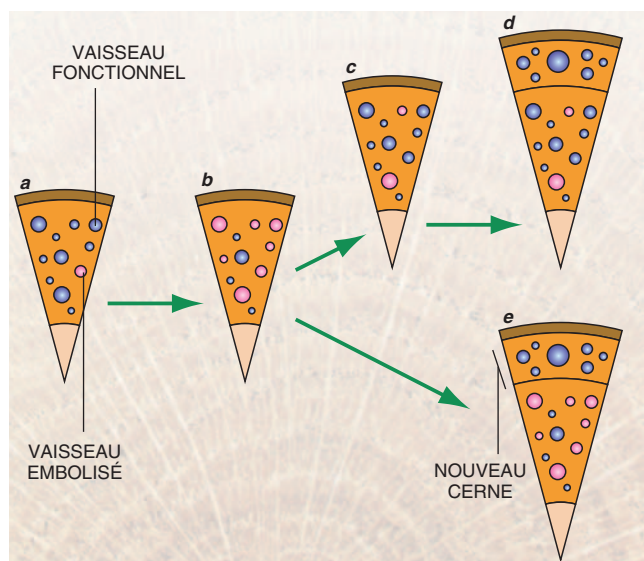




7. L'EMBOLE HIVERNALE résulte de la succession de périodes de gel et de dégel qui rendent des vaisseaux fonctionnels (a, en bleu) impropres au passage de la sève (b, en rose). Elle se résorbe de deux façons selon les essences. Chez le hêtre et le noyer, la sève est mise sous pression soit grâce à l'hydrolyse de l'amidon des branches, soit grâce à la poussée racinaire : les bulles se résorbent (c, le nombre de vaisseaux fonctionnels a augmenté) peu à peu avant la croissance d'un nouveau cerne (d) qui peut se former après l'apparition des feuilles. En revanche, chez le chêne, il n'y a pas de résorption de l'embolie, aussi, c'est surtout la croissance qui permet d'alimenter les nouvelles pousses.

cavitation. Ainsi, les stomates sont les garants de l'intégrité de l'appareil vasculaire des arbres.

Les courbes de vulnérabilité indiquent les gammes de tensions pour lesquelles les échanges gazeux sont assurés. Aujourd'hui, on dispose de telles courbes pour plusieurs dizaines d'espèces et on constate des disparités en fonction des zones d'habitat de ces essences. Certaines sont très vulnérables, tels les peupliers, les saules et les noyers, avec des seuils de cavitation compris entre 0 et -20×10^5 pascals. D'autres sont résistantes, tels les chênes méditerranéens, les cèdres et un pin corse, avec des seuils de cavitation inférieurs à -40×10^5 pascals. Entre les deux, on trouve un grand nombre d'espèces vivant en régions tempérées, tels le hêtre, le frêne et des conifères, tel le pin sylvestre.

De l'importance de l'architecture

Par ailleurs, la vulnérabilité varie selon les différents axes d'un même arbre, en fonction de leur diamètre ou de leur nature. Enfin, une autre source de sensibilité à l'embolie est liée aux conditions de croissance : chez le hêtre, les branches qui se développent à la lumière sont notablement moins vulnérables que celles qui poussent à l'ombre, sans doute parce que leurs vaisseaux sont soit plus nombreux, soit plus larges, soit plus longs ; chez le frêne, la sensibilité des pétioles varie selon leur position dans le houppier (le sommet de l'arbre) ou selon l'âge des branches.

La croissance du diamètre participe également au contrôle de l'embolie (voir la figure 7). À chaque printemps, un tissu périphérique, nommé cambium, ajoute un cerne et, par conséquent, de nouveaux vaisseaux alimentant les pousses de l'année. Chez les espèces qui ne réparent pas l'embolie estivale, cette croissance n'est efficace que lorsqu'elle a lieu avant le débourrement, c'est-à-dire

l'éclosion des bourgeons. Dans ces conditions, les nouvelles feuilles sont correctement alimentées une fois la période de gel révolue. Les conduits embolisés le restent et sont parfois envahis par des thylles, des excroissances cellulaires des vaisseaux qui les bouchent définitivement.

L'étude de l'architecture hydraulique a aussi mis en évidence les relations entre l'état hydrique d'un arbre, mesuré par la tension de la sève brute, et sa croissance. L'enjeu est d'importance, car il concerne le déterminisme de la ramification et donc l'acquisition de la forme de la partie aérienne de l'arbre. Le fonctionnement physiologique des plantes vasculaires est perturbé dès que l'état hydrique diminue de plus de 15 à 25 pour cent de sa valeur optimale : bien plus que la photosynthèse, c'est la croissance, c'est-à-dire l'augmentation des dimensions d'un organe, qui est sensible au dessèchement.

Chez le hêtre, on a montré que plus la résistance des éléments conducteurs qui alimentent les bourgeons est faible (la conductivité est grande), plus le nombre d'ébauches foliaires dans les bourgeons est élevé. Les variations de la résistance hydraulique résultent des différences de diamètre des vaisseaux et de leur nombre. Or, chez le hêtre, le nombre d'ébauches dans le bourgeon détermine non seulement le nombre de feuilles de la pousse, mais également sa morphologie : lorsqu'il y a moins de quatre ébauches, la pousse est courte et ne se ramifie pas l'année suivante ; quand il y a plus de quatre ébauches, la pousse est longue et se ramifie. Au cours d'une année, la mise en place des ébauches foliaires est fonction du diamètre des pousses : plus il est grand, plus il y a d'ébauches. L'année suivante, la croissance en longueur et la ramification des pousses dépendent du nombre d'ébauches. Ainsi, en partie grâce à ses effets sur l'appareil vasculaire alimentant les bourgeons, les pousses et le nombre de feuilles mises en place une année dépendent des conditions de croissance de l'année précédente.

Les arbres ont une architecture hydraulique fondée sur deux propriétés de l'appareil conducteur : d'une part, sa vulnérabilité à l'embolie et sa conductivité hydraulique, d'autre part, la répartition de ces conductivités dans l'arbre. Leur étude a élucidé nombre de mécanismes, jusqu'alors inconnus, grâce auxquels on comprendra mieux l'évolution des caractéristiques au cours du vieillissement des arbres. Enfin, les botanistes mesurent désormais l'importance des périodes automnale et hivernale pendant lesquelles les arbres n'ont pas de feuilles et, par conséquent, ne transpirent pas. Bien qu'il ne se passe rien de visible, les nombreuses relations entre l'état de l'eau dans le système vasculaire, la physiologie et le développement de l'arbre font de cette période une étape clef indispensable au bon développement de la végétation quand la belle saison est venue.

Pierre CRUIZIAT, Hervé COCHARD et Thierry AMÉGLIO travaillent à l'unité mixte de recherches INRA-Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand « Physiologie intégrée de l'arbre fruitier et forestier ».

Pierre CRUIZIAT et al, *Hydraulic architecture of trees : main concepts and results*, in *Annals of forest science*, 2002.

De la graine à la plante, Bibliothèque scientifique Belin-Pour la Science, 2002.

M. TYREE et M. ZIMMERMANN, *Xylem structure and the ascent of sap*, Springer series in wood science, 2002.

Les échelles quantiques

THIERRY GIAMARCHI • EDMOND ORIGNAC • DIDIER POILBLANC

Composés hybrides, à mi-chemin entre les fils unidimensionnels et les conducteurs à deux ou trois dimensions, les échelles quantiques ont des propriétés électriques radicalement nouvelles.

La physique quantique s'est révélée indispensable non seulement pour comprendre les phénomènes atomiques ou subatomiques, mais aussi pour expliquer nombre de phénomènes macroscopiques, tels le ferromagnétisme, la supraconductivité ou l'effet Hall quantique. Tous ces phénomènes résultent d'une combinaison entre, d'une part, les interactions électriques des électrons et des ions chargés qui constituent les solides, et, d'autre part, des effets purement quantiques irréductibles à une description classique.

