

# Transport quantique dans les nanotubes de carbone

*Les nanotubes de carbone, des cylindres de 1 nm de diamètre et quelques micromètres de long, sont en principe l'une des rares réalisations expérimentales de systèmes électroniques unidimensionnels. La suspension des nanotubes entre des électrodes métalliques par impulsion laser nous a permis de sonder les propriétés de conduction à basse température de ces nanoobjets. Nous avons trouvé que des nanotubes de carbone individuels peuvent être traversés par des supercourants considérables lorsqu'ils sont suspendus entre des électrodes supraconductrices. De plus, des faisceaux comportant quelques centaines de nanotubes seulement sont intrinsèquement supraconducteurs.*

Les nanotubes sont des cylindres de diamètre nanométrique et de longueur micrométrique, qui peuvent être vus comme l'enroulement d'un feuillet de graphite (pour des détails sur l'obtention de ces nanotubes, voir par exemple *Images de la physique* 2002). Leur forme cylindrique et la structure électronique particulière qui en découle en font l'une des rares réalisations expérimentales de système électronique unidimensionnel. Ils sont donc des objets privilégiés pour explorer la physique du transport et des interactions à basse dimension. En particulier, ils permettent de mettre en évidence la nature des corrélations électroniques qui dominent à basse température et d'explorer l'existence possible d'un état ordonné dans un très petit système électronique.

### LES NANOTUBES DE CARBONE, DES FILS MOLÉCULAIRES CONDUCTEURS ?

La structure électronique d'un nanotube de carbone est une conséquence remarquable de la structure hexagonale d'un mono-feuillet de graphite dont la surface de Fermi se trouve être réduite à 6 points, som-

meets de la zone de Brillouin (encadré 1). Le nanotube de carbone est caractérisé par l'hélicité (l'angle selon lequel le feuillet de graphite est replié) et le diamètre du tube, puisque ces deux paramètres déterminent les conditions aux limites périodiques des fonctions d'onde électroniques. Suivant la valeur de ces paramètres, le nanotube mono-feuillet est soit semiconducteur avec une bande d'énergie interdite de quelques électron-volts, soit métallique avec seulement deux états électroniques au niveau de Fermi. Ces deux « modes de conduction », orbitales électroniques délocalisées pouvant participer à la conduction électrique le long du tube (encadré 2), en font un système modèle pour l'étude du transport électronique à une dimension.

Cependant, un conducteur unidimensionnel est un objet rare car la présence de désordre (défauts du réseau cristallin) aussi faible soit-il bloque le transport des électrons qui ne peuvent traverser l'échantillon, l'obstacle ne pouvant être contourné comme dans un système à deux ou trois dimensions. Par ailleurs, il a été montré qu'une chaîne d'atomes conductrice non distordue minimise son énergie en développant une distorsion structurale périodique qui conduit à un état isolant (c'est la transition de Peierls). Ces phénomènes n'existent pas dans les nanotubes de carbone qui, par leur qualité

cristalline, leur grande rigidité et leur faible densité en électrons de conduction, constituent l'un des rares sinon le seul fil moléculaire conducteur.

On s'attend toutefois à ce que la répulsion coulombienne entre les électrons du tube modifie leur conduction à basse température. En effet, alors que dans un conducteur bi- ou tri-dimensionnel, les porteurs de courant sont des quasi-particules, similaires aux électrons mais n'interagissant que faiblement entre elles car l'interaction coulombienne est efficacement écrantée, il en va tout autrement dans un conducteur unidimensionnel, dans lequel les interactions électroniques sont si importantes que la notion de particule individuelle perd son sens. L'état fondamental est fortement corrélé et ne peut pas être décrit en termes de quasi-particules. Cet état électronique corrélé d'un conducteur unidimensionnel s'appelle liquide de Luttinger. Ses excitations collectives de basse énergie rappellent les ondes acoustiques sur une corde. Les modes d'excitation transportant la charge sont distincts de ceux transportant le spin. L'absence d'excitation de type particule se traduit par une densité d'états à une particule qui s'annule à basse énergie. Ainsi, faute d'états, il sera difficile d'injecter un électron dans un liquide de Luttinger : la résistance tunnel d'une jonction entre un métal normal et un

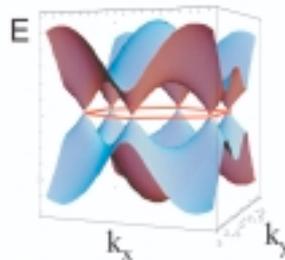
## STRUCTURE DE BANDE DES NANOTUBES DE CARBONE

### Structure de bande d'un feuillet de graphite

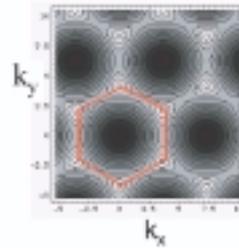
Schéma d'un plan de graphite



Vue 3D de la structure de bande du graphite

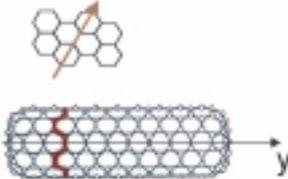


Vue projetée de la structure de bande

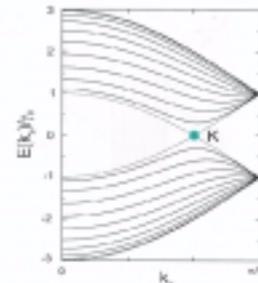
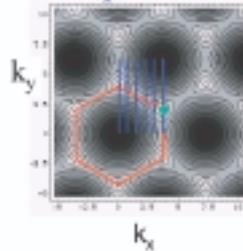


