

Les cages d'Aharonov-Bohm

Les propriétés de transport électronique dans les structures de taille sub-micronique sont régies, à basse température, par la nature ondulatoire des électrons. Ainsi dans une boucle traversée par un champ magnétique, il est possible de mesurer des oscillations de la résistance dues aux interférences de la fonction d'onde électronique. Ces interférences sont généralement détruites par les moyennes d'ensemble lorsque l'on mesure le transport à travers un grand nombre de boucles. Nous présentons ici un nouveau type de réseau de boucles dans lequel, pour une valeur particulière du champ magnétique, tous les chemins interfèrent de façon destructive. Les électrons sont alors piégés dans des régions du réseau appelées cages d'Aharonov-Bohm. Cette localisation d'origine purement géométrique se traduit par des oscillations de la magnéto-résistance.

Les progrès des techniques de fabrication ont permis aux physiciens d'accéder à des structures de taille de plus en plus réduite. De nouvelles propriétés ont ainsi pu être mises en évidence. En particulier, lorsque la taille du système est inférieure à une longueur appelée longueur de cohérence de phase, L_ϕ , des corrections quantiques doivent être prises en compte. La longueur de cohérence de phase est la distance sur laquelle un électron peut se propager sans subir de collision inélastique en gardant une évolution déterministe de la phase de sa fonction d'onde. Cette longueur, qui dépend de la température, est de quelques microns dans une couche mince métallique pour des températures autour de 100 mK. Bien que la longueur de cohérence de phase soit encore de plusieurs ordres de grandeur supérieure aux dimensions d'un système microscopique, les effets quantiques ne peuvent être négligés. On a donné le nom de système

mésoscopique, c'est-à-dire « intermédiaire », à des structures dont la taille se situe entre le macroscopique des échantillons traditionnels de la physique du solide et le microscopique des systèmes de la physique atomique. Classiquement, la théorie du transport de Drude considère les électrons comme des boules de billard effectuant des collisions sans aucune corrélation. Dans les petits systèmes, la cohérence de phase est conservée le long du parcours de l'électron et la nature ondulatoire des électrons apporte une correction à la conductance, qualifiée alors de quantique. Ces corrections sont le fruit des interférences entre toutes les trajectoires permettant d'aller d'un bord à l'autre de l'échantillon. Tout échantillon présente un désordre lié à la position des impuretés chimiques ou des défauts cristallins. Ce sont justement ces positions qui déterminent les différents chemins. Ainsi, deux échantillons macroscopiquement similaires possèdent une conductance quantique différente. Ces fluctuations de conductance d'échantillon à échantillon ont une caractéristique remarquable puisque leur amplitude est universelle et ne dépend ni de la conductance moyenne, ni du matériau. Cette propriété est liée aux corrélations entre les trajectoires dans un échantillon de taille inférieure à L_ϕ (voir « Interférences quantiques et fluctuations universelles de conductance », *Images de la Physique*, 1988).

L'effet Aharonov-Bohm, observé lorsque l'on considère un échantillon en forme d'anneau, est l'un des phénomènes quantiques les plus spectaculaires (encadré 1). Il s'agit d'un effet analogue à celui observé dans l'expérience des fentes d'Young en optique. Le rôle des photons est joué ici par les électrons. Le déphasage entre les deux trajectoires parcourant l'anneau par chacun de ses bras est piloté par le potentiel vecteur du champ magnétique. La résistance d'une telle boucle oscille en fonction du flux magnétique traversant la boucle avec une période égale à $\Phi_0 = h/e$, le quantum de flux ($4 \cdot 10^{-15}$ Tesla.m²). Le flux magnétique étant le produit du champ par la surface, un anneau d'aire $S = 1 \mu\text{m}^2$ induira des oscillations en champ magnétique de période $\frac{h}{eS} = 4$ mT. Bien entendu, cela n'a de sens que si la longueur L de la boucle est plus petite que L_ϕ . Dans le cas contraire, les oscillations décroissent exponentiellement avec le rapport L/L_ϕ .

Que se passe-t-il si l'on considère un grand nombre de boucles ? Dans un système mésoscopique, chaque portion de longueur L_ϕ se comporte comme un système quantique indépendant de la portion adjacente : il n'y a pas de corrélation de phase entre ces différentes parties. Les interférences se moyennent alors

– Laboratoire de photonique et de nanostructures, CNRS UPR20, route de Nozay, 91460 Marcoussis.

– Groupe de physique des solides, CNRS UMR 7588, universités Paris 6 et Paris 7, 2, place Jussieu, 75251 Paris cedex 05.

– Laboratoire de physique théorique et hautes énergies, CNRS UMR 7589, universités Paris 6 et 7, 4, place Jussieu, 75252 Paris cedex 05.

– Laboratoire de physique des solides, CNRS UMR 8502, université Paris Sud, 91405 Orsay.

L'EFFET AHARONOV-BOHM

Considérons la boucle représentée sur la figure ci-dessous dont la taille L est inférieure à la longueur de cohérence L_ϕ .