La description complète d'un objet sur la base de ces interactions est, *a priori*, inenvisageable, car le nombre de particules dans un échantillon macroscopique est gigantesque (de l'ordre de 10^{23}) et, même si les équations de base qui régissent le système étudié sont bien connues, le temps nécessaire pour les résoudre sur un ordinateur excède de plusieurs ordres de grandeur l'âge de l'Univers. Lorsque la mécanique quantique s'en mêle, la complexité du problème est encore augmentée par l'impossibilité de connaître en même temps la vitesse et la position de chaque particule (principe d'indétermination de Heisenberg). Enfin, le comportement collectif d'un très grand nombre d'électrons donne lieu, comme nous allons le voir, à des phénomènes radicalement nouveaux, qui ne peuvent être déduits de l'étude d'un petit nombre de particules en interaction.

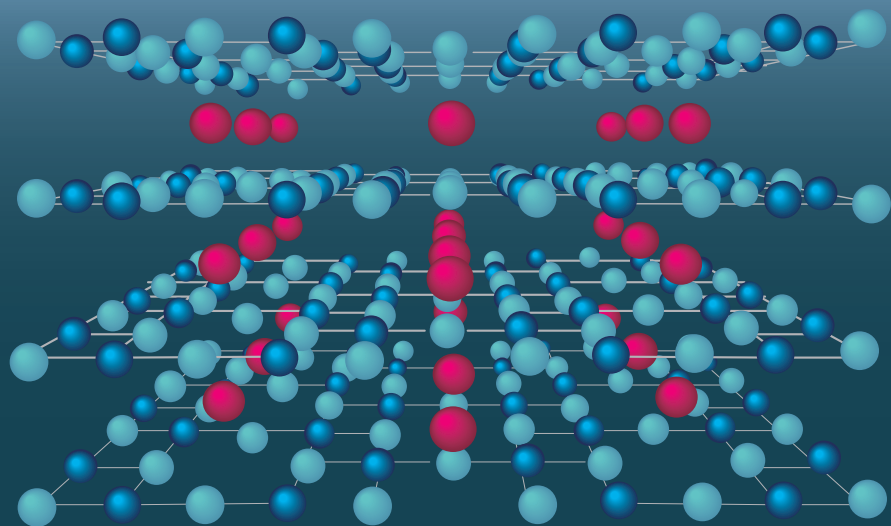
Heureusement, une description aussi complète n'est généralement pas nécessaire pour connaître les propriétés d'un corps à l'équilibre thermodynamique. Ainsi, à la fin du XIX^e siècle, Ludwig Boltzmann décrit de façon satisfaisante la physique des gaz parfaits ou dilués en introduisant l'usage des probabilités en physique, notamment pour décrire la position et la vitesse des particules. Par la suite, cette approche statistique a été généralisée par Josiah Gibbs qui exprima, pour un corps à la température T , la probabilité d'occupation de la configuration d'énergie E (proportionnelle à $\exp(E/kT)$ où k est une constante) sous une forme aisément transposable à la mécanique quantique. En physique des solides, il existe une simplification supplémentaire due au fait que l'on étudie des systèmes à basse température, et par conséquent, que l'on peut se contenter de considérer leur état fondamental (l'état de plus basse énergie) et les premiers états excités au-dessus du fondamental.

Comme nous le verrons, il résulte de ces méthodes que le comportement des électrons dans un conducteur de dimension égale à deux ou trois est très différent de celui des électrons contraints à se déplacer le long d'une direction unique. Au cours des dernières années les chimistes ont su synthétiser des matériaux constitués d'un petit nombre de chaînes d'atomes reliées par des ponts, les échelles, qui permettaient, pensaient les théoriciens, d'appréhender la structure des conducteurs bi ou tridimensionnels en partant de la limite unidimensionnelle qu'ils comprenaient bien. Or, de façon tout à fait inattendue, ces échelles quantiques se sont révélées dotées de propriétés très originales.

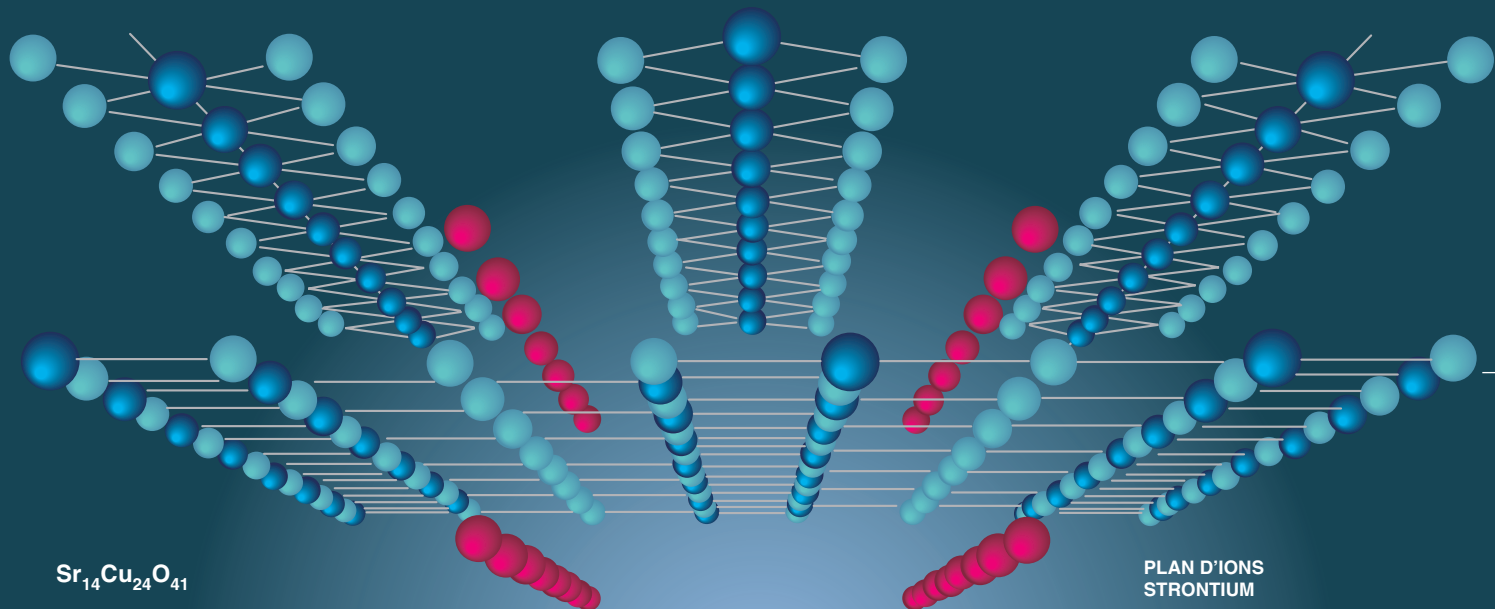
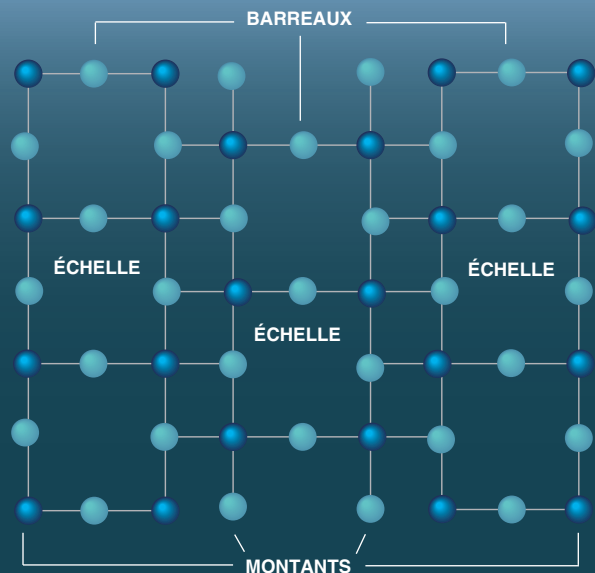
Gaz et liquides d'électrons

Dans un échantillon solide, les électrons se comportent comme un gaz ou une « mer » de particules chargées dont la structure détermine les propriétés de conduction du solide. Pour l'étudier plus en détail, rappelons qu'en mécanique quantique, on distingue deux classes de particules : les bosons (par exemple, les photons) et les fermions (par exemple, les électrons). Les bosons sont de véritables moutons de Panurge : la probabilité qu'un boson aille dans un état donné est proportionnelle au nombre de bosons qui l'occupent déjà. Au contraire, les fermions font figure de misanthropes : il est impossible de placer deux fermions dans le même état quantique (c'est le principe d'exclusion de Pauli). Les électrons, les protons et les neutrons ainsi que toute particule formée d'un nombre