### Nanotubes d'hélicité « chaise longue »

direction de repliement



$$k_y = n\pi/d$$



Dans un métal, on appelle énergie de Fermi  $E_F$  l'énergie maximum des états électroniques occupés. Ces états participent à la conduction si, de surcroît, ils sont délocalisés à travers l'échantillon. Un plan de graphite ne contient que six états de conduction à l'énergie  $E_F$ . Leurs vecteurs d'onde  $(k_x, k_y)$  pointent les sommets de l'hexagone rouge sur la figure ci-dessus. Le repliement du plan de graphite pour former un nanotube impose une périodicité qui quantifie le vecteur d'onde dans la direction perpendiculaire à l'axe du tube :  $k_x = n\pi/d$ , où  $d$  est le diamètre du tube et  $n$  est un entier. Un nanotube ne sera conducteur que si un au moins des six états conducteurs du graphite obéit à cette contrainte supplémentaire. Cela ne se produit que pour certains

diamètres de tubes et certains angles de repliement. Par exemple, les tubes « en chaise longue » (repliés de telle sorte que la succession des atomes autour de la circonférence du tube dessinent des chaises longues) possèdent toujours un état conducteur, qui est doublement dégénéré (point vert sur la figure inférieure). Ils comportent donc deux modes de conduction (encadré 2). Des nanotubes avec d'autres angles de repliement seront semiconducteurs, avec une bande interdite inversement proportionnelle au diamètre du tube et égale à quelques électron-volts. Compte tenu de tous les angles possibles de repliement, un tiers des nanotubes est conducteur et deux tiers sont semiconducteurs.

nanotube de carbone devrait diverger à basse température, révélant la difficulté de convertir un électron individuel en une excitation collective de charge de grande longueur d'onde.

Des expériences réalisées par des équipes de Delft et de Berkeley sur des tubes montés sur contacts très résistifs (tubes directement déposés sur des électrodes préparées par lithographie électronique) révèlent

bien une augmentation en loi de puissance de la résistance au fur et à mesure que la température décroît. Ces expériences tendent à montrer que la composante répulsive des interactions électroniques est dominante et, qu'à basse énergie, un nanotube de carbone connecté par contact tunnel est isolant (encadré 3).

Toutefois, il est difficile d'explorer cette résistance à très basse tem-

pérature ou très basse tension, en raison d'un effet électrostatique appelé le blocage de Coulomb : transférer un électron d'une électrode vers un nanotube coûte une énergie  $e^2/C$ , où  $C$  est la capacité entre le tube et l'électrode. Lorsque cette énergie devient supérieure à l'énergie thermique  $k_B T$ , le transfert d'électrons est bloqué (blocage de Coulomb) tant que la tension aux bornes du tube reste inférieure à  $e/C$ . L'ana-

## Encadré 2

## CANAUX DE CONDUCTION ET RÉSISTANCE D'UN NANOOBJET

*Qu'est-ce qu'un mode de conduction et combien y en a-t-il dans un conducteur donné ?*

*Les modes de conduction sont les états propres du système électronique considéré, susceptibles de contribuer au transport. Ce sont donc les états qui ont l'énergie de Fermi du système.*

*L'encadré 1 montre qu'un nanotube de carbone métallique ne possède que deux états propres au niveau de Fermi, donc deux modes de conduction. En comparaison, le nombre  $M$  de modes de conduction d'un conducteur métallique de section  $S$  est de l'ordre de  $M = S/\lambda_F^2$ , ce qui fait qu'un fil supraconducteur (de niobium par exemple) de section  $S = 100 \text{ nm} \times 100 \text{ nm}$ , avec une longueur d'onde de Fermi  $\lambda_F^2$  de  $5.3 \text{ \AA}$ , comportera 35 000 modes ou canaux de conduction.*

*Résistance d'un conducteur parfait entre deux contacts macroscopiques : si un conducteur est parfait (les électrons, qui n'effectuent aucune collision, ni élastiques, ni*

*inélastiques, sont dits balistiques), on s'attend à ce que sa résistance soit nulle. Sa résistance intrinsèque est bien nulle, mais la résistance mesurée à travers deux contacts macroscopiques (« résistance à deux fils ») ne l'est pas : Landauer a montré en 1970 qu'elle est quantifiée et vaut un sous-multiple du quantum de résistance  $R_Q = h/(2e^2) = 12,9 \text{ k}\Omega$ , c'est-à-dire qu'on aura  $R_{2 \text{ fils}} = R_Q/M$ , où  $M$  est le nombre de modes de conduction.*

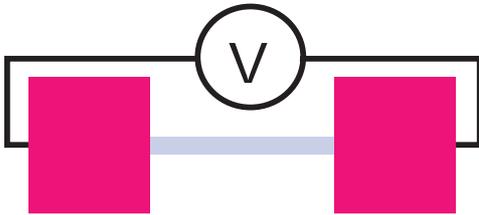
*Voici une démonstration qualitative de la valeur de la résistance pour un fil avec un seul mode de conduction : Courant net dans le fil = nombre d'électrons dans la tranche d'énergie  $eV$ . courant porté par un électron =  $n(E).eV.e.v_F/L$*

*Le nombre d'états électroniques dans le fil par unité d'énergie vaut  $n(E) = dN/dk.dk/dE$ , avec pour des électrons sans interaction :  $E = \hbar^2 k^2/2m$ .*