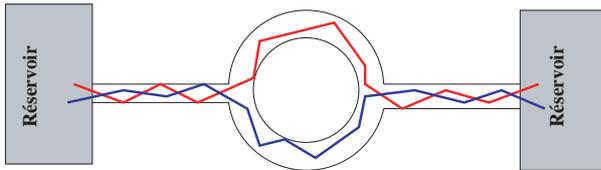


Figure 1 -

Un électron peut se propager du réservoir de gauche vers le réservoir de droite suivant les deux chemins possibles représentés par les trajectoires bleue et rouge par exemple. La figure d'interférence associée dépend de la différence de phase entre les deux trajectoires qui, elle-même, dépend du chemin microscopique à l'intérieur de l'anneau. Si l'on applique un champ magnétique, on induit un déphasage supplémentaire proportionnel à la circulation du potentiel vecteur \mathbf{A} le long du chemin (on note \mathbf{p} la quantité de mouvement des électrons participant au transport) :

$$\Delta\theta = \frac{1}{\hbar} \int_{\text{chemin}} (\mathbf{p} \cdot d\mathbf{l} + e\mathbf{A} \cdot d\mathbf{l})$$

Dans le cas de nos deux chemins, on obtient :

$$\Delta\theta = \frac{1}{\hbar} \left[\int_{c_2} \mathbf{p} \cdot d\mathbf{l} + \int_{c_1} \mathbf{p} \cdot d\mathbf{l} \right] + \frac{e}{\hbar} \left[\int_{c_2} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} + \int_{c_1} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \right]$$

$$\Delta\theta = \Delta\theta_{\text{micro}} + \frac{e}{\hbar} \oint_{\text{boucle}} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}$$

$$\text{avec } \Delta\theta_{\text{micro}} = \frac{1}{\hbar} \oint_{\text{boucle}} \mathbf{p} \cdot d\mathbf{l}$$

$$\Delta\theta = \Delta\theta_{\text{micro}} + \frac{e}{\hbar} \int \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$$

$$\Delta\theta = \Delta\theta_{\text{micro}} + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}$$

avec $\Phi_0 = h/e$ le quantum de flux. Le déphasage varie avec le flux magnétique qui traverse l'anneau. La prise en compte des interférences va introduire une correction à la conductance qui va osciller avec le flux magnétique avec une période Φ_0 comme le montre la figure 2 : c'est l'effet Aharonov-Bohm.

Dans le papier original d'Aharonov et Bohm de 1959, le champ magnétique était condensé au centre de la boucle par un solénoïde infini et cet effet montrait que le potentiel

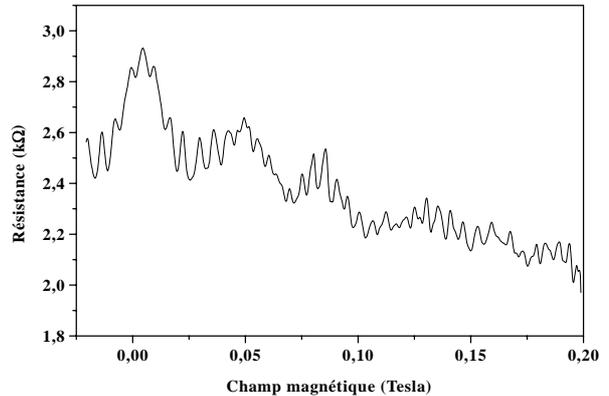


Figure 2 - Oscillations Aharonov-Bohm.

vecteur n'est pas un simple artifice mathématique, mais a un effet physique. Dans un échantillon réel de largeur finie et du fait que le champ magnétique est présent sur tout l'échantillon, il existe plusieurs périodes liées à la différence entre les deux surfaces extrémales (la largeur des fils pouvant être incluse ou non dans le calcul de la surface). Cela se traduit par un battement de l'amplitude des oscillations ou par une largeur finie du pic à h/e sur le spectre de Fourier (figure 3). Il existe également un signal lié aux interférences entre des trajectoires qui circulent dans le même bras de l'anneau. Dans ce cas, la surface incriminée est très faible et donne lieu à un signal apériodique qui implique de grandes variations de flux qui se superposent aux oscillations Aharonov-Bohm. Sur le spectre de Fourier, cela se traduit par un signal en $1/f$.

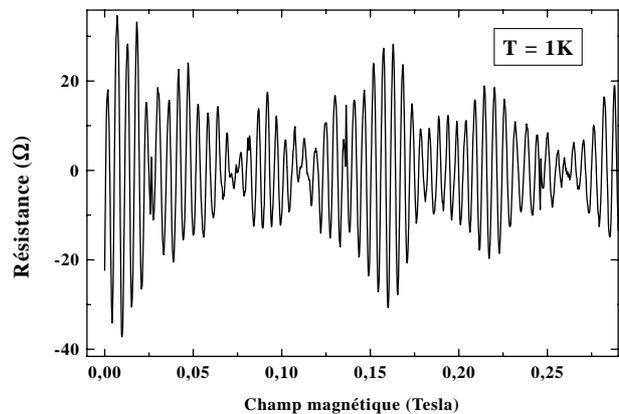


Figure 3 - Oscillations Aharonov-Bohm filtrées : la valeur moyenne de la magnéto-résistance a été soustraite du signal.

comme des variables statistiquement indépendantes et l'amplitude décroît comme la racine du nombre de ces parties. Ainsi, lorsque la taille du système augmente, on retrouve le comportement du système macroscopique : pour un réseau de boucles, le signal Aharonov-Bohm n'est pas visible.