1. LES ÉCHELLES QUANTIQUES sont des composés constitués de chaînes d'atomes – « les montants » – reliées par des ponts – « les barreaux ». Elles sont dotées de propriétés originales. Le composé de formule SrCu_2O_3 (*en haut*), un réseau cristallin constitué d'ions strontium Sr^{2+} (*en rouge*), cuivre Cu^{2+} (*en bleu*) et oxygène O^{2-} (*en turquoise*), est formé de plans d'ions strontium séparant les plans d'ions cuivre et oxygène (Cu_2O_3) qui contiennent les échelles (*en haut et à droite*). Ces échelles sont isolantes. Au contraire, les échelles du composé $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ (*en bas*), sont supraconductrices sous certaines conditions. Cette fois, il y a trois types de plans : les plans d'ions strontium, des plans d'ions cuivre et oxygène, mais aussi des plans constitués de chaînes d'oxyde de cuivre (inactives pour le transport électronique). On sait synthétiser des échelles à un nombre n quelconque de montants, des composés de formule générale $\text{Sr}_n\text{Cu}_{n+1}\text{O}_{2n+1}$.

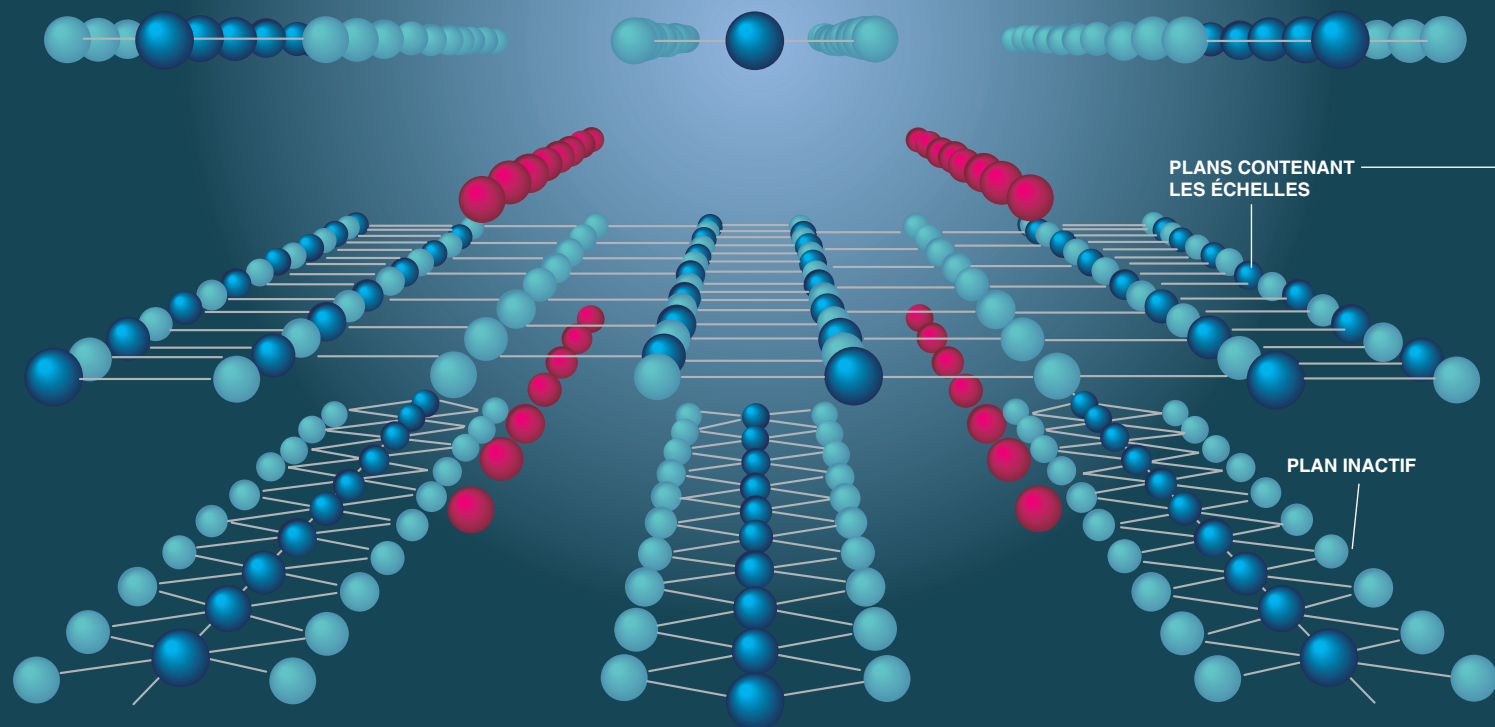


SrCu_2O_3



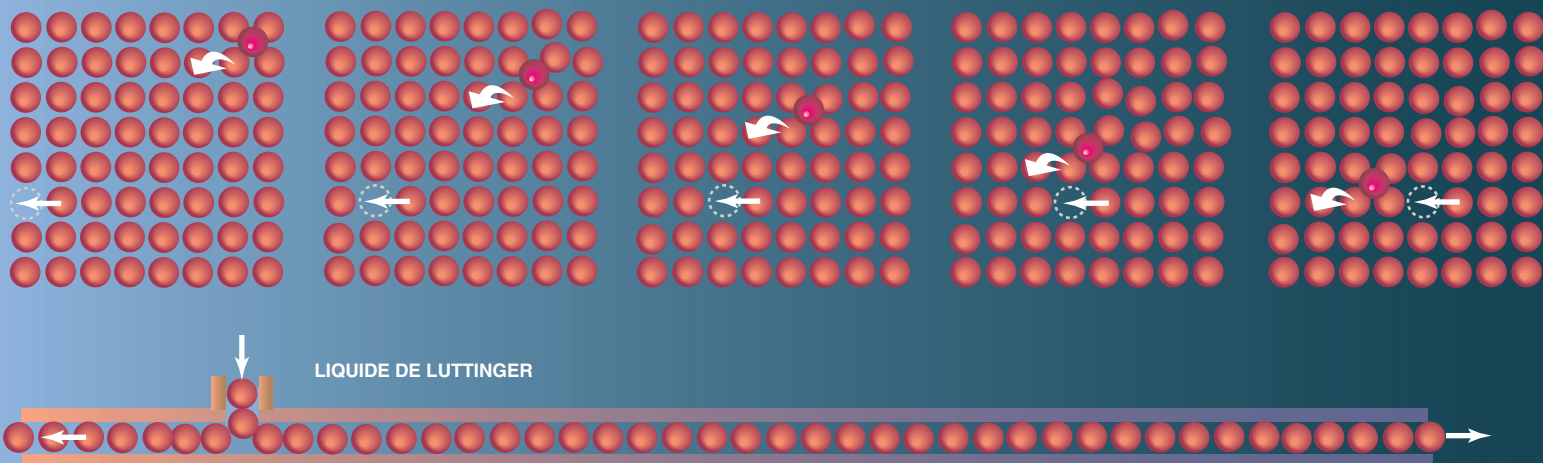
$\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$

