

Un condensateur quantique pour des électrons à la demande



La dualité onde-corpuscule des électrons affecte profondément les propriétés de transport des nano-circuits. Ces effets peuvent maintenant être étudiés dans le régime haute fréquence pertinent pour les applications futures en nano-électronique. Un processus a priori aussi simple que la charge d'un condensateur doit être profondément reconsidéré à la lumière de la physique ondulatoire. L'aspect corpusculaire peut, quant à lui, être mis à profit pour réaliser une source d'électrons uniques qui permet d'envisager une optique quantique électronique.

La mécanique quantique est indispensable pour comprendre certaines propriétés fondamentales des solides cristallins. Ainsi, les interférences entre les ondes électroniques diffusées par les atomes du cristal sont à l'origine de la formation des bandes d'énergie des métaux et semi-conducteurs usuels. En revanche, les propriétés de transport de ces matériaux, comme leur conductivité électrique, sont bien décrites au premier ordre par des modèles classiques : les collisions élastiques ou inélastiques subies par les électrons brouillent sans cesse la phase de leur fonction d'onde et empêchent toute manifestation de leur caractère ondulatoire. Plus précisément, deux échelles de longueur caractérisent le transport électronique dans les solides :

- le libre parcours moyen représente la distance moyenne parcourue par un électron entre deux collisions. C'est lui qui gouverne la résistance électrique des systèmes classiques : plus il est long, plus la résistance est faible ;

- la longueur de cohérence de phase est la distance moyenne parcourue par un électron sans que la phase de sa fonction d'onde soit altérée. Comme la longueur de cohérence temporelle en optique, elle conditionne l'observation d'interférences. Comme en optique, la cohérence est limitée par la largeur de la distribution en énergie des particules (photons en optique, électrons dans les solides). A la différence de l'optique, elle est aussi limitée par les interactions des électrons avec l'environnement qui induisent des phénomènes de décohérence.

Lorsque la taille d'un dispositif est inférieure au libre parcours moyen et à la longueur de cohérence de phase, les électrons s'y propagent sans subir de collisions et la

phase de leur fonction d'onde est bien définie. On est alors dans un régime de transport dit balistique cohérent, où les électrons se déplacent librement, comme des photons dans le vide. Ce régime est le plus propice à l'observation du caractère ondulatoire des électrons.

Depuis les années 1980, la maîtrise des techniques d'élaboration des matériaux associée aux progrès des micro puis nanotechnologies a permis l'observation directe d'effets quantiques dans les propriétés de transport. Parmi l'ensemble des systèmes étudiés, les gaz bidimensionnels d'électrons de très haute mobilité obtenus dans des hétérojonctions de semi-conducteurs GaAlAs/GaAs ont suscité un grand intérêt car ils permettent l'observation du régime de transport balistique cohérent pour des dispositifs de taille micrométrique aux températures cryogéniques. Par ailleurs, en appliquant un fort champ magnétique perpendiculairement au plan d'électrons, on peut atteindre le régime d'effet Hall quantique, dans lequel les électrons se déplacent sur des canaux unidimensionnels le long des bords du gaz d'électrons dans un sens imposé par le champ magnétique et avec un spin bien déterminé. On peut alors réaliser des situations analogues à la propagation de photons dans des fibres optiques. C'est par exemple avec ce type de conducteurs qu'on a pu récemment réaliser des interféromètres électroniques de type Mach Zehnder ou Fabry-Pérot tout à fait analogues à ceux de l'optique.

Les propriétés à basse fréquence des conducteurs balistiques ont été largement explorées et sont maintenant bien connues. L'étude du courant électrique provoqué par une excitation de tension continue ainsi que celle

Article proposé par :

Gwendal Fève, feve@lpa.ens.fr

Jean-Marc Berroir, Jean-Marc.Berroir@lpa.ens.fr

Christian Glattli, Christian.Glattli@lpa.ens.fr

Bernard Plaçais, Bernard.Placais@lpa.ens.fr

Laboratoire Pierre Aigrain, UMR 8551, CNRS/ENS Paris/UPMC/Univ. Paris 7/Collège de France, Paris



de ses fluctuations à basse fréquence, associées au caractère granulaire de la charge électrique (bruit de grenaille) ont permis une compréhension fine des mécanismes du transport quantique. Elles ont également mis en lumière le rôle primordial de la statistique fermionique des électrons qui rend les conducteurs balistiques naturellement non-bruyants. C'est là une différence essentielle avec le transport balistique de photons.

Il reste en revanche beaucoup à apprendre du régime hautes fréquences des conducteurs balistiques qui n'a été que peu exploré au moins expérimentalement. Depuis une dizaine d'années, le groupe de physique mésoscopique du Laboratoire Pierre Aigrain de l'École Normale Supérieure explore ce régime avec un double questionnement :

– Quels sont les effets de la cohérence des fonctions d'onde électroniques sur le comportement des conducteurs balistiques aux temps courts ? Il est fondamental de répondre à cette question si l'on veut envisager une nano-électronique cohérente rapide, qu'elle soit basée sur des composants conventionnels aux dimensions de plus en plus réduites ou sur des conducteurs moléculaires comme par exemple les nanotubes de carbone. Dans cet article, on montrera ainsi qu'un problème aussi simple que celui du temps de charge d'un condensateur fait apparaître des comportements surprenants dès lors que la cohérence des fonctions d'onde électroniques est maintenue sur au moins une de ses armatures.

– Peut-on manipuler des électrons uniques dans des conducteurs balistiques sur des temps courts par rapport au temps de cohérence ? On pourrait ainsi réaliser avec des électrons uniques des expériences similaires à celles de l'optique quantique et explorer de nouvelles routes pour le traitement quantique de l'information. On présentera ici une première étape qui consiste en la réalisation, à l'aide d'un condensateur quantique, d'une source d'électrons uniques contrôlée à l'échelle du temps de cohérence, analogue aux sources de photons uniques de l'optique.

nanomètres du gaz d'électrons formant ainsi la deuxième armature d'un condensateur de capacité de l'ordre du femto-Farad.