Il existe néanmoins un effet d'interférence qui résiste à la moyenne d'ensemble : la localisation faible. Considérons un chemin qui se referme sur lui-même. On s'intéresse ici à l'interférence de deux trajectoires qui décrivent complètement ce chemin dans les deux sens possibles de parcours. Si la symétrie par renversement du temps est conservée, la différence de phase entre ces deux trajectoires est nulle et l'interférence est toujours constructive. Cela, quelle que soit la boucle pourvu qu'elle soit plus petite que L_ϕ . Autrement dit, la probabilité de parcourir une boucle est augmentée dans le cas quantique. La localisation faible dans un échantillon de forme quelconque est alors la somme des interférences sur toutes les trajectoires fermées. Elle se traduit par une diminution de la conductance, puisque l'électron a une probabilité plus forte dans le cas quantique de revenir d'où il vient. L'application d'un champ magnétique détruit la symétrie par renversement du temps, ce qui se traduit par une magnéto-résistance négative. Dans le cas d'un échantillon en forme d'anneau, l'application d'un champ magnétique va entraîner une oscillation de la résistance de période en flux $h/2e$, puisque les trajectoires qui interfèrent font chacune un tour complet de l'anneau (et non pas un demi-tour comme dans le cas Aharonov-Bohm). Si l'on considère un ensemble de boucles, les signaux en $h/2e$ s'additionnent pour chacune d'entre elles, puisqu'ils sont en phase. On s'attend donc dans le cas d'un anneau unique à observer des oscillations en $h/2e$ et h/e près du champ nul et uniquement en h/e à plus fort champ magnétique. Dans le cas d'un ensemble d'anneaux, seul le

signal en $h/2e$ doit être visible. En pratique, seules quelques oscillations sont observables car la brisure de la symétrie par renversement du temps par l'augmentation du champ magnétique va détruire cet effet.

Néanmoins, l'étude du magnéto-transport de réseaux de boucles de géométrie diverses a mis à jour des propriétés originales de leur spectre d'énergie en fonction du champ magnétique, que l'on peut interpréter simplement en terme d'effet Aharonov-Bohm. On peut alors trouver des géométries particulières pour lesquelles le moyennage habituel des effets d'interférence n'est pas vérifié. Les effets d'interférence sont en quelque sorte exaltés par la topologie.

LES CAGES D'AHARONOV-BOHM

Considérons le réseau, appelé \mathcal{T}_3 , représenté sur la figure 1 qui est construit par l'assemblage de losanges. On peut distinguer deux types de sites : un site de coordonnée 6 (noté A) et deux sites de coordonnée 3 notés B et C. Que se passe-t-il si l'on place un électron sur ce réseau et que l'on applique un champ magnétique ? Pour répondre à cette question, on peut utiliser un modèle théorique dit de « liaisons fortes » et calculer le spectre énergétique (encadré 2). On ne considère alors que les nœuds du réseau. Les électrons se déplacent de site en site

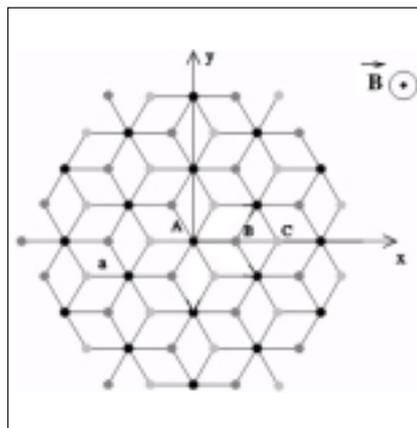


Figure 1 - Réseau \mathcal{T}_3 .

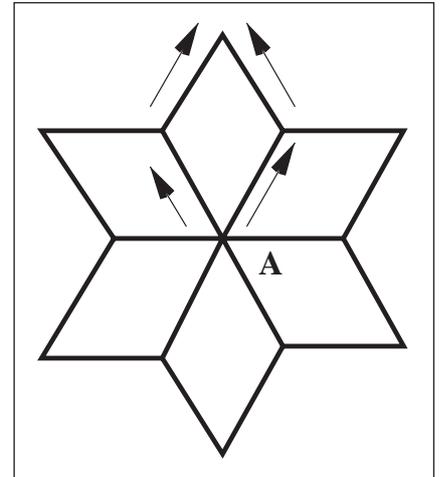


Figure 2 - Cage centrée autour des sites de type A.

avec des probabilités de « saut » entre sites fixée par la géométrie du réseau. Utilisant ce modèle, Hofstadter a montré que le flux réduit $f = \Phi/\Phi_0$ est le paramètre pertinent qui décrit la compétition entre les deux périodicités (cyclotron et structurale). Ainsi pour un réseau carré, si $f = p/q$ le spectre (appelé papillon de Hofstadter) est formé de q bandes pouvant éventuellement se recouvrir. Ce spectre de bande est synonyme d'états propres propagatifs sous forme d'ondes de Bloch. Dans le cas du réseau \mathcal{T}_3 , il apparaît une singularité sur le spectre d'énergie à $f = 1/2$ puisqu'il se réduit à trois niveaux discrets infiniment dégénérés (encadré 2). Dans ce modèle de liaisons fortes, le système est donc totalement isolant pour $f = 1/2$!

On peut donner une interprétation simple en terme d'effet Aharonov-Bohm à ce phénomène de localisation. En effet, si l'on considère un électron initialement sur un site de type A du réseau, tout déplacement de site en site peut se faire par deux chemins équiprobables formés par les deux bras d'un losange élémentaire (figure 2). Les interférences entre ces couples de chemins appariés étant destructives pour $f = 1/2$, elles inhibent toute propagation de l'électron hors d'une portion du réseau en forme d'étoile centrée autour du site A initial. On parle alors de cages d'Aharonov-Bohm.

LE SPECTRE DU RÉSEAU \mathcal{T}_3

Lorsqu'un électron est soumis à un champ magnétique, son spectre d'énergie se compose d'une infinité de niveaux dégénérés équidistants appelés niveaux de Landau.

Cependant, lorsque cet électron est également soumis à un potentiel périodique lié, par exemple, à l'existence d'un réseau cristallin, il existe une compétition entre deux longueurs caractéristiques : la maille du réseau et le rayon cyclotron.

Afin d'étudier cette compétition, le modèle le plus simple est celui des liaisons fortes dans lequel l'hamiltonien :

$$H = - \sum_{(i,j)} t_{ij} |i\rangle\langle j|, \quad (1)$$

décrit un électron ayant la possibilité de se déplacer d'un site à un site voisin plus proche sur le réseau.