*A une dimension, les vecteurs d'onde autorisés sont quantifiés et donnés par  $k_n = \pi/LN.2$  (pour le spin). Donc  $dk/dN = 2\pi/L$  et  $n(E) = 2L/(h v_F)$  à une dimension.*

*La résistance vaut donc  $R = U/I = h/(2e^2)$  pour un mode de conduction. Cette valeur, qui n'est due qu'à l'existence de contacts (elle est parfois appelée résistance à deux fils ou résistance de contact), s'appelle le quantum de résistance  $R_Q$ .*

**Conclusion : la résistance à deux fils d'un nanotube de carbone métallique sans défauts sera de  $R_Q/2 = 6,5 \text{ k}\Omega$  alors que celle d'un fil métallique, elle, est négligeable, du fait du grand nombre de modes.**



lyse du blocage de Coulomb sur les nanotubes fournit des informations intéressantes sur le spectre des états électroniques dans le tube. En revanche, il rend difficile l'étude des propriétés de conduction. Celle-ci sera conduite avec des contacts peu résistifs entre les nanotubes et les électrodes, que l'on obtient en enfouissant sur une grande longueur les extrémités du tube dans le métal.

### TRANSPORT A TRAVERS DES NANOTUBES DE CARBONE EN BON CONTACT, A BASSE TEMPÉRATURE

Cette expérience a pu être réalisée dans notre équipe à Orsay, grâce à une collaboration fructueuse avec Alik Kasumov (de l'Académie des sciences de Chernogolovka - Mos-

cou), qui a mis au point une technique de nanosoudure des nanotubes de carbone (figure 1). Un nanotube initialement déposé sur une grille de microscope électronique est transféré par impulsion laser sur des contacts préparés de part et d'autre d'une fente réalisée dans une membrane suspendue de nitrure de silicium. L'impulsion laser provoque simultanément la chute du nanotube et la fusion locale des contacts métalliques, réalisant ainsi une nanosoudure entre le nanotube et les contacts. On obtient ainsi un échantillon suspendu qui peut être caractérisé en microscopie électronique en transmission.

Des expériences sur des échantillons ainsi contactés nous ont permis d'explorer jusqu'à très basse

température le transport électronique dans des faisceaux de quelques dizaines à centaines de nanotubes mono-feuillets, ainsi que dans des tubes individuels. Nous avons obtenu des échantillons dont la résistance est basse et ne varie que peu en température. Les courbes courant-tension sont linéaires jusqu'à 1 K, indiquant que les échantillons sont métalliques jusqu'à cette température.

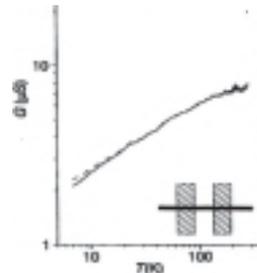
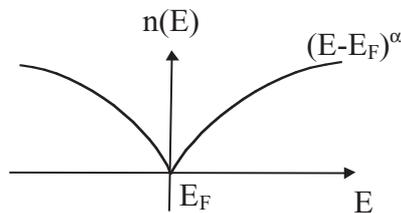
### SUPRACONDUCTIVITÉ DE PROXIMITÉ DE NANOTUBES SUSPENDUS ENTRE DES CONTACTS SUPRACONDUCTEURS

Nous avons observé un effet de proximité considérable dans des nanotubes connectés à des électrodes supraconductrices.

## INFLUENCE DU CONTACT ENTRE UN NANOOBJET ET SES ÉLECTRODES SUR LES PROPRIÉTÉS DE TRANSPORT A BASSE TEMPÉRATURE

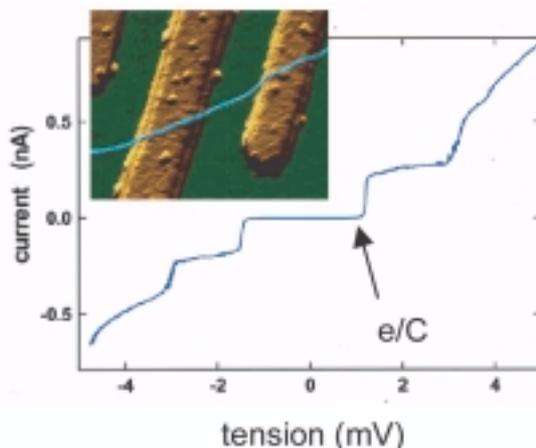
Il est a priori plus facile de se connecter à un nanoobjet par un mauvais contact électrique que par un bon contact. Un mauvais contact est caractérisé par une résistance supérieure au quantum de résistance  $R_Q = h/2e^2 = 12,9 \text{ k}\Omega$ . Cette résistance est due à la barrière entre l'objet et l'électrode de contact. A basse température, les électrons ne passent de l'échantillon vers le nanoobjet qu'en traversant cette barrière par effet tunnel ; on dit que le contact est un contact tunnel. Un contact tunnel permet d'accéder à la densité d'états par une simple mesure de conductance (l'inverse de la résistance), car la conductance tunnel est proportionnelle à la densité d'états du nanotube. C'est par une telle mesure qu'il a été montré que les nanotubes sont des liquides de Luttinger, avec

des interactions répulsives entre les électrons (figure 1). A plus basse température, le courant tunnel est complètement bloqué, car pour envoyer un électron dans le nanotube il faut fournir l'énergie électrostatique  $e^2/C$  nécessaire à charger le nanoobjet, qui se comporte comme une toute petite capacité  $C$ . C'est le blocage de Coulomb, qui donne des informations précieuses sur les états électroniques à l'intérieur du nanotube que va occuper l'électron injecté (figure 2). Au contraire, dans le cas d'un bon contact (résistance inférieure au quantum de résistance), les fonctions d'onde sont délocalisées sur l'électrode et l'objet : on peut alors sonder les propriétés de basse énergie du nanoobjet.