PLAN D'IONS
STRONTIUM



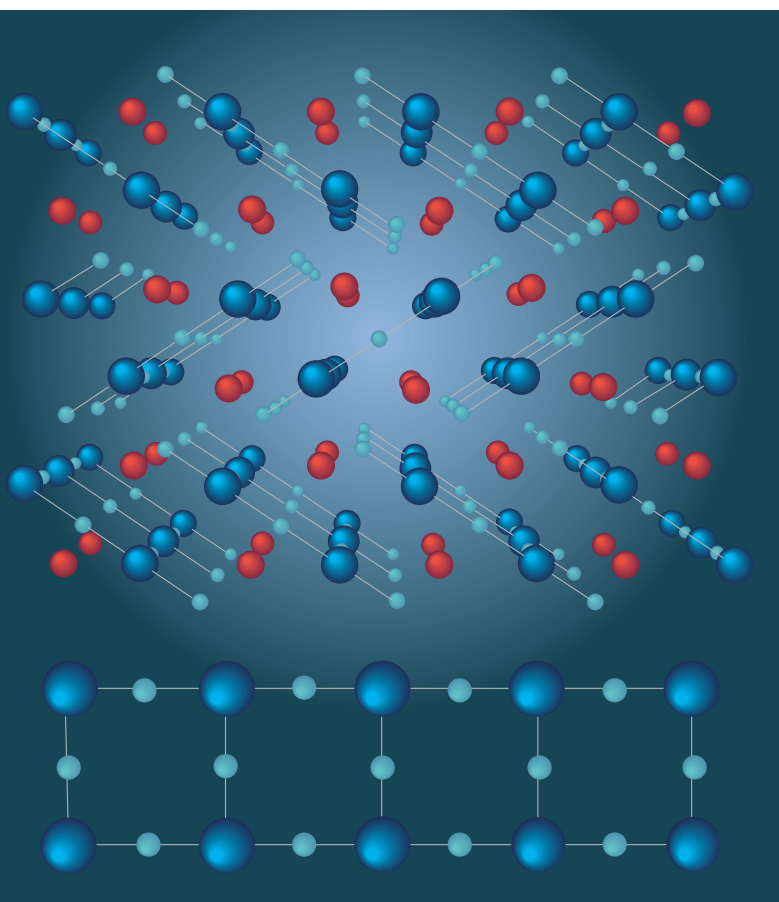
PLANS CONTENANT
LES ÉCHELLES

PLAN INACTIF



2. LA CONDUCTION électrique dans un solide relève de descriptions différentes selon que les électrons se meuvent dans une dimension ou dans plusieurs. Le niveau de Fermi d'un solide peut être considéré comme la surface de sa « mer d'électrons ». Les transports de courant sont des excitations à la surface de cette mer, c'est-à-dire des particules ajoutées au niveau de Fermi (*en rouge*) ou des trous ôtés dans ce même niveau (*en pointillés*). Ici, un jeu de taquin formé de billes symbolise les

interactions entre les électrons qui ont pour résultat global que ces excitations se propagent comme des particules isolées formant un gaz dilué. Un tel système est qualifié de liquide de Fermi. Au contraire, dans un système unidimensionnel, une particule n'avance qu'en poussant celle qui précède, entraînant un mouvement collectif. Il n'existe pas d'excitations ressemblant à des fermions libres. Dans le cas de ces conducteurs à une dimension, on parle de liquide de Luttinger.



3. LE COMPOSÉ $\text{LaCuO}_{2.5}$ formé d'atomes de lantane (*en rouge*), de cuivre (*en bleu*) et d'oxygène (*en bleu turquoise*) est constitué de chaînes d'atomes unidimensionnelles dont certaines sont reliées par des ponts transverses, ce qui leur confère une structure en échelle. Les physiciens pensaient que ces conducteurs présenteraient des propriétés intermédiaires entre celles des systèmes à une dimension (liquides de Luttinger) et celles des systèmes à deux dimensions (liquides de Fermi). En réalité, les échelles présentent des propriétés complètement nouvelles, et constituent peut-être un modèle réduit qui nous conduira à la compréhension de la supraconductivité à haute température critique.

impair de fermions (par exemple, les atomes d'hélium 3) sont des fermions. En revanche, les particules formées d'un nombre pair de fermions (les atomes d'hélium 4) sont des bosons. À condition de négliger les possibles interactions entre les particules, il est facile de calculer (par la méthode de Gibbs) les propriétés thermodynamiques d'un gaz de bosons, nommé gaz de Bose, ou d'un gaz de fermions, nommé gaz de Fermi. Ainsi, par exemple, on s'est aperçu que, dans le cas des bosons, un phénomène remarquable se produit : la condensation de Bose-Einstein où tous les atomes adoptent le même état quantique. Dans le cas des fermions, il ne peut y avoir de condensation puisqu'il est impossible de placer deux fermions dans le même état quantique : ces particules « s'empilent » sur des niveaux d'énergie de plus en plus élevés. Le niveau de plus grande énergie occupé à l'état fondamental est qualifié de niveau ou d'énergie de Fermi.

Le modèle du gaz de Fermi suffit souvent à expliquer un grand nombre de propriétés de la « mer d'électrons » qui constitue les métaux, en particulier les métaux dits simples, tel le sodium. Or, ceci est paradoxal. Le modèle de Fermi, comme on l'a déjà signalé, est bâti en négligeant totalement les interactions coulombiennes électrostatiques entre les électrons, de la même façon que l'on néglige les interactions entre les atomes pour construire le modèle du gaz parfait en mécanique statistique classique. Pourtant, dans la réalité, ces interactions ne sont nullement négligeables.

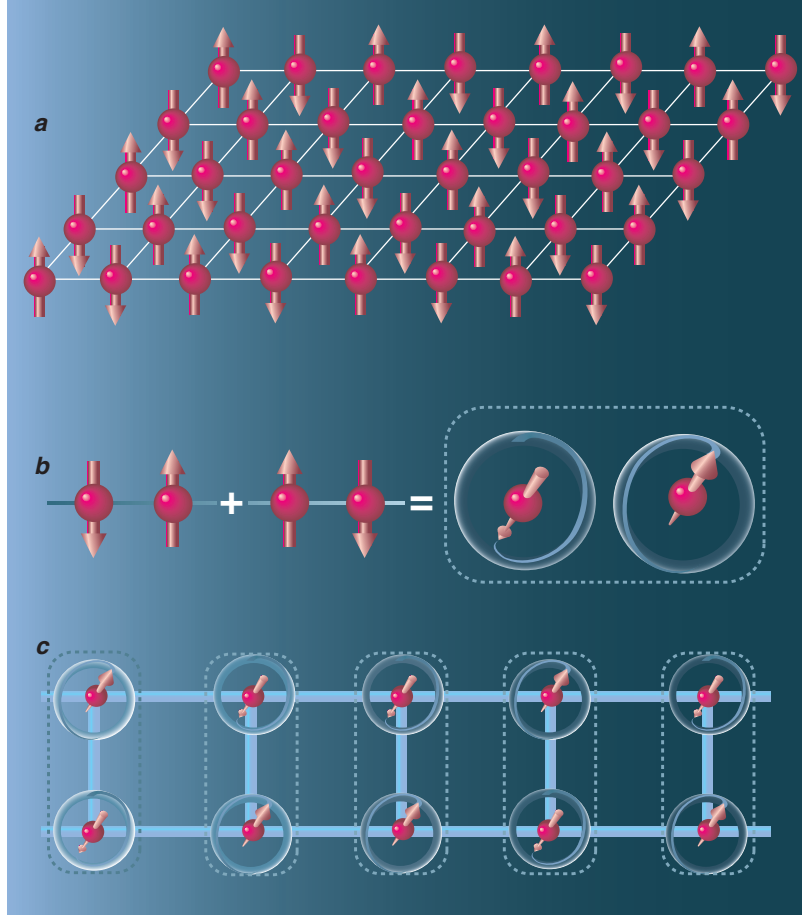
Pour éclairer ce paradoxe, évoquons la théorie dite du « liquide de Fermi », proposée en 1958 par le physicien russe Lev Landau. Landau postula qu'en l'absence d'interactions coulombiennes, les électrons formeraient effectivement un gaz parfait quantique – un gaz de Fermi – dont la description théorique est connue depuis les années 1930. En mécanique classique, pour passer de la description du gaz parfait à celle du liquide, il suffit d'augmenter la force des interactions. Ce passage se fait continûment, de sorte qu'il n'existe aucun moyen de distinguer nettement un gaz d'un liquide (on parle de continuité de l'état fluide). Selon Landau, le même phénomène devait se produire lorsqu'on ajoute des interactions

de plus en plus intenses au modèle du gaz parfait quantique. Dès lors, la structure de l'état fondamental et des états excités du gaz est identique à celle des états correspondants dans le liquide.