Dans l'expression (1), $|i\rangle$ représente une orbitale localisée sur le site i et, en l'absence de champ magnétique, l'amplitude de saut t_{ij} est choisie égale à 1 si les sites i et j sont premiers voisins et 0 sinon. Lorsque l'on introduit un champ magnétique \mathbf{B} , la prise en compte du déphasage lié à ce champ (effet Aharonov-Bohm) se traduit par la substitution de Peierls qui consiste à remplacer t_{ij} par $t_{ij} e^{i\gamma_{ij}}$, avec :

$$\gamma_{ij} = \frac{2\pi}{\phi_0} \int_i^j \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}, \quad (2)$$

où $\phi_0 = h/e$ est le quantum de flux et \mathbf{A} le potentiel vecteur ($\nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{B}$).

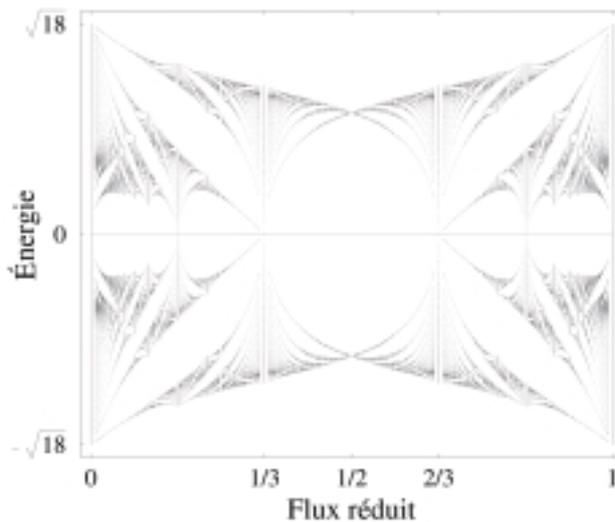


Figure - Spectre du réseau \mathcal{T}_3 en fonction du champ magnétique.

Étant donné que c'est la circulation de \mathbf{A} qui intervient dans (2), le flux ϕ du champ à travers un losange élémentaire est une quantité invariante de jauge qui caractérise les interférences quantiques. Considérons maintenant le cas d'un électron sur le réseau \mathcal{T}_3 en présence d'un champ magnétique uniforme et perpendiculaire au plan du réseau. Un choix possible de potentiel vecteur est donné par la jauge de Landau $\mathbf{A} = B(0, x, 0)$, qui laisse à l'hamiltonien une invariance suivant la direction y . Les états propres de H sont ainsi décomposables sous la forme $\varphi_i(x, y) = \psi_i(x) e^{ik_y y}$ avec

$k_y \in [0, 2\pi/a\sqrt{3}]$; l'indice i prend ici trois valeurs A, B ou C , selon le type de site considéré (figure 1 du texte). On peut alors montrer que les énergies propres de H sont solutions de l'équation suivante :

$$(\varepsilon^2 - 6) \psi_m = 2 \cos\left(\frac{\gamma}{2}\right) \left\{ 2 \cos\left[\frac{3\gamma}{2}\left(m + \frac{1}{2}\right) + \kappa\right] \psi_{m+1} + 2 \cos\left[\frac{3\gamma}{2}\left(m - \frac{1}{2}\right) + \kappa\right] \psi_{m-1} + 2 \cos(3\gamma m + 2\kappa) \psi_m \right\} \quad (3)$$

où $\psi_m = \psi_A(x = 3ma/2)$, ($m \in \mathbf{Z}$) et où $\kappa = k_y a \sqrt{3}/2$ et $\gamma = 2\pi f$. Notons qu'avec le choix d'origine effectué (figure 1 du texte), x ne prend que des valeurs demi-entières (en unité de a). En outre, le spectre de H possède une bande plate en $\varepsilon = 0$ due au fait que cette structure bipartite possède deux fois plus de sites de coordinance 3 que de sites de coordinance 6. Le spectre complet de H , plus connu sous le nom de papillon, est représenté ci-contre. Lorsque le flux réduit f est un rationnel de la forme p/q (p et q premiers entre eux), l'hamiltonien est invariant par translation dans la direction x et le spectre est composé de $2q$ bandes (si $q = 3q'$ avec q' entier, on n'a en fait que $2q'$ bandes). Cependant, pour $f = 1/2$ ($\gamma = \pi$), l'équation (3) montre que le spectre du \mathcal{T}_3 est discret et consiste en deux énergies propres infiniment dégénérées $\varepsilon_{\pm} = \pm\sqrt{6}$. Cette « anomalie » indique l'existence d'états localisés qui sont à l'origine de l'absence de propagation à $f = 1/2$, et donc des cages d'Aharonov-Bohm.

Le même effet se répète pour un électron initialement localisé sur un site de type B ou C, mais avec une cage plus grande. Le nombre de sites

visités par un paquet d'ondes au cours du temps est donc fini pour un électron contraint à évoluer sur le réseau \mathcal{T}_3 lorsque le flux du champ

magnétique à travers un losange élémentaire est égal à $\Phi_0/2$. Ce nombre est en revanche infini dans le cas d'un électron évoluant sur un

réseau carré où cet effet de confinement est absent.

PEUT-ON OBSERVER L'EFFET DE CAGE ?