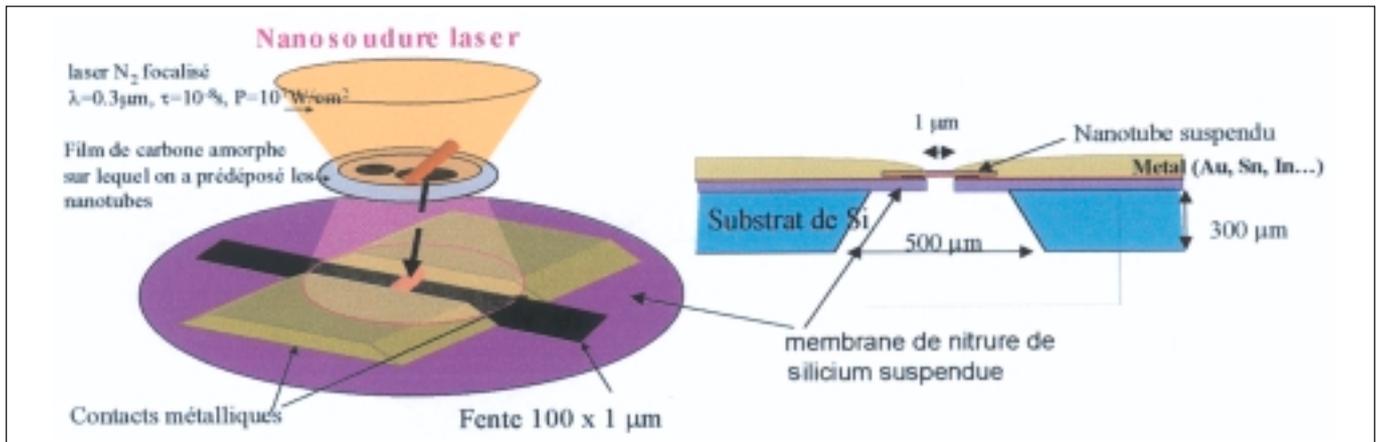
$G_{\text{tunnel}}(T) \propto n(k_B T) \propto T^\alpha$  pour  $eV \ll k_B T$  Bockrath et al. trouvent  $\alpha=0.2$

**Figure 1** - A une dimension, la densité d'états  $n(E)$  près de l'énergie de Fermi est une loi de puissance de l'énergie, qui s'annule à l'énergie de Fermi, indiquant qu'il n'y a pas d'états de quasi-particules à énergie nulle. Une mesure de conductance tunnel permet de mesurer cette densité d'états. L'exposant donne la force et le signe des interactions entre électrons dans le conducteur. Dans l'expérience présentée ci-dessus (Bockrath et al., Nature 1999), l'exposant trouvé, qui est la pente du graphe log-log, vaut  $\alpha = 0,2$ , ce qui dénote de fortes interactions répulsives.



Tans et al., Nature 1999

**Figure 2** - Blocage de Coulomb à 0.1 kelvin dans le cas d'un nanotube de carbone posé sur des électrodes, en contact tunnel avec celles-ci. Il n'y a pas de passage du courant à basse tension.



**Figure 1** - La fabrication des échantillons commence par l'usinage, à l'aide d'un faisceau d'ions focalisés, d'une fente de  $1 \mu\text{m}$  de large par  $100 \mu\text{m}$  de long dans une membrane de nitrure de silicium posée sur un substrat de silicium et surplombant de quelques microns. De part et d'autre de cette fente, on dépose le métal qui constituera les électrodes de mesure.

Les nanotubes à connecter sont dispersés sur une grille de microscope électronique : il s'agit d'une grille de cuivre sur laquelle est tendue une peau de carbone amorphe trouée : on peut ainsi observer les nanotubes avant leur dépôt. On positionne ensuite la grille au-dessus de la membrane fendue. Enfin, une impulsion de laser focalisé (faisceau laser de diamètre de quelques microns) détruit la peau de carbone, faisant du même coup tomber les nanotubes. Un nanotube unique ou bien un faisceau de nanotubes peuvent ainsi former un pont entre les deux électrodes qui, parce qu'elles ont été localement fondues par l'impulsion laser, forment en se solidifiant un bon contact électrique avec le nanotube ou le faisceau de nanotubes. L'échantillon ainsi obtenu est ensuite caractérisé par microscopie électronique, ce qui permet entre autres de s'assurer qu'il n'y a pas de métal déposé sur les tubes.

Qu'appelle-t-on effet de proximité ? C'est le fait qu'un matériau non supraconducteur soit néanmoins perméable à des paires de Cooper (les paires d'électrons responsables de la supraconductivité), venues d'un supraconducteur avec lequel il est en contact.