Les états excités du liquide de Fermi sont des quasi-particules (des particules ajoutées au-dessus du niveau de Fermi) ou bien des quasi-trous (particules enlevées au niveau de Fermi) constituant un gaz de fermions (voir la figure 2). On dit que ces particules sont « habillées », car leurs propriétés dépendent de l'action collective de l'ensemble des particules qui les entoure : on peut les comparer à des personnes dans une foule (un quasi-trou serait l'équivalent de l'espace libéré lorsqu'on enlève une personne dans une foule compacte). Quel que soit son désir d'avancer, une personne dans une foule dense ne peut progresser aussi vite qu'elle le pourrait au milieu d'une place déserte. Pour les particules, cela se traduit par le fait que l'inertie, c'est-à-dire la masse de la quasi-particule ou du quasi-trou, augmente avec l'intensité des interactions. Les électrons de conduction dans un solide sont dotés d'une masse effective différente de celle de l'électron dans le vide, et, quand les interactions sont fortes, ce changement est spectaculaire : on connaît, par exemple, des alliages dits de « fermions lourds », à base d'uranium, pour lesquels la masse effective des particules est une centaine de fois celle de l'électron. Ainsi, le liquide de Fermi ne se distingue du gaz parfait que par une redéfinition des paramètres des quasi-particules élémentaires qui le constituent. Autrement dit, la complexité introduite par les nombreuses interactions entre les électrons et les ions est, pour ainsi dire, balayée à l'intérieur d'une boîte noire : la masse effective des particules. Ceci explique que beaucoup de systèmes connus en physique des solides puissent être décrits au moyen de ces gaz ou de ces liquides de fermions interagissant faiblement.

Liquide à une dimension

Il existe cependant des matériaux où les effets des interactions sont tels qu'une description de leurs électrons de conduction en termes de liquide de Fermi est impossible. Au cours des années 1970, les physiciens du solide ont commencé à s'intéresser à des conducteurs organiques, tel le Tétrathiathulvalène-Tétracyanoquinone (TTF-TCNQ), où les électrons ne peuvent se déplacer facilement que suivant une seule des dimensions du solide (nous verrons comment réaliser de tels conducteurs un peu plus loin). Dans ce cas, il est facile de comprendre que les effets des interactions sont cruciaux : cette fois, il ne faut plus imaginer une foule, mais une file d'attente où le mouvement d'une personne implique celui de toutes les autres (voir la figure 2). Le mouvement des individus devient immédiatement un mouvement collectif du système et les excitations des électrons de conduction ne peuvent plus être traitées comme les particules individuelles du liquide de Fermi. C'est pourquoi la théorie de Landau est inapplicable à des électrons dans des systèmes unidimensionnels. Une autre propriété de ces conducteurs unidimensionnels a été démontrée, en 1960, par David Mermin et Herbert Wagner : du fait de ces mouvements nécessairement collectifs et de l'existence des fluctuations quantiques même à très basse température, ces systèmes ne peuvent jamais s'ordonner sur de grandes distances (comme c'est le cas dans un solide).



4. L'INTERACTION D'ÉCHANGE QUANTIQUE pousse les spins des électrons (leur moment magnétique qui leur confère des propriétés comparables à celles d'une aiguille aimantée) à s'aligner de manière antiparallèle. Dans un réseau de dimension deux (a) ou trois chaque spin est gelé dans une position particulière. Le système est alors essentiellement classique et on peut le considérer comme un « solide » de spin. Il est qualifié d'antiferromagnétique. Un système de deux spins (b) se place, quant à lui, dans la configuration d'énergie la plus basse qui est une superposition quantique des deux états antiparallèles possibles et que l'on nomme état singulet. Le moment magnétique total de l'état singulet est nul en permanence, mais il est impossible de dire quelle est la direction du moment magnétique d'un des deux électrons. Dans une échelle isolante à deux montants (c), les spins se verrouillent deux à deux dans des états singulets. L'aimantation du composé s'annule totalement en même temps que l'orientation de chaque spin est inconnue : on parle de « liquide de spins ».

Au cours des années 1970 et 1980, des théoriciens, tels Alan Luther, Victor Emery et Duncan Haldane ont mis au point une description théorique des électrons en interaction dans un système à une dimension : le modèle des liquides de Luttinger (du nom du physicien Jim Luttinger qui a accompli des travaux précurseurs dans ce domaine). Contrairement à un liquide de Fermi, où, rappelons-le, les excitations ressemblent à de vrais électrons avec leur charge, leur spin et leur masse effective (en général différente de celle de l'électron dans le vide), les excitations (par exemple les transports de charge) sont très différentes dans les liquides de Luttinger. Elles correspondent à des mouvements globaux soit de la charge, soit du moment magnétique du système. Ainsi, dans un liquide de Luttinger, un électron de conduction peut se scinder en deux excitations indépendantes, l'une transportant de la charge, mais pas de moment magnétique, l'autre ayant les propriétés complémentaires !

Aujourd'hui, grâce aux progrès de la chimie et de la nanotechnologie, on réalise toutes sortes de systèmes d'électrons unidimensionnels, aussi l'étude du liquide de Luttinger est-elle particulièrement importante. Citons par exemple,

outre les conducteurs organiques, les fils quantiques (gravés dans un substrat semi-conducteur qui confine les électrons transversalement à l'aide d'un « puits quantique »), les nanotubes de carbone et les échelles quantiques.

Malheureusement, l'analyse de ces matériaux est compliquée par le fait qu'on peut très rarement décrire un matériau réel à l'aide d'un modèle purement unidimensionnel. Ainsi, par exemple, les conducteurs organiques sont composés d'empilements de chaînes atomiques le long desquelles les électrons peuvent se mouvoir plus facilement que dans les autres directions, mais où le mouvement transverse reste possible. Un tel système est, par conséquent, susceptible de présenter un mélange de

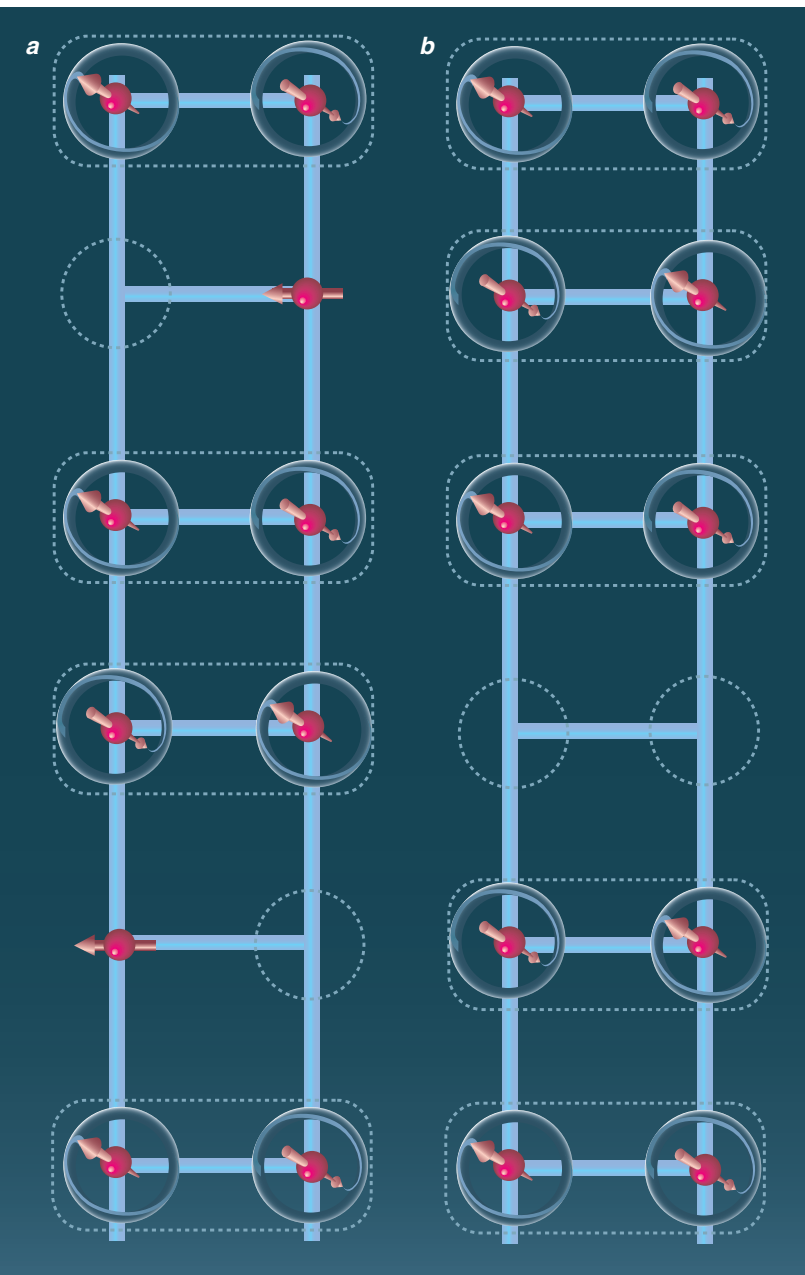
propriétés propres aux liquides de Luttinger et aux liquides de Fermi. La manière dont se fait la transition entre un liquide de Luttinger et un liquide de Fermi, en fonction de la dimension du système considéré ou de l'intensité des interactions, reste une question théorique sans réponse satisfaisante pour le moment.