Peut-on observer l'effet de cage dans un réseau de fils présentant la géométrie du réseau \mathcal{T}_3 ? Le modèle

de liaisons fortes n'est pas forcément le plus pertinent pour décrire un échantillon, et une étude théorique a proposé un modèle continu de transport plus adapté à la réalité. Il s'agit d'un formalisme dû à Landauer, où la conductance du réseau est calculée en supposant que les

sites sont reliés entre eux par des guides d'onde unidimensionnels (encadré 3). En l'absence de désordre, la conductance s'annule pour le réseau \mathcal{T}_3 pour $f = 1/2$, alors que pour un réseau carré, il n'y a pas d'accident pour cette valeur du flux. Pour s'approcher encore plus

Encadré 3

TRANSPORT QUANTIQUE COHÉRENT DANS LES RÉSEAUX

Dans le formalisme développé par Landauer afin de prendre en compte les effets de cohérence quantique dans le calcul de la conductance, les électrons sont décrits par leurs fonctions d'ondes, et les conducteurs d'entrée et de sortie, par des guides d'ondes. L'effet du conducteur mésoscopique cohérent est alors codé dans la matrice de transmission t_{ij} . Plus précisément, si l'on considère une structure connectée à N_{in} canaux d'entrée et N_{out} canaux de sortie, la conductance G s'exprime sous la forme :

$$G = \frac{e^2}{\pi \hbar} \sum_{i,j} |t_{ij}|^2$$

où $|t_{ij}|^2$ est la probabilité de transmission du canal d'entrée $i \in [1, N_{in}]$ au canal $j \in [1, N_{out}]$. Cette probabilité dépend à la fois de l'énergie de l'onde incidente et du champ magnétique. Pour une structure simple telle que le réseau carré ou le réseau \mathcal{T}_3 où tous les fils ont la même longueur l et tous les losanges la même aire, t_{ij} ne dépend en réalité que de kl [2π] (k étant le vecteur d'onde de l'onde incidente) et du flux réduit par losange élémentaire $f = \phi/\phi_0$ ($\phi_0 = h/e$ étant le quantum de flux).

Nous avons représenté sur la figure 1 la conductance moyennée sur l'énergie en fonction du flux réduit pour des petits réseaux ($\sim 10^2$ sites). On distingue clairement des pics de conductance pour les valeurs rationnelles de f , c'est-à-dire pour des états propres étendus. Pour le réseau \mathcal{T}_3 , à $f = 1/2$, on observe un net affaiblissement de la conductance pour $f = 1/2$ liée à l'existence des cages. En fait, on n'a pas exactement une conductance nulle car il peut y avoir de la conduction par les bords de l'échantillon. Cependant, en injectant le courant au centre du réseau, on retrouve bien $G = 0$ (voir insert). La période principale de ce signal pour les deux réseaux est le quantum de flux Φ_0 .

Si l'on prend maintenant en compte le désordre présent dans les échantillons, on constate que les interférences quantiques destructives responsables des cages dans le réseau \mathcal{T}_3 ne sont que partiellement détruites pour un désordre suffisamment faible (figure 2). La période principale reste alors (h/e) et les variations de la conductance demeurent du même ordre de grandeur qu'en l'absence de désordre. En revanche, l'introduction du désordre conduit, pour le réseau carré, à une forte diminution de la conductance et à un doublement de période $(h/2e)$ prédit par la théorie de la localisation faible par Altshuler, Aronov et Spivak (effet AAS).

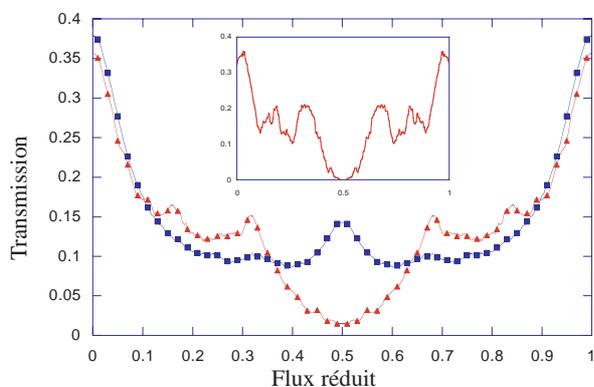


Figure 1 - Conductance par canaux G/N_{in} (en unités de $e^2/\pi\hbar$) pour le réseau carré (carrés) et pour le réseau \mathcal{T}_3 (triangles) en injectant le courant sur les bords de l'échantillon. Insert : même quantité pour le réseau \mathcal{T}_3 en injectant le courant au centre de l'échantillon ($G = 0$ pour $f = 1/2$).

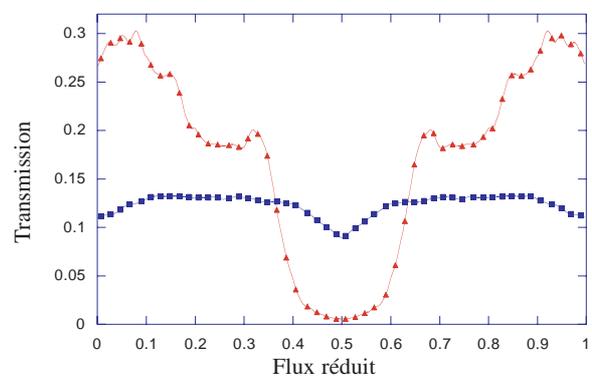


Figure 2 - Conductance par canaux G/N_{in} (en unités de $e^2/\pi\hbar$) moyenné sur le désordre pour le réseau carré (carrés) et pour le réseau \mathcal{T}_3 (triangles) en injectant le courant sur les bords de l'échantillon pour $kl = \pi/3$.