La distance sur laquelle ces paires pénètrent, appelée longueur de cohérence de paires dans le métal normal, peut être considérable, et en particulier supérieure à la longueur de cohérence supraconductrice (premier paragraphe de l'encadré 4) : elle est limitée par le fait que les deux électrons appariés dans le supraconducteur se déphasent l'un par rapport à l'autre dans le métal non supraconducteur. En particulier, à température finie  $T$ , deux électrons dont l'énergie diffère de  $k_B T$  acquerront au bout d'une longueur  $L$  une différence de phase proportionnelle à la différence d'énergie et au temps de parcours :  $\delta\varphi(L) = k_B T L / (\hbar v_F)$  si ces deux électrons se déplacent de façon balistique à la vitesse de Fermi  $v_F$ . Ils seront donc déphasés au bout d'une longueur typique  $L_T = (\hbar v_F / k_B T)$ . Si les électrons se déplacent de façon aléatoire (dif-

fusive, caractérisée par un coefficient de diffusion  $D$ ) dans le conducteur normal, la distance sera  $L_T = (\hbar D / k_B T)^{1/2}$ . A basse température ( $0,1 \text{ K}$ ),  $L_T$  peut valoir plusieurs centaines de micromètres. Toutefois, et en particulier à basse température, la longueur de pénétration des paires peut être inférieure à  $L_T$  si d'autres phénomènes détruisent la relation de phase entre les deux électrons d'une paire : collisions entre électrons avec échange d'énergie ou collisions avec des impuretés magnétiques qui retourneraient leur spin.

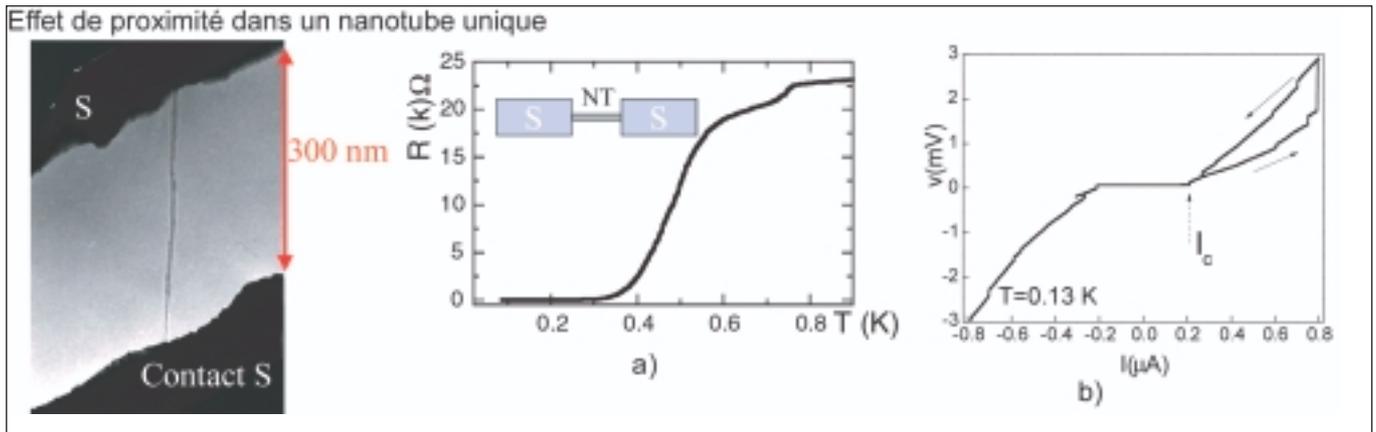
Si la longueur de cohérence des paires est au moins aussi grande que le matériau non supraconducteur, l'effet de proximité peut se développer.

Un supercourant, c'est-à-dire un courant sans dissipation, peut alors s'établir entre les deux contacts supraconducteurs au travers de l'échantillon non supraconducteur !

C'est en effet ce que l'on observe sur les nanotubes uniques entre contacts supraconducteurs : en dessous de la température de transition supraconductrice du matériau de contact, la résistance de l'ensemble « nanotubes + contact » décroît bru-

talement. Elle tombe même à zéro pour des échantillons dont la résistance à température ambiante  $R_N$  est suffisamment faible : les nanotubes sont alors traversés par un supercourant, sans chute de tension. Au-delà d'une valeur maximale de ce supercourant, appelée courant critique  $I_c$ , une tension non nulle apparaît aux bornes de l'échantillon (figure 2). On attend un courant critique maximum tel que le produit  $e R_N I_c$  est égal à la plus petite des deux énergies caractéristiques fondamentales de la jonction : l'une est le double de la bande interdite du supraconducteur, l'autre est égale à  $\hbar / \tau_D$ , où  $\tau_D$  est le temps de diffusion, le temps moyen que met un électron pour traverser l'échantillon. Mais les courants critiques mesurés dans les nanotubes de carbone n'obéissent pas à cette relation de base de la supraconductivité de proximité : les produits  $R_N I_c$  mesurés sont parfois plus de 20 fois supérieurs à la bande interdite du supraconducteur des contacts !