La résistance qui couple le condensateur au réservoir de charges formé du reste du gaz d'électrons est une barrière tunnel de transmission variable, appelée contact ponctuel. Un tel dispositif, représenté *figure 2a*, est constitué de 2 grilles métalliques en regard qui définissent, par effet électrostatique, une constriction du gaz d'électrons lorsqu'elles sont polarisées négativement par rapport au gaz. La tension de polarisation V_G contrôle le nombre de canaux électroniques transmis à travers la constriction, comme la largeur d'un guide d'onde électromagnétique contrôle le nombre de modes qui s'y propagent. On sait depuis Landauer qu'à chaque canal transmis est associé un quantum de conductance e^2/h et que la résistance R_{CPQ} du contact ponctuel est une mesure de la transmission des ondes électroniques. Lorsque tous les canaux sont complètement réfléchis, R_{CPQ} est infinie. En ouvrant progressivement la constriction, on atteint $R_{CPQ} = h/e^2$ lorsque le premier canal est complètement transmis. Entre ces 2 situations, le contact ponctuel se comporte comme une barrière tunnel de transmission ajustable D ($0 \leq D \leq 1$) et la résistance est donnée par la formule de Landauer : $R_{CPQ} = h/De^2$. Dans cet article, on se limitera à ce régime en considérant un contact ponctuel à un canal de conduction.

Pour étudier la relaxation de charge du condensateur à travers le contact ponctuel, on applique une différence de potentiel $V_{exc}(t)$ entre l'armature métallique du condensateur et le réservoir qui provoque un transfert de charge du réservoir vers l'îlot. Pour une excitation harmonique de pulsation, la mesure de l'amplitude du courant électrique circulant dans le circuit et celle de son déphasage par rapport à l'excitation permettent de déterminer, comme dans un circuit RC classique, la charge transférée vers l'îlot et le temps caractéristique de ce transfert. Une telle mesure

Un condensateur quantique

Quel est le temps de charge d'un condensateur quantique ? Cette question, en apparence simple, étudiée théoriquement dans les années 1990, n'avait pas jusqu'alors été abordée expérimentalement.

A cette fin, nous avons réalisé la version quantique du circuit RC des manuels d'électrocinétique, dont une vue d'artiste est présentée sur la *figure 1*. La première armature du condensateur est constituée d'une petite portion (ou îlot) d'un gaz bidimensionnel d'électrons dont la taille caractéristique sub-micronique est inférieure à la longueur de cohérence électronique aux très basses températures, de l'ordre de la dizaine de milli-Kelvin. Une électrode métallique est déposée en regard de l'îlot à une centaine de

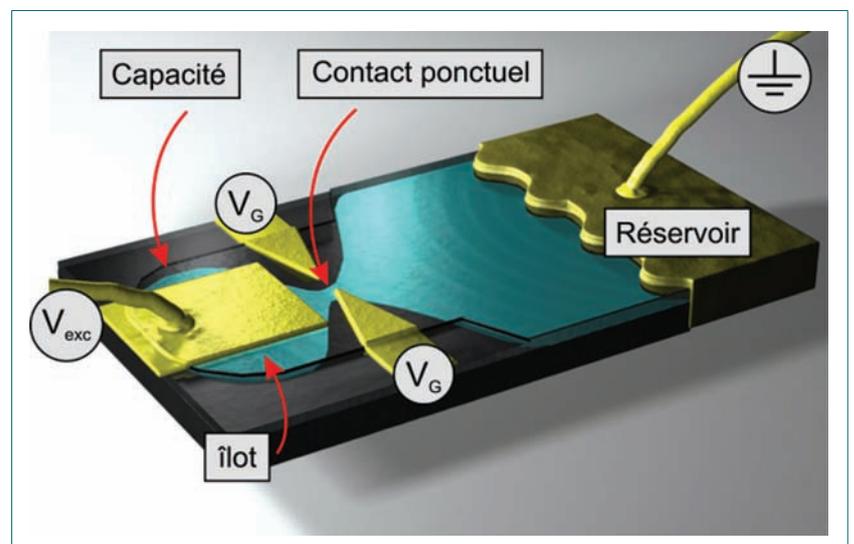


Figure 1 – Vue d'artiste d'un circuit RC quantique. Le gaz électronique, localisé à environ 100 nm de la surface de l'échantillon, est représenté en bleu, les grilles déposées en surface et le réservoir sont en jaune. Les tensions de polarisations sont indiquées.



fournit l'impédance complexe du circuit $Z(\omega) = R + 1/j\omega C$ où R est la résistance de relaxation de charge du circuit et C sa capacité. Le temps caractéristique du transfert de charge est donné par $\tau = RC$.

Pour un dispositif décrit par les lois locales de l'électrocinétique classique, la résistance R et la capacité C pourraient être déterminées indépendamment et séparément. Comme on l'a vu ci-dessus, la résistance d'un contact ponctuel isolé est donnée par la formule de Landauer $R_{CPQ} = h/De^2$. De manière surprenante, la mesure de la résistance de relaxation de charge du circuit RC quantique fournit un résultat bien différent : dans le cas général, R ne dépend pas directement de la transmission D mais du temps moyen de résidence des électrons dans la capacité. De manière encore plus surprenante, dans une géométrie à un canal de conduction, comme celle que nous considérons ici, R est constante, indépendante de la transmission et égale au demi-quantum de résistance $h/2e^2 = 12,9 \text{ k}\Omega$. De même C diffère fortement de ce que donnerait une mesure du condensateur isolé. Comme on le verra ci-dessous, ces 2 effets sont des manifestations directes du caractère ondulatoire des fonctions d'onde électroniques. La non-localité induit une violation des lois classiques d'addition des impédances.