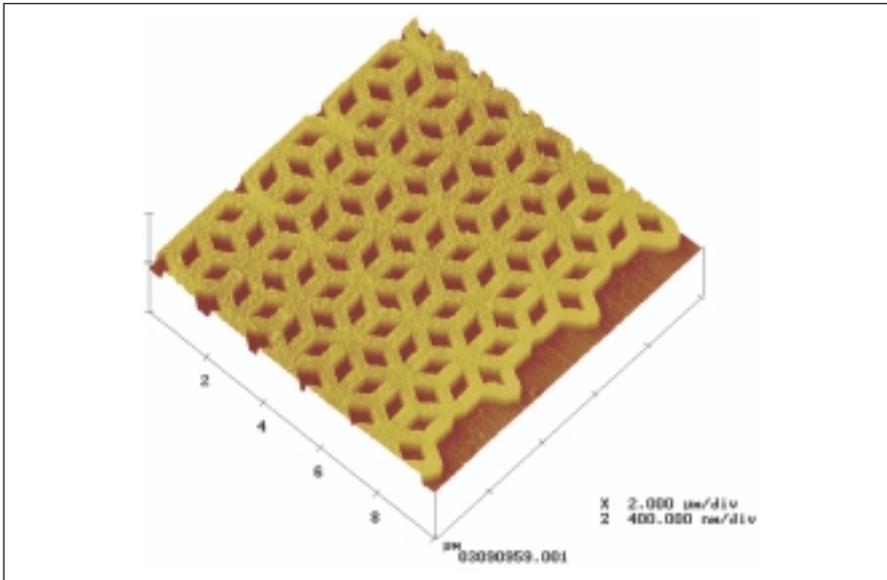


Figure 3 - Image AFM d'un réseau T_3 réalisé sur une hétérojonction GaAlAs/GaAs.

de la réalité, une source de désordre a été introduite : la longueur des brins a été changée et les spectres obtenus pour différentes longueurs ont été moyennés. Là encore, l'effet de cage persiste mais la conductance n'est plus nulle. Comme le spectre est périodique de période Φ_0 , la localisation à $f = 1/2$ doit se traduire par une oscillation périodique de conductance de période Φ_0 . En d'autres termes sur un échantillon comportant un très grand nombre de boucles, l'effet Aharonov-Bohm doit être visible.

Nous avons utilisé le système GaAlAs/GaAs comme matériau de base pour la réalisation de l'échantillon (voir « Interférences quantiques et fluctuations universelles de conductance », *Images de la Physique*, 1988 et figure 3). A l'interface entre ces deux matériaux semiconducteurs, du fait de la discontinuité de la bande de conduction, un gaz bidimensionnel d'électrons est confiné dans un puits de potentiel très étroit. La concentration de dopant est ajustée de manière à ne peupler que la première sous-bande du puits. Ce gaz a une faible densité de porteur et donc la longueur d'onde des électrons participant au transport est très grande (typiquement $\lambda_F = 50$ nm contre quelques

dixièmes de nanomètre pour un métal). On peut alors fabriquer des systèmes très proches du modèle théorique unidimensionnel. Il suffit pour cela de confiner le gaz d'électrons, en utilisant les techniques de nanofabrication qui permettent de graver localement l'échantillon. On peut obtenir ainsi des fils de largeur sensiblement égale à la longueur d'onde λ_F . De plus, c'est un système très propre présentant un désordre

très faible. Les conditions optimales sont donc réunies pour l'expérience.

A titre de comparaison, deux types de réseaux de boucles, des réseaux de géométrie T_3 et des réseaux carrés, ainsi que des anneaux simples ont été fabriqués sur la même hétérojonction et dans les mêmes conditions. Toutes ces structures sont donc caractérisées par un même désordre et une même longueur de cohérence de phase.

Les réseaux comportent 2 500 boucles. La surface élémentaire par boucle est de $0.8 \mu\text{m}^2$, ce qui conduit à des oscillations Aharonov-Bohm de période 5 mT. L'échantillon est placé dans un cryostat à dilution qui permet de descendre à des températures de 50 mK afin de garantir une longueur de cohérence suffisamment grande.

Nous avons relevé la variation de la résistance en fonction du champ magnétique. La figure 4 présente la magnéto-résistance d'un échantillon T_3 mesurée à $T = 50$ mK. Superposées à de larges variations du signal, on voit apparaître des oscillations de faible période. Le signal global est dû à la localisation faible (pic autour du champ nul) et à des effets balis-

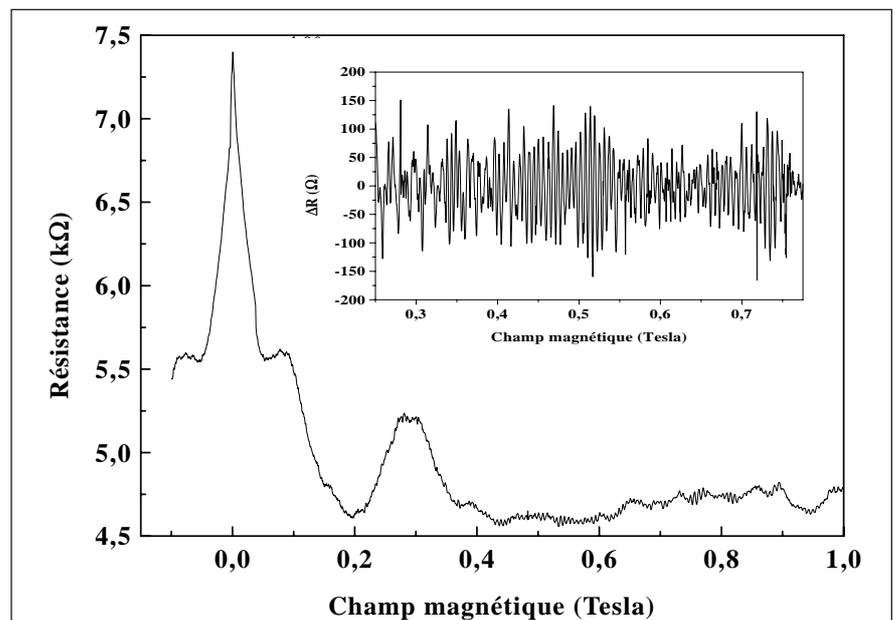


Figure 4 - Magnéto-résistance d'un réseau star.