Par ailleurs, si l'on examine en détail la caractéristique courant-tension d'un nanotube sur contacts supraconducteurs, on s'aperçoit qu'elle présente une série de sauts



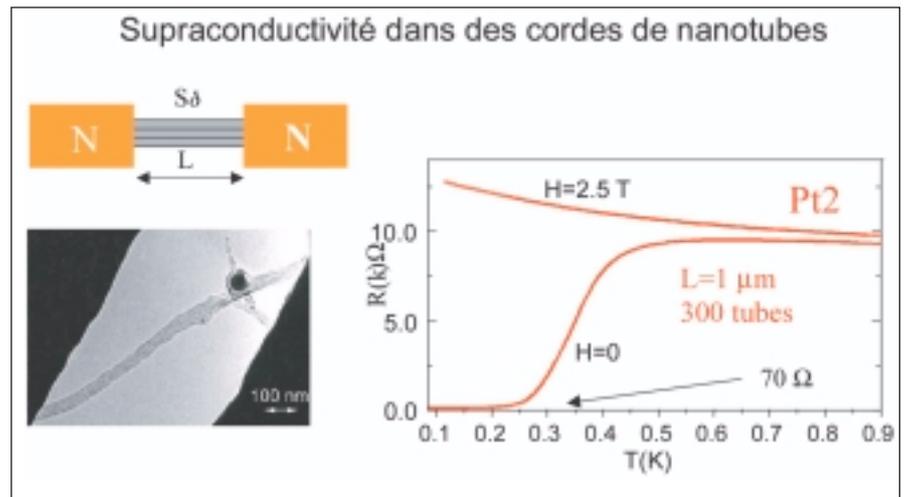
**Figure 2** - Ce cliché pris par microscopie à transmission permet de déterminer que cet échantillon comporte une corde de 7 nanotubes uniques sur 250 nm et qu'un tube unique dépasse sur 50 nm et fait contact avec l'électrode inférieure. Les électrodes sont formées d'une bicouche supraconductrice or/tantale, dont la température critique est de 1 kelvin. L'effet de proximité se manifeste par une chute de la résistance de l'ensemble contacts/nanotubes jusqu'à atteindre une résistance nulle pour  $T < 0,3$  K (courbe a). A basse température, un supercourant (courant sans chute de tension) peut traverser l'échantillon (courbe b). L'amplitude du supercourant est étonnamment élevée, puisque l'on trouve une valeur maximale de supercourant  $I_c$  bien supérieure à la valeur maximale théorique (voir texte).

hystérétiques. Ces sauts, caractéristiques de fils supraconducteurs unidimensionnels (encadré 4), ne sont jamais observés en situation de supraconductivité de proximité et suggèrent fortement la présence de fluctuations supraconductrices même dans un nanotube unique : le nanotube serait lui-même intrinsèquement supraconducteur !

#### SUPRACONDUCTIVITÉ INTRINSÈQUE DE CORDES DE NANOTUBES DE CARBONE

Pour examiner cette éventualité, nous avons connecté des nanotubes à des électrodes non supraconductrices. Nous avons alors eu la surprise d'observer que les nanotubes en faisceaux de quelques dizaines ou centaines de tubes deviennent supraconducteurs en dessous de 0,3 K. C'est ce que l'on voit figure 3, où la résistance d'un faisceau en fonction de la température présente une chute importante sur un domaine relativement large en température. Cette chute de résistance disparaît en champ magnétique au-delà de 1 tesla. Ces caractéristiques sont typiques d'une transition supraconductrice.

Cependant la résistance ne s'annule pas complètement. Il subsiste une résistance liée aux contacts normaux et inversement proportionnelle



**Figure 3** - Exemple de transition supraconductrice observée sur une corde comportant 300 nanotubes individuels et de longueur  $L = 1$  micromètre. Les contacts sont non supraconducteurs (bicouche platine/or). A champ magnétique nul, la résistance de l'ensemble passe de 10 kΩ à 70 Ω entre 400 mK et 50 mK : la corde devient supraconductrice et il ne subsiste que la résistance de contact de 70 Ω (encadré 2). A fort champ magnétique (2.5 tesla sur la figure), la transition ne se produit pas (jusqu'à 50 mK, la plus basse température atteinte) et on observe une légère remontée de la résistance au fur et à mesure que la température baisse, signe du désordre dans la corde.

au nombre de tubes du faisceau participant au transport, qui présentent chacun une résistance « à deux fils » au moins égale à 6.5 kΩ (encadré 2). On a vu que cette résistance disparaît lorsque les contacts sont supraconducteurs.

Les courbes courant-tension, avec leurs sauts hystérétiques, indiquent que la supraconductivité est unidimensionnelle (encadré 4). Des effets analogues avaient déjà été observés

dans des fils métalliques supraconducteurs, mais c'est la première fois que la supraconductivité est observée dans un conducteur comportant un nombre si faible de canaux de conduction (une centaine).

Les échantillons présentent une grande diversité de comportements. Nous avons identifié plusieurs paramètres importants de la transition supraconductrice : la longueur de l'échantillon, la présence de désor-

Encadré 4

## SUPRACONDUCTIVITÉ UNIDIMENSIONNELLE

*Qu'est-ce que la supraconductivité ?*

Un matériau supraconducteur est un matériau dans lequel il existe des interactions attractives entre électrons suffisamment fortes pour dominer les interactions répulsives en dessous d'une certaine température, appelée température critique  $T_c$ . Les électrons s'apparient alors en paires dites de Cooper, qui se condensent dans un état cohérent où toutes les paires de Cooper peuvent être décrites par une fonction d'onde unique, dont la phase  $\varphi$  est bien déterminée. La densité d'états d'un supraconducteur est schématisée dans la figure ci-contre : puisque les électrons sont appariés, il n'y a pas d'états à un électron pour des énergies inférieures à l'énergie caractéristique du supraconducteur, l'énergie de liaison d'une paire de Cooper, appelée bande interdite  $\Delta$ . L'état supraconducteur à trois dimensions est caractérisé par une résistance nulle. Dans les supraconducteurs classiques, l'attraction résulte du couplage des électrons avec les vibrations du réseau cristallin du métal (les modes de phonons).