Une capacité d'origine quantique

L'association du contact ponctuel et de l'îlot est appelée boîte quantique, représentée schématiquement *figure 2b*. Ce dispositif est l'analogue d'une cavité Fabry-Pérot optique pour les électrons. La nature ondulatoire du transport électronique entraîne une quantification des niveaux d'énergie de la boîte tout à fait similaire aux résonances d'une cavité optique : dans ce cadre, on sait qu'un photon incident ne peut être transféré dans la cavité que si la phase accumulée lors d'un aller-retour est un multiple entier de 2π . Cette condition de résonance est satisfaite pour certaines valeurs discrètes de l'énergie du photon incident, multiples entiers de $h.c/l$ où l est la longueur de la cavité et c la célérité de la lumière. Il en va de même pour les ondes électroniques en remplaçant c par la vitesse des électrons $v \approx 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Pour une longueur de cavité de l'ordre du micron, l'écart Δ entre 2 niveaux d'énergie de la boîte est de l'ordre de quelques Kelvin. Cette représentation des états de la boîte en terme de niveaux d'énergie bien résolus n'est valable que lorsque la transmission D du contact ponctuel est faible (c'est-à-dire lorsque l'îlot est très peu couplé au réservoir de charge). Lorsque D augmente, l'énergie des niveaux est moins bien définie avec un élargissement ΔD , analogue à l'élargissement des résonances d'un interféromètre optique Fabry-Pérot associé à

une diminution de la réflectivité des miroirs. Pour caractériser cette évolution, on utilise la notion de densité d'états $\rho(\epsilon)$ (ou nombre d'états par unité d'énergie) qui, comme le montre la *figure 2c*, passe continûment d'une distribution de pics bien définis à une valeur uniforme $1/\Delta$ lorsque D passe de 0 à 1.

A la densité d'états $\rho(\epsilon)$ est associée une capacité d'origine quantique dont la source est le principe d'exclusion de Pauli qui fixe les règles de remplissage des niveaux d'énergie. A température nulle, tous les niveaux d'énergie de la boîte situés au dessous de l'énergie de Fermi sont occupés. Si le potentiel électrochimique (c'est-à-dire l'énergie de Fermi) de l'îlot varie d'une quantité infinitésimale dU , $dN = \rho(\epsilon_F)dU$ niveaux d'énergie se remplissent entraînant ainsi une variation de la charge de l'îlot $dQ = e \rho(\epsilon_F)dU$, où e est la charge électronique. Il en résulte une capacité quantique (différentielle) $C_Q = e^2 \rho(\epsilon_F)$, de l'ordre du femto-Farad dans nos expériences. Celle-ci s'ajoute en série à la capacité électrostatique usuelle définie par la géométrie des électrodes du condensateur de sorte que la plus petite des capacités domine. Pour un circuit classique, la densité d'états est très grande et joue un rôle marginal. La capacité totale s'identifie alors avec la capacité géométrique. Dans un système mésoscopique, la densité d'états peut devenir suffisamment faible et le terme de capacité quantique dominant.

La capacité quantique est au sens littéral la capacité de la boîte à voir sa charge varier. Lorsqu'un niveau d'énergie de la boîte est résonant à l'énergie de Fermi (c'est-à-dire quand $\rho(\epsilon_F)$ est maximum), l'occupation de ce niveau peut varier par transfert tunnel vers le réservoir, entraînant une

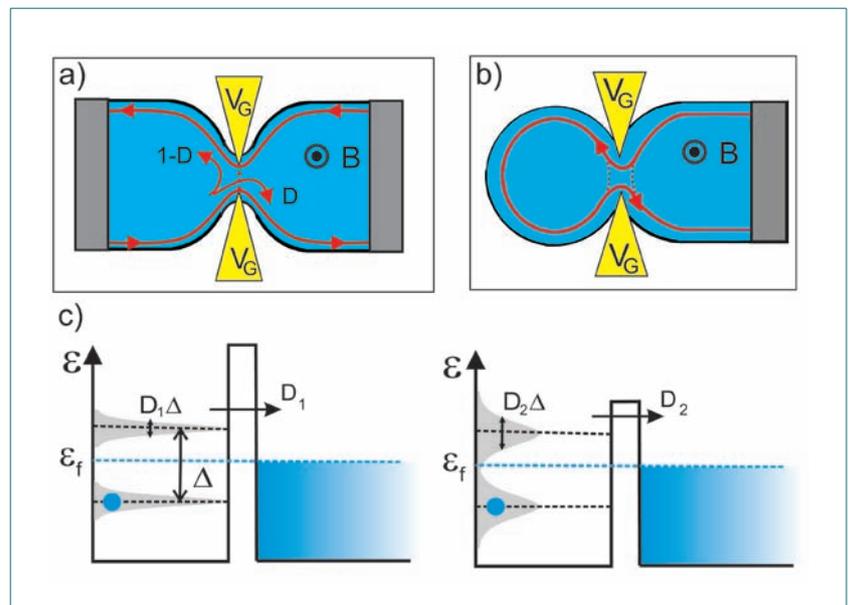


Figure 2 – (a) Contact ponctuel séparant deux parties d'un gaz électronique (bleu), reliées à des réservoirs (gris). Le trait rouge représente un canal de bord unidimensionnel dont la transmission D peut être ajustée à l'aide de grilles (jaune). Le sens de propagation est imposé par le champ magnétique B . (b) Boîte quantique formée d'un contact ponctuel contrôlant le couplage entre un îlot et un réservoir. (c) Niveaux d'énergie (axe vertical et pointillés) et densité d'états (axe horizontal, distribution grisée) d'une boîte pour deux transmissions D_1 et D_2 ($> D_1$) du contact ponctuel. On a représenté 2 niveaux de la boîte séparés d'une énergie Δ . La largeur des pics de densité d'états est ΔD . Le niveau de Fermi (tirets bleus) indique le remplissage électronique. Dans le réservoir on a un continuum de niveaux remplis (bleu).