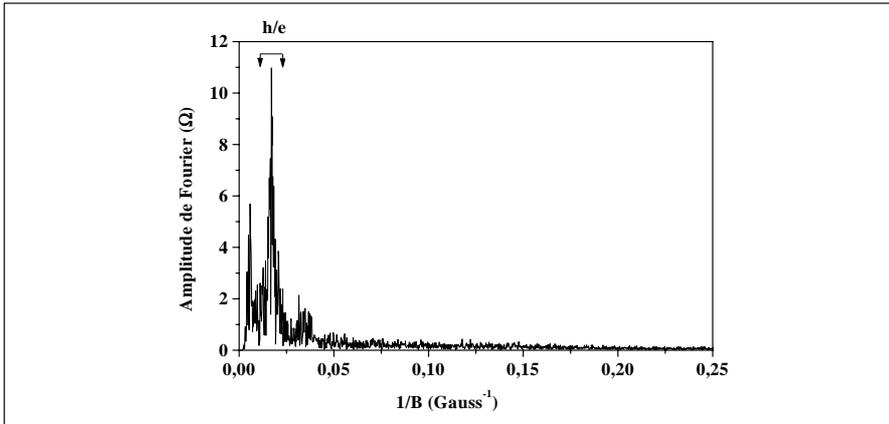


Figure 5 - Transformée de Fourier des oscillations des réseaux star.

tiques classiques qui se produisent lorsque l'orbite cyclotron devient de l'ordre de la largeur d'un fil (autour de $0.1 \mu\text{m}$). Les oscillations sont extraites par soustraction d'un polynôme ajusté à la résistance moyenne (voir insert de la figure 4). La période et l'amplitude des oscillations ainsi extraites sont déterminées par transformation de Fourier. Un spectre typique est montré sur la figure 5. La position du pic correspond à une période de 5.8 mT . Cette période peut être raisonnablement identifiée à un quantum de flux par boucle du réseau.

L'amplitude des oscillations correspond à $\Delta G = \frac{\Delta R}{R^2(B=0)}$ $= 0.02e^2/h$. Cette valeur est à comparer à celle de $\Delta G = 0.05e^2/h$ relevée dans le cas d'une boucle unique.

Calculons l'amplitude des oscillations attendue pour un ensemble de $N = 2500$ boucles décorréliées, c'est-à-dire séparées par une distance supérieure à la longueur de cohérence de phase et pour lequel l'amplitude de l'effet Aharonov-Bohm se moyenne :

$$\Delta G_{dec.} = \frac{0,05 e^2}{\sqrt{N} h} \simeq 10^{-3} \frac{e^2}{h} \quad (1)$$

L'amplitude du signal détectée est bien supérieure à cette valeur. Néanmoins, le réseau \mathcal{T}_3 n'est pas un ensemble de N anneaux décorrélés.

La cohérence de phase s'étend sur plusieurs boucles élémentaires.

Le système modèle qu'il faut utiliser comme référence est un ensemble de boucles imbriquées avec les mêmes largeur et longueur de fils que celles du réseau \mathcal{T}_3 , en même nombre et caractérisées par une même longueur de cohérence de phase. Un réseau de boucles de géométrie carrée est le candidat idéal pour cette comparaison.

La transformée de Fourier d'un tel réseau carré est montrée sur la figure 6. Le pic correspondant à h/e est de plus d'un ordre de grandeur inférieur à celui du \mathcal{T}_3 et peut raisonnablement s'interpréter en termes de moyenne du signal Aharonov-Bohm classique.

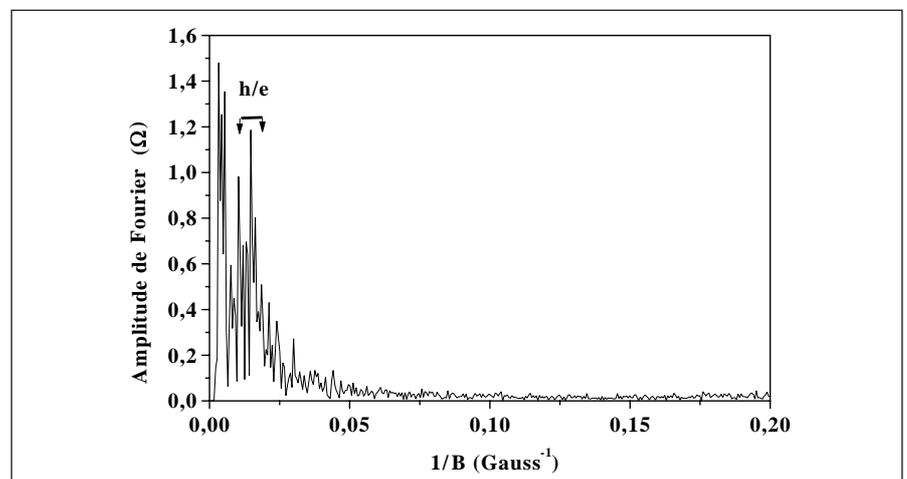


Figure 6 - Transformée de Fourier des oscillations des réseaux carrés.