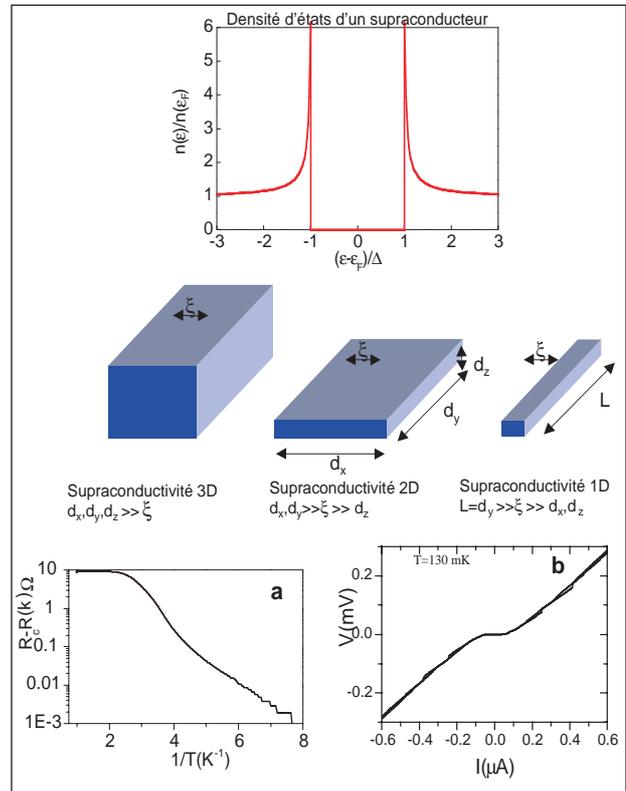
*Possibilité d'une transition de phase à basse dimension ?*

Le problème est qu'à plus basse dimension, et en particulier à une dimension, le théorème de Mermin-Wagner dit qu'un système infini dans lequel les interactions sont à courte portée ne peut transiter vers un état ordonné à température non nulle. En pratique, les systèmes réels ayant une longueur finie, on peut tout de même trouver à basse température un ordre supraconducteur.

*Qu'est-ce qui détermine la dimension de la transition supraconductrice ?*

Il faut comparer la longueur de cohérence supraconductrice  $\xi$ , qui donne une étendue typique de l'appariement (la taille d'une paire), aux dimensions du conducteur. Lorsque le mouvement des électrons dans le conducteur est diffusif,  $\xi$  est donné par  $\xi = \sqrt{\hbar D / \Delta}$ , où  $D$  est la constante de diffusion des électrons.  $\Delta$  est la valeur de la bande interdite d'un morceau macroscopique du supraconducteur. C'est l'énergie de liaison d'une paire de Cooper, qui est proportionnelle à la température critique. Un fil est un supraconducteur unidimensionnel (1D) lorsque  $\xi$  est plus grand que les deux dimensions de la section du fil.

*Caractéristiques expérimentales de la supraconductivité 1D*  
A une dimension, au contraire de trois dimensions, la phase



peut varier brusquement de  $2\pi$ , créant une chute de potentiel et donc une portion de fil résistive : c'est une signature expérimentale de supraconductivité 1D. Ces sauts de phase peuvent être activés thermiquement ou causés par un accroissement du courant que l'on fait passer dans le fil. Ils peuvent exister même à température nulle et donnent alors lieu à une résistance non nulle. Expérimentalement, l'existence de sauts de phase activés thermiquement se traduit par une résistance qui diminue avec une loi d'activation lorsque  $T$  diminue. C'est ce que nous avons mesuré sur l'échantillon  $Pt_2$ , comportant 100 tubes conducteurs (courbe a). Enfin, à basse température, les sauts de phase générés par du courant provoquent, par des sauts hystérétiques, de la tension lorsque l'on augmente le courant (courbe b).

dre et le nombre de tubes participant au transport.

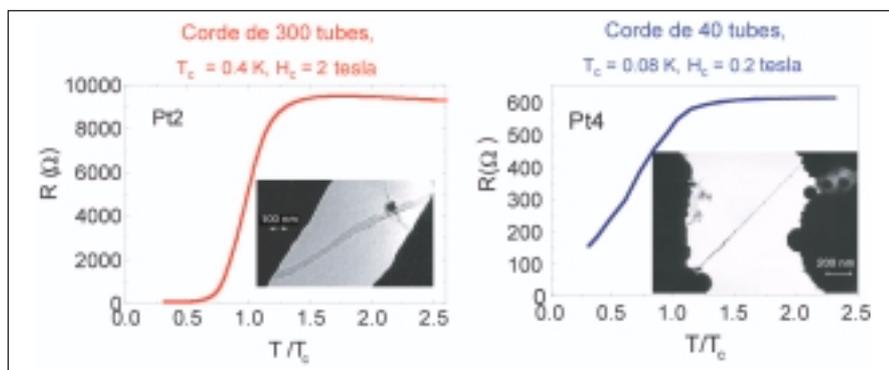
*Longueur des tubes :* la transition n'est observée que si la longueur de l'échantillon dépasse une longueur qui est de l'ordre du micron. Les tubes courts ne présentent en effet aucun signe de supraconductivité : celle-ci serait donc détruite par les contacts normaux. La longueur

caractéristique de cet effet peut être reliée à la longueur de cohérence supraconductrice (encadré 4).