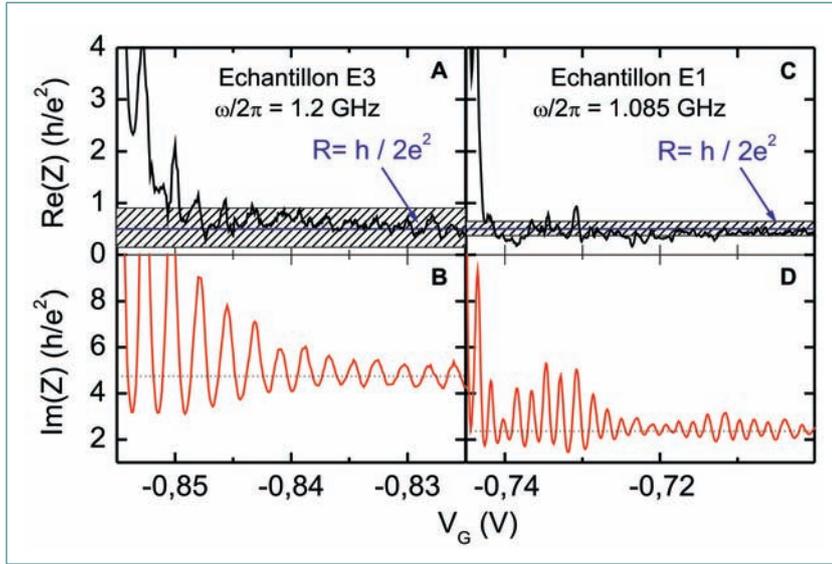


Figure 3 – Parties réelle, R (A et C) et imaginaire, $1/C\omega$ (B et D) de l'impédance de deux circuits RC, E1 et E3, différant par la taille de l'îlot, en fonction de la tension des grilles des contacts ponctuels. Les incertitudes expérimentales sur la mesure de R sont représentées par des traits hachurés.

variation de la charge de la boîte. On a alors un maximum de la capacité. Au contraire, dans une situation hors résonance (i.e. $\rho(\epsilon_F) \approx 0$), la charge de la boîte est un nombre entier d'électrons et ne peut varier, on dit qu'elle est quantifiée. La capacité de l'îlot est alors nulle. Notons que la capacité quantique, comme la densité d'états, est aussi fonction de la transmission du contact ponctuel. La capacité de l'îlot ne peut donc être définie indépendamment du reste du circuit. Ceci reflète le caractère non-local des états électroniques.

La figure 3 présente les mesures des parties réelle et imaginaire de l'impédance de deux circuits RC quantiques typiques dans la gamme du GHz, correspondant au temps attendu de relaxation de charge.

Le dispositif de mesure est décrit dans l'encadré. Les résultats sont présentés en fonction de la tension V_G appliquée sur la grille qui permet le contrôle de la transmission D des ondes électroniques à travers le contact ponctuel quantique (CPQ). Aux tensions de grille les plus négatives, les ondes électroniques sont totalement réfléchies par la barrière ($D = 0$) et l'îlot est isolé du réservoir tandis qu'on atteint une transmission unité pour le premier canal de conduction dans la gamme supérieure de tensions grille.

Par couplage électrostatique, V_G permet également de décaler l'énergie des niveaux électroniques de la boîte par rapport au niveau de Fermi du réservoir.

On observe sur la figure 3 de fortes oscillations de la partie imaginaire de l'impédance, qui s'élargissent et s'estompent lorsque la transmission augmente. Ces oscillations sont associées au défilement des pics de densité d'états de la boîte en face du niveau de Fermi du réservoir. Dans ce cas, la capacité fournit une détermination directe de la densité d'états et permet donc de réaliser la spectroscopie de l'îlot.

Une résistance de relaxation de charge quantifiée et constante

On constate également sur la figure 3 que la résistance de relaxation de charge (partie réelle de l'impédance) est constante, égale au demi-quantum de résistance $h/2e^2$, sur une large gamme de tension grille V_G dans le domaine des fortes transmissions. Elle est en particulier indépendante de la transmission D du contact ponctuel contrairement à sa résistance usuelle donnée par la formule de Landauer $R_{CPQ} = h/De^2$. Pour comprendre ce résultat, considérons un paquet d'onde électronique à l'énergie de Fermi qui entre dans la boîte et y séjourne un temps τ_S avant d'en ressortir. La mécanique ondulatoire permet de déterminer τ_S de manière exactement analogue au calcul du temps de séjour d'un photon dans un interféromètre Fabry-Pérot. τ_S est reliée à la densité d'états de la boîte au niveau de Fermi par $\tau_S = \hbar\rho(\epsilon_F)$. On comprend alors que le temps de relaxation de charge τ qui correspond simplement à l'entrée ou à la sortie d'une charge de la boîte est donné par : $\tau = \tau_S/2$. La capacité quantique étant égale à $e^2\rho(\epsilon_F)$, on déduit $R = h/2e^2$. Ce résultat est une nouvelle preuve du caractère purement ondulatoire du transport électronique dans la boîte. Là encore, on peut voir une manifestation de la non-localité puisque la résistance de relaxation de charge diffère de la résistance usuelle du contact ponctuel.

Comment les effets quantiques s'estompent avec la température

La figure 3 montre également que pour les faibles transmissions (valeurs les plus négatives de V_G), la résistance de relaxation de charge cesse d'être constante et diverge quand on s'approche d'une transmission nulle. Comme on l'explique ci-dessous, cette divergence marque une transition vers un comportement classique du circuit. Nous n'avons pour l'instant pas tenu compte de la distribution énergétique des électrons émis par le réservoir. La largeur de cette distribution est donnée par l'agitation thermique $k_B T$, où k_B est la constante de Boltzmann. Cette distribution en énergie définit la cohérence temporelle du réservoir comme dans le cas des sources optiques. Le temps de cohérence $\hbar/k_B T$ est de l'ordre de la nanoseconde pour des températures de quelques dizaines de milli-Kelvin. Le temps d'un aller-retour dans la cavité est égal à \hbar/Δ , où Δ est l'écart entre niveaux de la boîte. S'il est plus grand que le temps de cohérence, les effets d'interférences électroniques disparaissent totalement. La densité d'états dans la boîte s'identifie alors à sa valeur moyenne $1/\Delta$. Le temps de relaxation de charge peut alors être obtenu en sommant non plus les amplitudes mais les probabilités de faire 1, 2, ... ou N tours dans la cavité. On obtient ainsi $\tau \approx \hbar/D\Delta$ et une résistance de relaxation de