CONCLUSIONS

Nous avons mis en évidence un nouvel effet de localisation induite par la géométrie dans des réseaux de fils réalisés dans le système $GaAs/AlGaAs$. Cette localisation peut s'interpréter comme le résultat des interférences destructives Aharonov-Bohm lorsqu'un demi-quantum de flux traverse une cellule élémentaire du réseau : les électrons sont alors confinés dans une portion du réseau appelée *cage Aharonov-Bohm*. C'est la première fois qu'un effet mésoscopique résiste à la moyenne d'ensemble et cela, en raison de la géométrie particulière étudiée. Cela montre l'intérêt de telles géométries qui permettent l'étude d'effets mésoscopiques en s'affranchissant des problèmes liés à l'unicité microscopique de l'échantillon.

Le système $GaAs/AlGaAs$ montre encore une fois ici tout son intérêt en tant que système modèle expérimental très proche des hypothèses simplificatrices des modèles théoriques : peu de canaux de conduction, très faible désordre, grandes longueurs de cohérence. Des mesures de magnéto-transport à très basses températures sont actuellement en cours au Centre de Recherche sur les Très Basses Températures (CRTBT) sur des systèmes en métal normal. La faible résistance

des échantillons (autour de 50Ω) implique que l'amplitude du signal Aharonov-Bohm à détecter est beaucoup plus faible que dans un système réalisé à partir d'une hétérojonction de semiconducteur. Ces systèmes étant beaucoup plus désordonnés, ce travail s'inscrit dans une meilleure compréhension de l'influence du désordre.

Notons enfin que nous avons observé systématiquement sur tous les échantillons T_3 un doublement de fréquence à fort champ magnétique qui n'est pas encore compris à ce jour. Ce signal en $h/2e$ a même amplitude, voire supérieure, que celui en h/e et n'est donc pas imputable à un simple effet d'harmonique.

Les interactions entre électrons jouent, pour les systèmes présentant des cages d'Aharonov-Bohm, un rôle peu commun. En effet, lorsque les électrons interagissent, la phase de la fonction d'onde électronique totale est modifiée et les interférences destructives responsables de la localisation sont perturbées. Il en résulte un étonnant processus de délocalisation induit par les interactions ainsi que la possibilité d'un appariement entre particules. On s'attend donc à observer un doublement de la charge des excitations élémentaires. Cet effet d'appariement pourrait expliquer le doublement de fréquence que nous observons systématiquement dans nos échantillons.

Dans le cas de systèmes supraconducteurs, pour des géométries obtenues en remplaçant chaque lien d'un réseau régulier par un losange traversé par un demi-quantum de flux, les interactions ne parviennent pas à créer un condensat de particules au sens habituel du terme. Physiquement, on s'attend à la formation d'un condensat de paires de particules, soit à des états liés à quatre électrons. Il s'agirait ici d'un état supraconducteur très particulier que des expériences en cours au CRTBT de Grenoble cherchent à mettre en évidence. Toujours à cause de l'effet de cages, la parité du nombre de paires d'électrons dans chaque cage d'un tel réseau est conservée. Autrement dit, dans un tel état condensé, il subsiste un jeu de nombres quantiques discrets (prenant la valeur 0 ou 1 indépendamment dans chaque cage) qui ressemble fortement à ce que l'on recherche dans la perspective du traitement quantique de l'information. Se pose alors la question du contrôle de ces « bits » quantiques d'un nouveau genre. Peut-on relier des superpositions cohérentes de plusieurs configurations classiquement distinctes de ces degrés de liberté discrets ? Quel est l'effet du bruit quantique induit par l'environnement sur de telles superpositions ? Autant de questions susceptibles d'intriguer théoriciens et expérimentateurs pendant quelques années avec certainement quelques surprises en perspective...

POUR EN SAVOIR PLUS

Abilio (C.-C.), Butaud (P.), Fournier (Th.), Pannetier (B.), Vidal (J.), Tedesco (S.), Dalzotto (B.), Magnetic field induced localization in a two-dimensional superconducting wire network, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5102, 1999.

Vidal (J.), Butaud (P.), Douçot (B.), Mosseri (R.), Disorder and interactions in Aharonov-Bohm cages, *Phys. Rev B* **64**, 155306, 2001.

Vidal (J.), Mosseri (R.), Douçot (B.), Aharonov-Bohm Cages in Two-Dimensional Structures, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5888, 1998.

Naud (C.), Faini (G.), Maily (D.), Aharonov-Bohm Cages in 2D Normal Networks, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5104, 2001.

Naud (C.), Faini (G.), Maily (D.), Vidal (J.), Douçot (B.), Montambaux (G.), Wieck (A.), Reuter Moriond (D.), Electronic Correlations: From Meso- to Nano-Physics, T. Martin, G. Montambaux, and J. Trân Thanh Vân (*EDP Science*, Les Ulis, France, 2001), 2001.

Naud (C.), Faini (G.), Maily (D.), Vidal (J.), Douçot (B.), Montambaux (G.), Wieck (A.), Reuter (D.), EP2DS 14, PhysicaE 12, 2002.

Article proposé par :

Cécile Naud, tél. : 04 76 88 11 83, naud@grenoble.cnrs.fr
 Giancarlo Faini, tél. : 01 69 63 61 26, giancarlo.faini@lpn.cnrs.fr
 Dominique Maily, tél. : 01 69 63 61 27, dominique.maily@lpn.cnrs.fr
 Julien Vidal, tél. : 01 44 27 46 63, vidal@gps.jussieu.fr
 Rémi Mosseri, tél. : 01 44 27 46 68, mosseri@gps.jussieu.fr
 Benoît Douçot, tél. : 01 44 27 79 67, doucot@lpthe.jussieu.fr
 Gilles Montambaux, tél. : 01 69 15 69 29, montambaux@lps.u-psud.fr

Nous remercions A. Cavanna du Laboratoire de photonique et de nanostructures pour la croissance des hétérostructures GaAs/AlGaAs.