*Désordre :* avant tout, le désordre est un élément nécessaire à la détection de la supraconductivité par une mesure de résistance. On ne s'attend en effet à aucune différence entre la résistance d'un nanotube sans désordre (dans lequel le transport est

dit balistique) et celle d'un nanotube supraconducteur dont la résistance est nulle puisque les paires de Cooper ne voient pas de désordre !

D'autre part et paradoxalement, la présence de désordre peut favoriser l'observation de la supraconductivité, en protégeant les paires supraconductrices du nanotube des électrons normaux des contacts.



**Figure 4** - Vers une transition plus unidimensionnelle

On peut comparer les transitions supraconductrices pour deux échantillons de même longueur mais comportant un nombre différent de nanotubes de carbone : l'échantillon comportant le moins de nanotubes, qui est donc plus proche de la limite du tube unique, a une transition affaiblie : la température à laquelle la chute de résistance démarre (notée  $T_c$ ) est de 80 mK contre 400 mK pour l'échantillon comportant 300 nanotubes. De plus le champ critique  $H_c$  ou champ magnétique au-dessus duquel toute transition disparaît, est plus faible : 0.2T contre 2T. Enfin, on voit sur les courbes de résistance en fonction de la température réduite  $T/T_c$  que la transition de la corde la plus mince est plus large et que l'état de plus faible résistance ne sera atteint qu'à température nulle alors que pour l'échantillon plus tridimensionnel la transition est complète à température non nulle.

Dans un faisceau de tubes, le désordre peut jouer un autre rôle, encore plus subtil, en autorisant des transferts d'électron de tube à tube qui n'existent pas lorsque les tubes sont parfaits mais d'hélicités différentes.

A l'inverse, trop de désordre peut détruire la supraconductivité et rendre isolant un conducteur qui, plus ordonné, présenterait une transition supraconductrice.

Nombre de tubes dans les faisceaux : on observe une transition supraconductrice d'autant plus étalée en température que le nombre de tubes dans les faisceaux est faible, ce qui renforce le caractère unidimensionnel de la transition (figure 4) et

on ne sait pas encore bien ce que devient cette transition dans la limite d'un seul nanotube.

#### SUPRACONDUCTIVITÉ D'UN TUBE UNIQUE ?

Nous savons (encadré 4) que dans un système rigoureusement 1D, il ne peut y avoir d'ordre à température non nulle. Mais comme nous l'avons vu plus haut, l'observation de valeurs du courant critique plus élevées que ce qu'autorise la théorie pour un conducteur non supraconducteur entre contacts supraconducteurs suggère l'existence de fluctuations supraconductrices intrinsèques au tube individuel. En particulier, ces expériences, contrairement à celles réalisées à plus

haute température, suggèrent la présence d'interactions attractives entre électrons dans les nanotubes de carbone dont l'influence devient dominante à basse température.

D'où proviendraient ces interactions attractives ? On connaît certes la supraconductivité dans le graphite dopé par des intercalants alcalins qui augmentent la densité de porteurs. Dans les nanotubes de carbone, les électrons venus des contacts pourraient-ils fournir un dopage suffisant ? De plus, il reste à identifier les phonons responsables de l'interaction attractive entre électrons, et en particulier à déterminer si le caractère suspendu de nos échantillons joue un rôle.

Mais la supraconductivité des nanotubes pourrait-elle être propre à leur structure de bande intrinsèque et à l'aspect liquide de Luttinger des nanotubes ?

En conclusion, les faisceaux de nanotubes de carbone peuvent être considérés comme les plus petits supraconducteurs jamais mesurés, dans le sens où ils ne possèdent que quelques dizaines ou centaines de canaux de conduction. Ils offrent ainsi la possibilité de comprendre les limites de la supraconductivité unidimensionnelle et, éventuellement, d'envisager de moduler cette supraconductivité par l'action d'une électrode de grille électrostatique ou par l'ajout de dopants. Le mécanisme microscopique de la supraconductivité des nanotubes de carbone reste encore à élucider.

#### POUR EN SAVOIR PLUS

**Dekker (C.)**, Carbon nanotubes as molecular quantum wires, *Physics Today* **52**, n° 5, 22-28 mai 1999.

**Devoret (M.)**, Nanotubes and supercurrents, *Physics World*, août 1999.

**Kociak (M.), Kasumov (A.-Yu.), Guéron (S.), Reulet (B.), Khodos (I.-I.), Gorbatov (Yu.-B.), Volkov (V.-T.), Vaccarini (L.), Bouchiat (H.)**, Superconductivity in Ropes of Single-Walled Carbon Nanotubes, *Phys. Rev. Lett.* **86**, (11), 2416, 2001.

**Kasumov (A.-Yu.), Deblock (R.), Kociak (M.), Reulet (B.), Bouchiat (H.), Khodos (I.-I.), Gorbatov (Yu.-B.), Volkov (V.-T.), Journet (C.), Burghard (M.)**, *Science*, **284**, 1508, Supercurrents through Single-Walled Carbon Nanotubes, 1999.

Article proposé par :

Sophie Guéron, tél. : 01 69 15 53 13, gueron@lps.u-psud.fr

Hélène Bouchiat, tél. : 01 69 15 53 14, bouchiat@lps.u-psud.fr

Travail réalisé avec Mathieu Kociak, Richard Deblock, Meydi Ferrier, Philippe Roche, Alik Kasumov et Bertrand Reulet.