Encadré

Mesures d'impédance aux giga-hertz et milli-kelvin

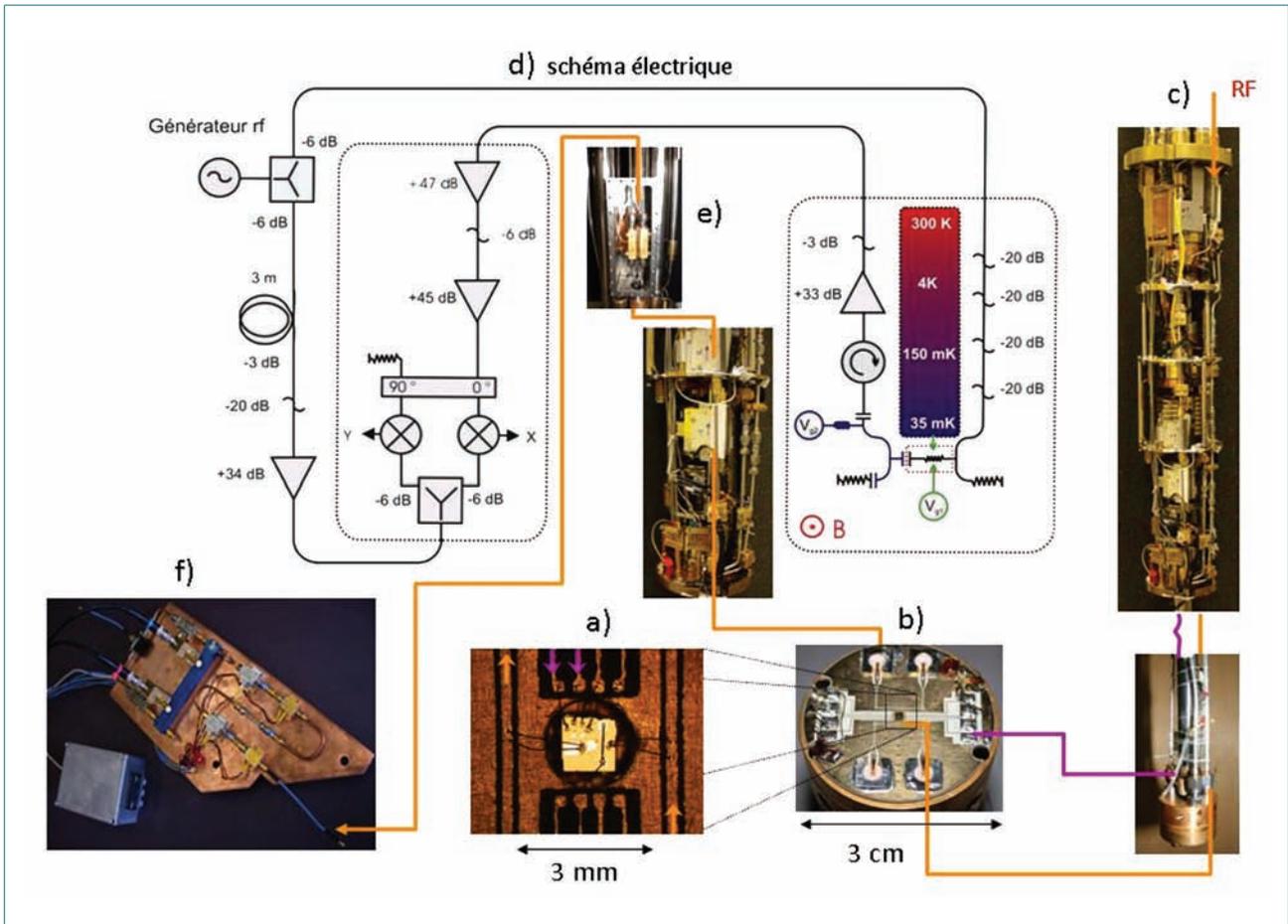


Figure – Dispositif expérimental. La puce électronique étudiée (a) est insérée dans un circuit RF coplanaire (b) thermalisé à la chambre de mélange d'un réfrigérateur à dilution (c). Les signaux GHz sont émis par un générateur RF (voir schéma électrique d). La large ouverture fréquentielle expose les électrons au rayonnement thermique ambiant (300 K) dont il est nécessaire de se protéger soigneusement. Les signaux de sonde sont donc fortement atténués aux différents étages du réfrigérateur (d). Le courant traversant le circuit est mesuré sur une charge de 50 Ω adaptée aux lignes hyperfréquences. Les tensions ainsi générées, de l'ordre de la centaine de pico-volts, nécessitent une électronique RF ultra bas bruit dont l'élément essentiel est un amplificateur cryogénique (e). Les composantes en phase et hors phase du courant sont mesurées par détection homodyne (f et schéma électrique d) avec une précision de phase inférieure au degré. Les mesures dans le domaine temporel sont réalisées en remplaçant la détection homodyne par une carte d'acquisition et moyennage rapide.

charge $R \approx h/De^2$ asymptotiquement donnée par la formule de Landauer. Comme attendu, la perte de cohérence contribue à rendre le circuit classique et à gommer les effets de non-localité.

Dans nos expériences, l'élargissement thermique de la source est plus petit que l'écart entre niveaux Δ . Pour les faibles transmissions, il est néanmoins plus grand que la largeur des niveaux $D\Delta$ et les effets ondulatoires commencent à s'estomper. C'est l'origine de la divergence de la résistance observée aux faibles transmissions.

Nos observations expérimentales montrent que les effets ondulatoires modifient profondément un processus aussi simple que la charge d'un condensateur. Une future nano-électronique cohérente et rapide se devra de prendre en compte ce type d'effets.

Une source d'électrons uniques cohérente et contrôlée à l'échelle sub-nanoseconde

La quantification de la charge de la boîte discutée dans la section précédente peut être mise à profit pour réaliser, avec le même dispositif, une source d'électrons uniques analogue aux sources de photons uniques de l'optique.