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 ensemble de chaînes unidimensionnelles couplées : les composés en échelle. La surprise est que ces échelles présentent un ensemble de propriétés tout à fait nouvelles.

Les échelles isolantes

Intéressons-nous plus en détail à la structure cristalline d'un de ces matériaux en échelle : un cristal de strontium et d'oxyde de cuivre de formule SrCu_2O_3 . La structure de ce composé est proche de celle des supraconducteurs à haute température. Cependant, alors que les plans d'oxyde de cuivre des pérovskites supraconductrices sont invariants par une rotation de 90 degrés autour d'un axe perpendiculaire à leur plan, dans SrCu_2O_3 , ces plans sont formés de doubles chaînes d'atomes de cuivre et d'oxygène appelées « échelles » (voir la figure 1). Le recouvrement des orbitales atomiques impose aux électrons de suivre les chaînes. En l'absence des ponts « horizontaux » Cu-O-Cu, les électrons devraient suivre un chemin unidimensionnel « vertical » ; la présence de ces ponts – les « barreaux » de l'échelle – permet aux électrons de se déplacer le long des chemins transverses. Cette structure a la forme d'une échelle à deux montants, d'où son nom. En fait, il existe une classe entière de composés, synthétisés pour la première fois en 1991 par Zenji Hiroi, à l'Université de Kyoto, dont la formule chimique générale est $\text{Sr}_{n+1}\text{Cu}_{n+1}\text{O}_{2n+1}$, et qui constituent des échelles à n montants.

Pourquoi les composés en échelle sont-ils si particuliers ? Considérons d'abord une échelle simple ayant exactement un électron libre par site, c'est-à-dire par atome de cuivre. C'est la structure électronique normale d'une échelle en l'absence de dopage. En plus de sa position le long de l'échelle, l'état quantique de l'électron est défini par son spin (un moment magnétique quantifié qui lui confère des propriétés analogues à celles d'une petite aiguille aimantée). Si l'on néglige la répulsion coulombienne, rien n'empêche deux électrons de se trouver sur le même site, pourvu que leurs spins soient opposés, puisque leurs états ne sont alors pas identiques. Cela permet aux électrons de se déplacer le long de l'échelle, d'atome de cuivre en atome de cuivre, et l'on a un état conducteur. Si, au contraire, la répulsion coulombienne est très forte, il y aura exactement un électron sur chaque site pour minimiser la répulsion entre les électrons : toute autre configuration est un état excité de haute énergie. Dans ce cas, la position des électrons est gelée et le système est un isolant dit de Mott (du nom du prix Nobel Sir Nevil Mott qui en a le premier compris le mécanisme). Dans le matériau isolant, le spin joue un rôle essentiel. En effet, les électrons dont la position est gelée se comportent comme de petits « aimants » individuels. Nous devons donc comprendre comment interagissent les moments magnétiques de deux électrons situés sur deux sites différents.

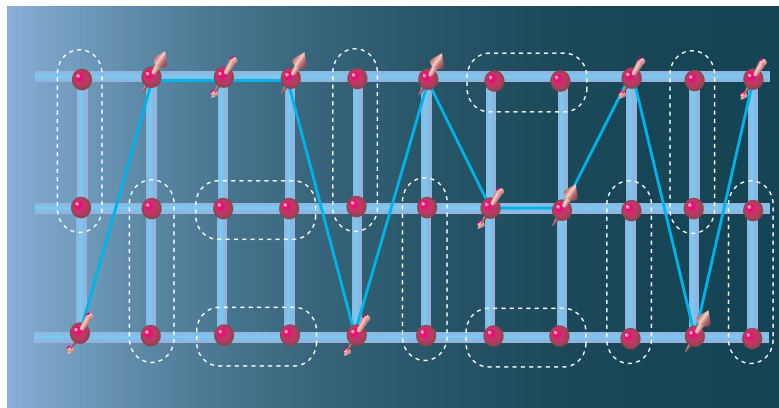


5. SI L'ON INTRODUIT DES TROUS dans une échelle, on détruit des états singulets qui sont les états d'énergie minimale. Par conséquent, l'opération exige de fournir de l'énergie : il en coûte plus de le faire sur deux barreaux distincts (a), ce qui casse deux singulets, que de mettre les deux trous sur le même barreau (b). Il existe, par conséquent, une attraction résultante entre les trous dans une échelle. Cette attraction permet la formation de paires de trous et conduit à la supraconductivité.

Bien sûr, il existe une interaction directe, d'origine magnétique et identique à l'interaction de deux aimants, mais elle n'est pas, et de loin, la plus importante. L'interaction la plus forte est d'origine purement quantique : on la nomme interaction de superéchange. En effet, la mécanique quantique permet aux particules d'explorer des états qui seraient interdits en mécanique classique, car l'accession à ces états coûte une quantité d'énergie dont les particules ne disposent pas. En mécanique quantique, un système peut toutefois « emprunter » au vide une quantité d'énergie ΔE à condition de le faire pendant un temps très court ΔT , tel que le produit de ΔE par ΔT soit égal à la constante de Planck réduite $\hbar$ (c'est le principe d'indétermination de Heisenberg). Les électrons peuvent donc faire des « sauts virtuels » chez leurs voisins, puis revenir sur leur site. En se délocalisant de la sorte, les électrons abaissent leur énergie (d'ailleurs, sans les interactions répulsives, ils s'étaleraient sur tous les sites possibles). Ce phénomène est un peu comparable à la formation d'une liaison chimique, lorsque la délocalisation des électrons mis en commun par deux atomes abaisse leur énergie totale. Dans le cas qui nous occupe, à cause du principe de Pauli, on ne peut pas mettre deux électrons dans le même état de spin au même endroit et, par conséquent, l'abaissement de l'énergie grâce aux sauts virtuels n'est possible que si le spin d'un électron est opposé à celui de ses voisins. Il en résulte une interaction effective dite de superéchange (découverte par le prix Nobel Philip Anderson), bien plus intense que l'interaction magnétique et qui tend à aligner dans la même direction, mais en sens contraire le spin de deux électrons voisins.

À quel état cela nous conduit-il ? Plusieurs solutions sont possibles. Dans les systèmes tridimensionnels, la présence de cette interaction gèle le moment magnétique de chaque électron dans une direction précise. Le système devient ce que l'on nomme un antiferromagnétique. On peut considérer les antiferromagnétiques comme étant constitués de deux sous-réseaux d'aimantations opposées imbriqués de sorte que le système ne présente pas d'aimantation globale (toutefois l'aimantation de chaque sous-réseau peut être mise en évidence par diverses méthodes, telle la diffraction des neutrons). Notons au passage que, bien que l'électron soit une particule quantique, l'antiferromagnétisme admet une description purement classique due au prix Nobel français Louis Néel. De façon générale, on peut considérer un système antiferromagnétique comme un « solide » de spins où chaque spin a une orientation bien précise. Un tel système possède une susceptibilité magnétique non nulle (c'est-à-dire qu'il acquiert une certaine aimantation en présence d'un champ magnétique).

