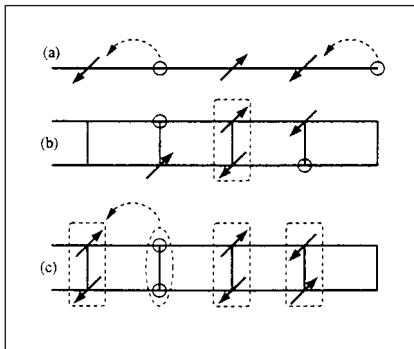


Figure 3 - (a) Pour une seule chaîne, les trous s'insèrent dans la structure antiferromagnétique et peuvent sauter d'un site à l'autre individuellement sans contraintes (symbolisé par les flèches en pointillés). Le système reste essentiellement antiferromagnétique. (b) Dans une échelle, du fait de la formation d'un état singulet pour les spins sur un même barreau (symbolisé par la boîte en pointillés), il est très défavorable de mettre deux trous sur deux barreaux différents car l'on brise deux singulets. (c) Les trous sont donc appariés sur un même barreau. La paire peut sauter librement d'un site à l'autre. On a formation d'un état supraconducteur.

d'énergie cinétique) et de s'assurer que les paires de trous ne cristallisent pas en une phase ordonnée mais condensent bien en une phase suprafluide. De plus, la supraconductivité est de nature différente (voir encadré 3) par rapport à celle que l'on aurait pour des interactions attractives. Dans ce cas, les paires seraient essentiellement formées sur site, alors que, dans le cas de l'échelle, les paires sont formées à travers le barreau (ce qui permet évidemment de ne pas payer le coût de la répulsion entre particules).

Cette prédiction théorique a conduit à une recherche expérimentale pour observer cette supraconductivité dans les échelles. Les premières expériences de dopage se sont révélées infructueuses, les composés restant des isolants. Un tel résultat n'est pas surprenant. En effet, il est difficile d'avoir les bons aspects du monde unidimensionnel sans les mauvais. Les systèmes unidimensionnels sont extrêmement sensibles au désordre. Les impuretés sont capables, contrairement à ce qui se passe en dimension plus élevée, de détruire la supraconductivité et de conduire à la localisation des paires de

trous. Néanmoins, le composé $\text{Sr}_2\text{Ca}_{12}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ sous forte pression montre une transition supraconductrice à $T_c = 12$ K. La nature de la phase supraconductrice reste encore mystérieuse. En effet, la sensibilité de l'échelle isolée au désordre interdit une interprétation en terme d'une simple stabilisation de la physique d'une seule échelle, et il semble que le couplage interéchelles joue un rôle crucial.

LES ÉCHELLES COMME INTERMÉDIAIRES ENTRE 1D ET 3D

Ce dernier point nous conduit naturellement à une question posée par la physique des échelles. Dans le cas d'une seule chaîne, les interactions ont des effets dramatiques et conduisent à des comportements très différents de celui qui est attendu pour un système tridimensionnel. Comment passe-t-on de cette physique unidimensionnelle au liquide de Fermi ? La question est d'importance pour un grand nombre de composés : les échelles, bien-sûr, mais également d'autres familles telles que les supraconducteurs organiques, constitués d'un grand nombre de chaînes couplées entre elles, qui sont étudiés depuis plus de 10 ans. Là encore, les échelles peuvent aider à résoudre ce problème (par exemple en comprenant systématiquement comment la physique change en fonction du nombre de montants).

Une propriété caractéristique des échelles est le confinement qui existe pour les échelles à nombre pair de montants. En effet, sur de telles échelles, les électrons sont appariés, et ne peuvent donc sauter individuellement d'une échelle à l'autre. Ils ne peuvent sauter que par paires (ce qui, dans des matériaux plus isotropes, est connu sous le nom de couplage Josephson). Un tel confinement a d'ailleurs été observé dans le composé $\text{Sr}_{14-x}\text{Ca}_x\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ et se manifeste par une conductivité de type isolant à basse température dans la direction perpendiculaire aux échelles. Quand le couplage interéchelle

devient de l'ordre du couplage le long des barreaux de l'échelle, on s'attend à un changement qualitatif avec la stabilisation de nouvelles phases bi- ou tridimensionnelles (supraconductrice, liquide de Fermi, ...). L'étude du système d'échelle, couplées devrait permettre de mieux comprendre ce régime difficile à appréhender par d'autres méthodes.

Les composés en échelles sont donc des matériaux surprenants par la richesse de leur physique, tant dans leur phase isolante que dans leur phase métallique. Leur comportement peut aller du liquide de spin au supraconducteur inhabituel. De plus, ils se prêtent remarquablement bien à l'étude de transitions critiques quantiques et de transitions dimensionnelles. Aussi bien d'un point de vue expérimental que théorique, nous sommes encore très loin d'avoir épuisé leur richesse.

POUR EN SAVOIR PLUS

Généralités sur les échelles :

Dagotto (E.) and Rice (T.M.), « Surprises on the way from 1D to 2D quantum magnets », *Science* **271**, 618, 1996.

Liquides de Luttinger :

Schulz (H.J.), « Fermi liquids and non-Fermi liquids », cours de physique de l'école d'été des Houches LXI, ed. E. Akkermans, G. Montambaux, J. Pichard, et J. Zinn-Justin, *Elsevier* Amsterdam, 533, 1995.

Échelles de spins :

Schulz (H.J.), « Phase diagrams and correlation exponents for quantum spin chains of arbitrary spin », *Phys. Rev. B* **34**, 6372, 1986.

Barnes (T.) et al., « On the excitation spectrum of Heisenberg spin ladders », *Phys. Rev. B* **47**, 3196, 1993.

Transitions quantiques critiques :

Chaboussant (G.) et al., « Experimental phase diagram of $\text{Cu}_2(\text{C}_5\text{H}_{12}\text{N}_2)_2\text{Cl}_4$: a quasi-one-dimensional antiferromagnetic spin-1/2 Heisenberg ladder », *Phys. Rev. B* **55**, 3046, 1997.

Calemczuk (R.) et al., « Thermodynamic properties of the spin-1/2 antiferromagnetic ladder $\text{Cu}_2(\text{C}_2\text{H}_{12}\text{N}_2)_2\text{Cl}_4$ under magnetic field », *Euro. Phys. J.*, **B 7**, 171, 1999.

Écheltes dopées :

Schulz (H.J.), « Phases of two coupled Luttinger liquids », *Phys. Rev.* **B 54**, R2959, 1996.

Hayward (C.) and Poilblanc (D.), « Luttinger liquid behavior and superconducting correlations in t-J ladders », *Phys. Rev.*, **B 53**, 11721, 1996.

Effet du désordre :

Orignac (E.) and Giamarchi (T.), « Effects of disorder on two strongly correlated coupled chains », *Phys. Rev.* **B 56**, 7167, 1997.

Écheltes couplées :

Mayaffre (H.) et al., « Absence of a spin gap in the superconducting ladder compound $\text{Sr}_2\text{Ca}_{12}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ », *Science*, **279**, 345, 1998.

Article proposé par :

Thierry Giamarchi, tél. 01 69 15 69 38, courriel : giam@lps.u-psud.fr

Edmond Orignac, courriel : orignac@physics.rutgers.edu

Didier Poilblanc, tél. 05 61 55 60 39, courriel : didier@irsamc2.ups-tlse.fr

Heinz Schulz † (hommage page 7)