Principe de Pauli et effet tunnel à l'œuvre

Partant d'une situation hors résonance où le niveau de Fermi du réservoir est exactement situé entre 2 pics de la densité d'états de la boîte, il faut fournir au système une



énergie $\Delta/2$ pour ajouter ou soustraire un électron à la boîte. Si l'énergie thermique $k_B T$ est très inférieure à l'écart entre niveaux Δ , la charge de la boîte est quantifiée.

En appliquant un échelon de tension d'amplitude Δ/e (typiquement quelques centaines de microvolts), le dernier niveau d'énergie occupé est placé au-dessus du niveau de Fermi et un unique électron peut s'échapper de la boîte par effet tunnel (voir schéma *figure 4a*). En effet, puisque le principe de Pauli interdit la double occupation des niveaux énergétiques pour des fermions, l'émission de deux charges est interdite en raison du coût énergétique $\Delta/2$ associé à ce processus. Par retour du potentiel à sa valeur d'origine, un unique électron est capturé par la boîte, laissant un trou dans la mer de Fermi du réservoir. La répétition de cette séquence à fréquence f (de 30 MHz à 1,5 GHz dans nos expériences) permet d'émettre périodiquement dans le circuit un électron puis un trou à chaque période du signal d'excitation.

La mesure de la trace temporelle du courant ainsi généré et moyennée sur un grand nombre de périodes du signal d'excitation (*figure 4b*) nous a permis de mettre en évidence une relaxation exponentielle de la charge émise comme attendu pour un processus d'émission tunnel. Le temps d'émission tunnel τ_{em} , caractéristique de la décroissance exponentielle, peut être réglé par la transmission D du contact ponctuel suivant la relation $\tau_{em} = h/D\Delta$, dans une large gamme temporelle allant de la centaine de picosecondes à la dizaine de nanosecondes, comme le montre la *figure 5a*. On reconnaît ici la relation de Fourier habituelle (que l'on peut retrouver par exemple pour l'émission spontanée de photons par un atome) entre le temps d'émission et la largeur d'un niveau d'énergie $D\Delta$ (le temps d'émission s'identifie à la durée de vie d'un niveau d'énergie atomique dans le cadre de l'émission spontanée). Si le temps d'émission est plus court que la demi-alternance du signal d'excitation, une charge est émise à chaque demi-période. L'intégrale du courant sur une demi-alternance est alors égale à une unique charge électronique e . Lorsque le temps devient plus long, la charge moyenne émise diffère de l'unité et la fidélité de la source (probabilité d'émettre une charge) diminue.

On peut remarquer qu'une telle réponse exponentielle du courant à un échelon de tension correspond à nouveau à la réponse d'un circuit RC. Toutefois dans ce régime d'excitations fortes (comparables à Δ), la résistance et la capacité équivalentes du circuit deviennent dépendants de la tension d'excitation. On parle de réponse non-linéaire du circuit. Ce régime est à distinguer du régime linéaire présenté dans la partie précédente pour lequel la tension

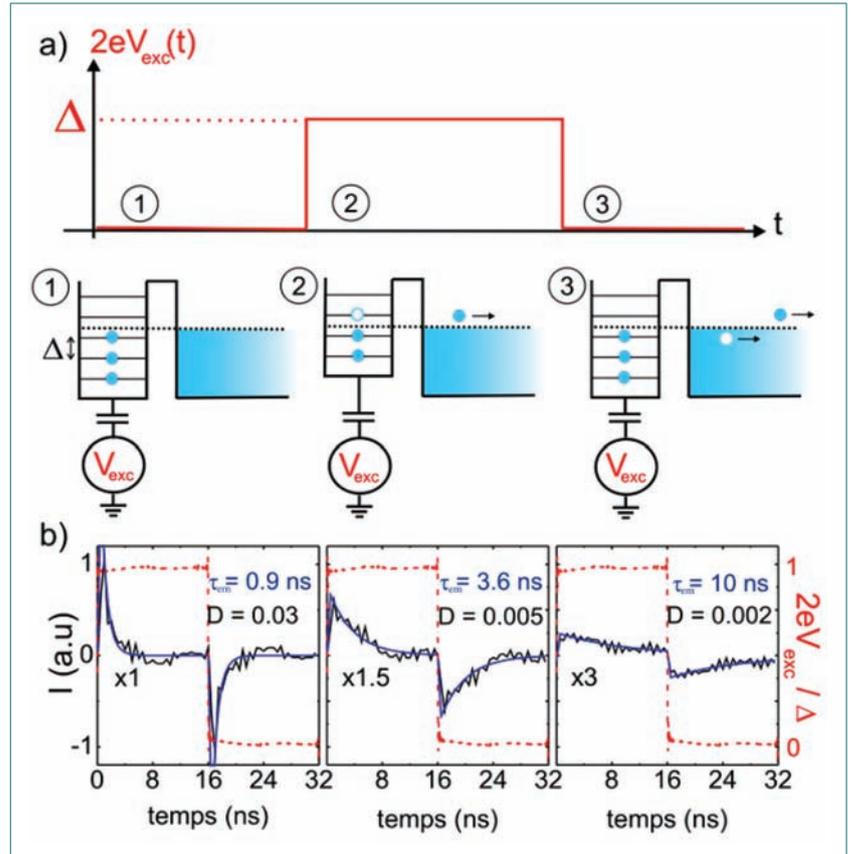


Figure 4 – Principe de fonctionnement de la source d'électrons uniques. (a) Niveaux d'énergie et occupation des états de la boîte lors des trois phases du processus d'injection. (b) Traces temporelles du courant moyen généré par le cycle d'injection pour trois valeurs typiques de la transmission D du contact ponctuel. Le signal d'excitation est représenté en rouge. Le temps d'émission τ_{em} est déterminé par ajustement exponentiel (courbes bleues).

d'excitation est largement inférieure à l'énergie thermique $k_B T$, elle même inférieure à l'écart entre niveaux Δ . Dans le régime linéaire, la réponse du circuit ne dépend pas de l'excitation, permettant une détermination univoque de l'impédance du circuit. Notons que dans ce régime, la variation moyenne de charge de la boîte est largement inférieure à la charge électrique. Il est également important de réaliser que le temps d'émission tunnel τ_{em} diffère du temps de relaxation de charge τ étudié dans la partie précédente.