Que se passe-t-il dans un système unidimensionnel ? À cause du théorème de D. Mermin et H. Wagner que nous avons cité, l'état de Néel ordonné à longue distance ne peut pas exister : le système de spins n'admet, en fait, aucune description classique. La fonction d'onde de l'état fondamental du système de spins unidimensionnel a été obtenue, dès 1931, par Hans Bethe, mais elle est tellement compliquée que l'état du système de spin correspondant n'a pu être élucidé qu'après les travaux de V. Emery, A. Luther et D. Haldane dans les années 1970 et 1980. Il s'avère que la chaîne de spins possède un « quasi-ordre » à longue portée et forme une sorte de liquide de Luttinger de spins (ce qui montre la surprenante universalité du liquide de Luttinger dans les systèmes à une dimension).



6. UNE ÉCHELLE À UN NOMBRE IMPAIR DE MONTANTS. Dans une telle échelle, lors de l'appariement des spins en états singulets, il reste un spin libre sur chaque colonne et le système est alors équivalent à une chaîne (en bleu) de spins antiparallèles qui possède un quasi-ordre antiferromagnétique.

Dans une échelle, état intermédiaire entre les systèmes à une et à deux dimensions, la physique obtenue est encore différente. Considérons tout d'abord un système de deux spins couplés. Il existe deux configurations antiparallèles possibles de ces spins (voir la figure 4) qui sont mélangées par l'interaction d'échange. La configuration de plus basse énergie est une superposition quantique de ces deux états et le système résonne entre les deux configurations possibles. Il est impossible de savoir dans quelle direction pointe le spin d'un des deux électrons, mais cette superposition est en permanence telle que les deux moments magnétiques se compensent mutuellement de manière parfaite. Cet état est dénommé singulet, et il est caractérisé par un moment magnétique total nul.

Désordre complet

Lorsque l'on passe de cette « échelle à un barreau » à une véritable échelle quantique, c'est-à-dire lorsque l'on introduit un couplage magnétique dans la direction des montants, chaque paire de spins reste dans l'état singulet. Le système, qui s'apparente à un alignement d'états singulets de moment magnétique nul, est donc dans un état non magnétique. De plus, fait remarquable, il n'existe ni ordre ni quasi-ordre à longue portée : les spins à l'intérieur de deux états singulets différents ne s'influencent pas, les paires de spins couplés évoluent de façon totalement indépendante. L'échelle de spin a donc une manière radicalement différente de satisfaire les contraintes imposées par le théorème de Mermin-Wagner : au lieu de s'ordonner le plus possible comme la chaîne, l'échelle à deux montants se désordonne complètement.

Les états excités de l'échelle à deux montants sont obtenus en alignant parallèlement des spins sur un même barreau : on parle d'un état triplet. Former un état triplet, c'est-à-dire une paire de singulets dont les spins d'un même barreau évoluent parallèlement, coûte une énergie finie, nommée le seuil, ou « gap », de l'échelle. Ces triplets – qui sont des bosons – forment les excitations élémentaires de l'échelle et, telles les quasi-particules dans les conducteurs ordinaires, se comportent comme un gaz de particules dilué, la principale différence réside ici dans le fait que ces quasi-particules interagissant faiblement sont, cette fois, des bosons. Ce gaz de bosons est susceptible d'acquérir une

aimantation lorsqu'on lui applique un champ magnétique. Ainsi, ces matériaux ont une certaine susceptibilité au-dessus du seuil d'énergie de l'échelle, susceptibilité qui tombe à zéro au-dessous de ce seuil, car alors les spins se verrouillent deux à deux en états singulets et le système n'a aucune réponse magnétique.

La parité des montants

Que se passe-t-il lorsque le nombre de montants de l'échelle devient supérieur à deux ? De façon surprenante, le résultat ne dépend que de la parité du nombre de montants. Dans le cas d'un nombre pair, tout se passe comme dans l'échelle à deux montants que nous venons de décrire. En revanche, si le nombre de montants est impair, il reste toujours un spin non apparié par colonne (voir la figure 6). L'état de plus basse énergie est comparable à celui d'un spin unique et l'échelle se comporte comme une chaîne (en zig zag) de spins quantiques qui possède une réponse magnétique, même à très basse température (il n'existe pas de seuil au-dessous duquel la susceptibilité magnétique s'annule).

En fait, pour les échelles à nombre pair de montants, la physique est légèrement plus complexe que la description que nous en avons donnée ci-dessus. Les spins se verrouillent bien en singulets, mais plusieurs choix d'appariement sont possibles pour former le singulet (deux spins voisins sur un même barreau ou sur un même montant). Dès lors, la mécanique quantique nous dit que les appariements vont résonner entre des états différents (l'état de plus basse énergie sera une superposition des différents modes d'appariement). On parle d'état RVB (*Resonating Valence Bond*). Contrairement à un antiferromagnétique où chaque électron a son spin pointant dans une direction précise, dans le cas présent le spin de chaque électron résonne. On peut donc voir l'état magnétique de l'échelle comme un « liquide » de spin où l'état de chaque point dans le matériau change constamment au cours du temps. Un tel état liquide de spin est radicalement nouveau et une controverse a existé pour savoir si, dans un système à deux dimensions, des spins placés sur un réseau carré pouvaient posséder un état liquide de spin (une question importante pour la théorie de la supraconductivité à haute température). Cette controverse est maintenant résolue : l'état fondamental du système de spins sur un réseau carré en dimension deux est l'état de Néel (le solide de spin). Cependant, il existe des réseaux plus complexes, tels le réseau Kagomé ou le réseau pyrochlore, sur lesquels un liquide de spin bidimensionnel, peut en principe exister. Cette question fait l'objet de recherches actives en particulier à cause de l'intérêt qu'elle présente pour des systèmes comme CaV_4O_9 .

Les propriétés des échelles à deux montants offrent l'opportunité d'étudier un autre phénomène physique important. En appliquant un champ magnétique, il est possible d'abaisser l'énergie des triplets au-dessous de celle de l'état singulet ! Les triplets étant des bosons, il devient possible d'obtenir leur condensation de Bose. En réalité, toujours à cause du théorème de Mermin-Wagner, on n'obtient pas un véritable condensat, mais plutôt un liquide de Luttinger de triplets.

Ce changement de comportement collectif s'apparente à une transition de phase dans un système classique. La différence est ici que la transition de phase n'est plus

contrôlée par un changement de température, mais par un changement d'un des paramètres du système (en l'occurrence le champ magnétique ambiant) et peut donc se produire même au zéro absolu. Le rôle qui, dans une transition de phase classique est joué par l'agitation thermique (qui, rappelons-le, a disparu au zéro absolu) est joué ici par les fluctuations quantiques. On parle de phénomène critique quantique. Ces phénomènes critiques quantiques sont importants pour de nombreux matériaux. Ils ont été proposés comme origine possible de la supraconductivité dans les alliages « fermions lourds » ou dans les supraconducteurs à haute température. Cependant, cette question reste ouverte tant du point de vue théorique que du point de vue expérimental.

Les échelles dopées

Jusqu'ici nous avons considéré des composés à un électron par site, et qui, par conséquent, sont des isolants (de Mott) du fait des interactions coulombiennes. Supposons maintenant qu'en changeant la composition chimique du matériau, on puisse extraire certains électrons de l'échelle, ces électrons étant capturés par des atomes situés dans une autre partie du matériau. C'est ce qui se passe, par exemple, dans le composé strontium, calcium, oxyde de cuivre de formule $\text{Sr}_2\text{Ca}_{12}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ (voir la figure 1). On obtient alors une échelle dopée, où certains sites sont vides (on dit que l'on a injecté des trous dans l'échelle). Contrairement au cas de l'isolant de Mott, la présence de trous rend la conduction électrique à nouveau possible, le trou pouvant sauter d'un site au site voisin comme dans un jeu de taquin. Toutefois, ils empêchent la formation des singulets de spin, coûtant de ce fait de l'énergie. De plus, deux trous éloignés cassent deux singulets et coûtent plus d'énergie que deux trous voisins (voir la figure 5). Il devient alors préférable de positionner deux trous sur le même barreau pour ne casser qu'un seul singulet. Autrement dit, il existe une attraction entre les trous... et ceci alors même que toutes les particules considérées ont la même charge et que leurs interactions sont, au départ, purement, répulsives !