Un courant alternatif quantifié

Les caractéristiques d'un tel circuit RC non-linéaire peuvent également être déterminées par la mesure résolue en phase de la première harmonique du courant, notée I_{ω} . Le caractère non-linéaire de la réponse du circuit est mis en évidence sur la *figure 5b* présentant $|I_{\omega}|$ en fonction de l'amplitude de la tension d'excitation, partant de la situation hors résonance décrite précédemment. Pour les faibles tensions d'excitation, le courant est nul reflétant la valeur nulle de la capacité lorsque la charge est quantifiée. Comme attendu, le courant augmente brusquement lorsque le dernier niveau d'énergie occupé de la boîte est porté à résonance par le signal d'excitation puis atteint un

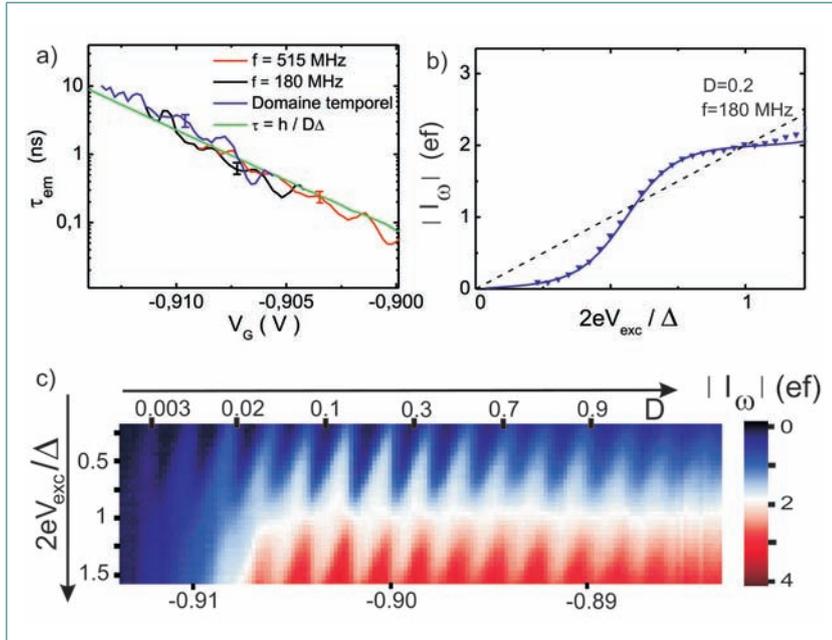


Figure 5 – Source d'électrons uniques. (a) Temps d'émission τ_{em} en fonction de la tension grille du contact ponctuel. La figure rassemble les résultats de mesures dans le domaine temporel (courbe bleue) et fréquentiel (courbes rouge et noir). La courbe verte est la prédiction théorique pour un processus tunnel. (b) Module de la première harmonique du courant en fonction de la tension d'excitation dans les conditions d'injection de charges uniques. (c) Module de la première harmonique du courant représenté en niveau de couleur en fonction des tensions d'excitation et de grille.

plateau quantifié à la valeur $2ef$ lorsque ce niveau parvient au-dessus du niveau de Fermi. Cette valeur quantifiée du courant alternatif à la fréquence f correspond à l'émission d'exactly 2 charges (un électron et un trou) par période du signal d'excitation.

La génération d'un courant alternatif quantifié est particulièrement bien mise en évidence sur la [figure 5c](#) qui permet de visualiser le domaine de fonctionnement de la source d'électrons uniques. L'émission de charges uniques est réalisée à l'intérieur des carreaux blancs qui correspondent à $|I_\omega| = 2ef$. Pour les faibles transmissions, les carreaux disparaissent car le temps d'émission devient plus grand que la demi-période du signal d'excitation. Pour les fortes transmissions, la structure en carreaux se brouille car la quantification de la charge de la boîte n'est plus réalisée sous l'effet des fluctuations quantiques associées à l'élargissement des pics de densité d'états. Ainsi à transmission unité, la densité d'états est uniforme et la caractéristique courant-tension d'excitation devient linéaire.

La mesure de la phase du courant par rapport au signal d'excitation permet également de déterminer le temps d'émission des charges avec une résolution accrue par rapport aux expériences présentées plus haut, réalisées dans le domaine temporel.

La cohérence des fonctions d'onde électroniques dans les conducteurs balistiques est altérée par les interactions avec l'environnement (interactions électron-électron, phonons...). Des mesures quantitatives des effets de décohérence ont récemment été réalisées dans les gaz bidimensionnels d'électrons en étudiant le contraste de

la figure d'interférences d'un interféromètre électronique de type Mach-Zehnder en fonction de la différence de marche entre les 2 bras de l'interféromètre. Les temps de cohérence ainsi déterminés sont supérieurs aux temps d'émission les plus courts atteints par notre dispositif. On dispose donc d'une source permettant d'injecter à volonté des électrons uniques dans des conducteurs balistiques avec une résolution temporelle supérieure au temps de cohérence. Par ailleurs, l'énergie des électrons émis peut être ajustée en réglant l'amplitude d'excitation comme le montre le schéma de la [figure 4a](#).

Vers une optique quantique électronique

Les résultats ci-dessus permettent d'envisager des expériences basées sur la manipulation cohérente de charges uniques dans des conducteurs quantiques. On peut ainsi espérer reproduire les expériences pionnières de l'optique quantique, comme par exemple l'expérience d'Hanbury Brown et Twiss (HBT), utilisée en particulier pour caractériser les sources de photons uniques. Dans cette expérience, les photons émis par la source sont envoyés sur une lame semi-réfléchissante et les corrélations entre les faisceaux réfléchis et transmis par la lame permettent de déduire la statistique de la source. En particulier, dans la situation où les photons arrivent un par un sur la séparatrice, lorsqu'un photon sort sur un bras, il n'en sort pas sur l'autre et des corrélations négatives sont observées entre les fluctuations des nombres de photons mesurés sur chacune des voies. Une telle expérience peut-être réalisée avec des électrons en utilisant comme lame séparatrice à électrons un contact ponctuel dont on a réglé la transmission à $D = 1/2$. La mesure de corrélations négatives entre les fluctuations des courants transmis et réfléchis par le contact ponctuel validera le processus d'émission de notre source, ce que ne peut faire la mesure du courant moyen. En effet, cette dernière ne permet pas de démontrer sans ambiguïté l'émission d'une charge unique à chaque demi-période du signal d'excitation, même si l'ensemble de nos résultats est en parfait accord avec cette interprétation. Des processus où 2 électrons seraient émis pendant une période et 0 à la période suivante correspondraient par exemple au même courant moyen, mais seraient discriminés par la mesure des corrélations HBT.

Avec un dispositif similaire, on peut également réaliser une expérience de type Hong-Ou-Mandel (HOM) où 2 particules sont envoyées simultanément sur les 2 bras d'une lame séparatrice. La mesure des corrélations entre les 2 bras de sortie sonde ici l'indiscernabilité de 2 particules identiques localisées au même endroit. Pour les



électrons – qui sont des fermions – on attend un comportement très différent de celui qui est observé pour les photons qui sont des bosons. Si les photons ont tendance à se regrouper sur un même bras de sortie de la séparatrice, les électrons au contraire s'excluent et sortent chacun sur un bras différent. Le cas des électrons est plus riche que celui des photons puisque l'interaction coulombienne apporte de nouveaux phénomènes physiques. D'une part, elle affecte directement la collision des 2 particules et d'autre part, en provoquant la décohérence des ondes électroniques, elle réduit leur indiscernabilité. La *figure 6* présente une image obtenue au microscope électronique des premiers échantillons fabriqués au Laboratoire de Photonique et Nanostructure pour réaliser l'expérience HOM. Deux électrons sont émis simultanément par 2 de nos sources d'électrons uniques synchronisées et situées à une même distance d'un contact ponctuel. Les voies de sortie des électrons sont déterminées par les mesures des corrélations entre les courants électriques sortant du contact ponctuel.

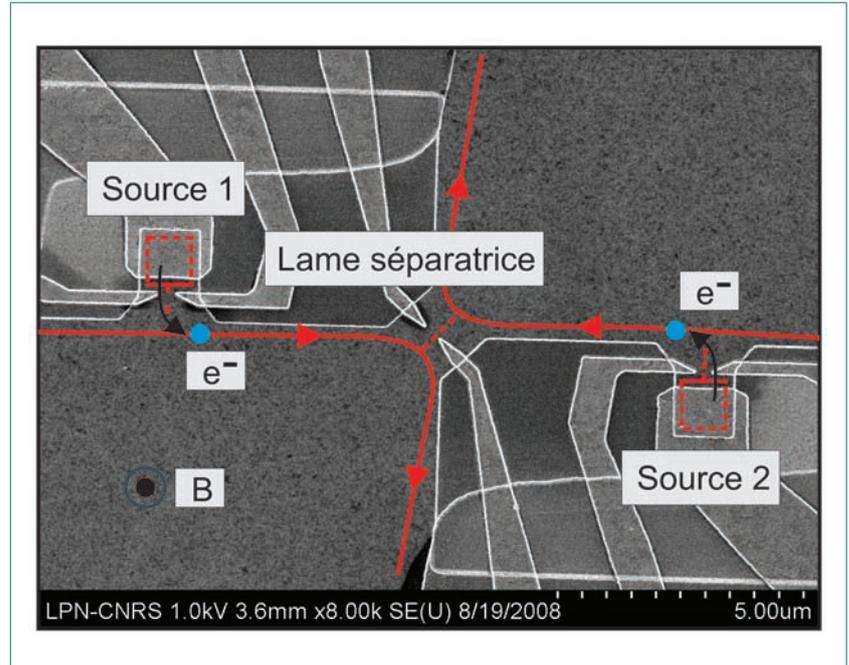


Figure 6 – Image au microscope électronique d'un dispositif pour la réalisation d'une expérience de type Hong Ou Mandel avec des électrons uniques. On distingue deux sources d'électrons uniques situées à la même distance d'une lame séparatrice. Les électrons sont émis sur des canaux de bord unidimensionnels représentés en rouge.

Vers un traitement quantique de l'information

La production de paires d'électrons indiscernables évoquée dans le paragraphe précédent est une première étape vers la génération d'états électroniques intriqués dont la manipulation est à la base du traitement quantique de l'information. En utilisant l'absence ou la présence d'un électron sur un canal de conduction pour définir le bit élémentaire (qubit), il est possible en principe de réaliser l'intrication et des traitements plus avancés de l'information quantique dans des gaz bidimensionnels d'électrons. A plus long terme, nous envisageons d'explorer ces possibilités en tirant profit des techniques d'intégration propres à la matière condensée.

Ont également participé à ce travail : Julien Gabelli, Adrien Mahé, François Parmentier et Takis Kontos.

Les échantillons utilisés pour les expériences décrites dans cet article ont été réalisés au Laboratoire de Photonique et Nanostructures de Marcoussis (CNRS-UPR20) par A. Cavanna, B. Etienne et Y. Jin.

POUR EN SAVOIR PLUS

- Gabelli J. *et al.*, « Violations of Kirchhoff's Laws for a coherent RC Circuit », *Science*, **313**, 499 (2006).
- Fève G. *et al.*, « An on-demand coherent single electron source », *Science*, **316**, 1169 (2007).
- Büttiker M. *et al.*, « Dynamic conductance and the scattering matrix of small conductors », *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 4114 (1993).
- Kumar A. *et al.*, « Experimental test of the quantum shot noise reduction theory », *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 2778 (1996).
- Thèse J. Gabelli, « Mise en évidence de la cohérence quantique des conducteurs en régime dynamique », consultable sur le serveur Hal du CNRS, ref. tel-00011619.
- Thèse G. Fève, « Quantification du courant alternatif : la boîte quantique comme source d'électrons uniques subnanoseconde », consultable sur le serveur Hal du CNRS, ref. tel-00119589.