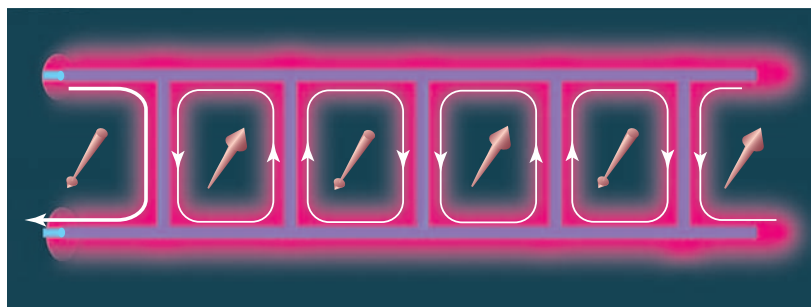
L'existence d'une telle attraction entre trous a des conséquences spectaculaires, signalées par Maurice Rice, de l'Institut fédéral de technologie de Zurich. Depuis la théorie de John Bardeen, Leon Cooper et Robert Schrieffer, les physiciens savent qu'une attraction entre les électrons d'un solide conduit à la formation de paires d'électrons. Ces paires d'électrons – dites de Cooper – sont des bosons et sont susceptibles de se condenser en donnant lieu à un état superfluide qui produit la supraconductivité, c'est-à-dire le transport de courant sans résistance dans le matériau. Dans les solides usuels, l'attraction est due au couplage des électrons avec les vibrations du réseau et provient, *in fine*, de l'attraction entre les électrons et les ions positifs du réseau cristallin. Au contraire, dans une échelle, une attraction effective se manifeste directement qui n'implique que les électrons, et n'a pas recours aux vibrations du réseau. Or, les énergies des interactions entre électrons sont bien plus élevées que celles des vibrations des ions, et, par conséquent, on conçoit facilement que l'attraction entre trous dans une échelle sera beaucoup plus forte que celle qui est provoquée par l'interaction avec les ions du réseau : ainsi, cette nouvelle

supraconductivité pourrait apparaître à une température bien supérieure à celle induite par le mécanisme de Bardeen, Cooper et Schrieffer. Certes, dans le cas unidimensionnel, le théorème de Mermin et Wagner empêche la formation d'un ordre supraconducteur à longue distance, mais l'analyse théorique permet de prédire une forte tendance supraconductrice. Dans le cas des échelles couplées où certains mouvements transverses sont possibles et où le théorème de Mermin et Wagner ne s'applique plus, il est possible que la phase supraconductrice soit stabilisée. Il existe de nombreuses analogies entre la supraconductivité prédite dans les échelles et celle qui a été mise en évidence expérimentalement dans les supraconducteurs à haute température critique, et dont on ne comprend toujours pas le mécanisme. Les échelles sont-elles une sorte de modèle réduit des supraconducteurs à haute température critique ? Il est trop tôt pour l'affirmer, mais l'hypothèse est séduisante. En attendant, cette prédiction théorique a conduit à une recherche expérimentale pour observer cette supraconductivité dans les échelles.

Une nouvelle phase

Les premières expériences de dopages se sont révélées infructueuses, les composés restant des isolants. Cependant, ces résultats ne sont pas surprenants. En effet, il est difficile de bénéficier des avantages du monde unidimensionnel sans souffrir de ses inconvénients : dans les systèmes unidimensionnels, les porteurs de charge ne peuvent plus contourner les obstacles et leurs propriétés conductrices sont extrêmement sensibles à la présence d'impuretés. Néanmoins, en 1996, Jun Akimitsu et ses collègues de l'Université Aoyama-Gakuin, à Tokyo, ont montré que le composé $\text{Sr}_2\text{Ca}_{12}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ sous forte pression présente une transition supraconductrice à la température critique de 12 kelvins.

En modifiant légèrement les interactions dans l'échelle, nous avons montré qu'on obtient une autre phase extrêmement étonnante. On empêche alors les charges de s'apparier et donc une supraconductivité « conventionnelle » d'apparaître. Cependant au lieu de rester immobiles les charges se mettent alors à tourner en formant des boucles de courant microscopiques (voir la figure 7). Il est important de noter que ce courant circule sans dissipation. Cette délocalisation de la charge est un peu analogue à celle qui se produit pour les électrons sur certaines molécules, tel le benzène, par exemple. La différence importante est qu'ici, le système brise spontanément la symétrie droite-gauche et, par conséquent, qu'un courant microscopique circule. Ces courants de charge changent de sens d'une « plaquette » à l'autre, ce qui fait qu'aucun courant macroscopique ne traverse l'échantillon. Cependant, au niveau macroscopique, ces boucles de courant ont des conséquences observables. Exactement comme une petite spire de courant produit un champ magnétique, chacune de ces boucles de courant va donner lieu à un petit moment magnétique. Ces moments alternent de plaquette en plaquette et l'on obtient un système antiferromagnétique, où, toutefois, les moments magnétiques ne sont pas des spins d'électrons, mais sont dus aux courants orbitaux circulant dans le système. Cette phase, qualifiée d'antiferromagnétique orbitale ou de phase de flux, est un nouvel état de la matière et possède des propriétés encore



7. UNE PHASE ÉTRANGE apparaît dans les échelles sous certaines conditions. Comme dans une molécule de benzène, les électrons (en rose) sont délocalisés sur l'édifice atomique et des courants électroniques microscopiques circulent sur les motifs de l'échelle. Ces courants, telles de petites spires, engendrent des moments magnétiques opposés. Il s'agit d'un antiferromagnétisme particulier qui n'est pas dû au spin des électrons (ces spins sont, quant à eux, verrouillés deux à deux en états singulets). C'est l'antiferromagnétique orbital.

mal comprises. En plus de son intérêt théorique, nous avons montré qu'elle présente une propriété de transport surprenante : elle ne n'est pas supraconductrice, mais elle est capable de transporter du courant sans dissipation, même en présence de désordre (impuretés) dans le système. Une telle phase pourrait donc être une nouvelle forme de supraconduction. En fait, dès 1988, Ian Affleck et Brad Marston d'une part, et indépendamment, Alexander Nersesyan de l'autre ont postulé que des phases de flux analogues étaient à l'origine des propriétés des supraconducteurs à haute température critique. Récemment, des expériences de photoémission sur les supraconducteurs à haute température, réalisées par Juan-Carlos Cam-puzano à l'Université d'Urbana-Champaign, ont relancé l'intérêt pour ces phases de flux, car elles ont mis en évidence de tels courants.

Les composés en échelles sont 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 passage dimensionnel. Aussi bien d'un point de vue expérimental que théorique, nous sommes encore très loin d'avoir épuisé leur richesse.

Thierry GIAMARCHI est professeur à l'Université de Genève et chercheur CNRS au Laboratoire de physique des solides de l'Université de Paris-Sud. Edmond ORIGNAC est chercheur CNRS au Laboratoire de physique théorique de l'École normale supérieure de Paris. Didier POILBLANC est chercheur CNRS au Laboratoire de physique théorique de l'Université Paul Sabatier de Toulouse.

E. DAGOTTO et T. RICE, *Surprises on the Way from 1D to 2D Quantum Magnets*, in *Science*, vol. 271, p. 618, 1996.

M. UEHARA *et al.*, *Superconductivity in the Ladder Material $\text{Sr}_{0.4}\text{Ca}_{13.6}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41.84}$* , in *J. Phys. Soc. Japan*, vol. 65, p. 2764, 1996.

C. HAYWARD et D. POILBLANC, *Luttinger Liquid Behavior and Superconducting Correlations in Ladders*, in *Phys. Rev. B*, vol. 53, p. 11721, 1996.

E. ORIGNAC et T. GIAMARCHI, *Effect of disorder on two strongly correlated coupled chains*, in *Phys. Rev. B*, vol. 56, p. 7167, 1997.

T. GIAMARCHI, E. ORIGNAC, D. POILBLANC et H. SCHULZ, *Les échelles quantiques*, in *Images de la Physique*, CNRS, 1999.
