

# Le bruit dissymétrique du courant électrique

Laboratoire de Physique des Solides, UMR8502, Bâtiment 510, Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France

*Les fluctuations du courant électrique, phénomènes généralement qualifiés de « bruit », ne sont pas toujours le fruit de la négligence de celui qui les observe. Le bruit électronique naît de la danse des électrons dans les conducteurs. Le considérer comme une cacophonie, c'est oublier que la nature ne fait que suivre la partition dictée par la mécanique quantique. Adapter nos oreilles pour reconnaître cette musique, tel est l'un des enjeux de la physique mésoscopique moderne. En développant les outils adaptés pour mesurer et comprendre ce bruit, on peut remonter aux principes fondamentaux du transport électronique.*

A première vue, le bruit électronique est un phénomène néfaste, qui ne fait que dégrader l'information portée par le signal. Il doit donc être traqué puis éliminé. Dans le cas des micro-processeurs, cœur de nos ordinateurs, ce bruit peut être responsable d'erreurs de calcul et pour mieux le combattre, nous avons appris à le caractériser et à remonter à ses origines. C'est ainsi que les micro-processeurs sont refroidis en partie afin de limiter le bruit *thermique*, qu'ils sont fabriqués dans des matériaux semiconducteurs de plus en plus purs pour réduire le bruit dit *télégraphique*, dû aux mouvements aléatoires des impuretés. Cependant, en y regardant de plus près, le bruit électronique peut s'avérer utile lorsqu'il est par exemple à l'origine de la réalisation de thermomètres primaires (indépendants de toute référence) fonctionnant sur plus de 5 décades de températures, ou lorsqu'il est une alternative aux générateurs de nombres pseudo-aléatoires dans l'élaboration de protocoles de cryptographie. En réalité, au delà de cette utilité, le bruit électronique s'avère être un formidable ou-

til d'investigation des mécanismes de conduction. C'est dans cet esprit que le physicien américain Rolf Landauer, l'un des pères de la physique mésoscopique, a affirmé il y a une trentaine d'années : « Noise is the signal » ! Il exprimait ainsi clairement qu'une compréhension profonde des fluctuations de courant électrique constituait une source précieuse d'informations sur les mécanismes de conduction. Les fluctuations de courant sont en effet le fruit des natures statistique et quantique du transport électronique dans les conducteurs et leur mesure constitue un test poussé de la théorie. Alors que les mesures traditionnelles s'intéressent au courant moyen  $I$  au sein d'un échantillon polarisé par une tension  $V$  (ce qui permet de définir la conductance  $G = I/V$ ), nous allons nous concentrer sur les propriétés statistiques des fluctuations du courant  $i(t)$  en fonction du temps. Une mesure des fluctuations est donnée par la distribution de probabilité  $P(i)$  du courant mesuré sur un intervalle de temps  $\Delta t$  ( $P(i)di$  est la probabilité de mesurer un courant entre les valeurs  $i$  et  $i + di$  au cours de la mesure effectuée

pendant  $\Delta t$ ). Cherchant à caractériser  $P(i)$ , nous commençons par sa valeur moyenne  $I = \langle i(t) \rangle$  et sa variance  $\Delta I^2 = \langle \delta i^2 \rangle$  (où  $\delta i(t) = i(t) - I$ ) qui donne la largeur de la distribution  $P(i)$ . Cette quantité a commencé à être étudiée il y a un siècle environ, et nous rappellerons quelques-uns des principaux résultats dans le cas du bruit thermique. Une étude plus fine des propriétés de  $P(i)$  consiste à s'intéresser aux moments supérieurs de la distribution :  $\langle \delta i^n \rangle$ . Si cette étude n'a débuté que très récemment (première mesure de  $\langle \delta i^3 \rangle$  en 2003), c'est en partie à cause du théorème de la limite centrale, qui stipule que la distribution de probabilité d'un très grand nombre d'événements indépendants tend vers une distribution gaussienne (voir encadré 1). En effet, cette distribution limite étant symétrique autour de sa moyenne, le moment d'ordre trois  $\langle \delta i^3 \rangle$  de la distribution  $P(i)$  tend vers zéro. Nous allons montrer que  $\langle \delta i^3 \rangle$  est en général non nulle et que sa mesure est influencée par l'environnement électromagnétique de l'échantillon, *i.e.* par le dispositif de mesure lui-même. Nous le verrons tout d'abord pour une simple

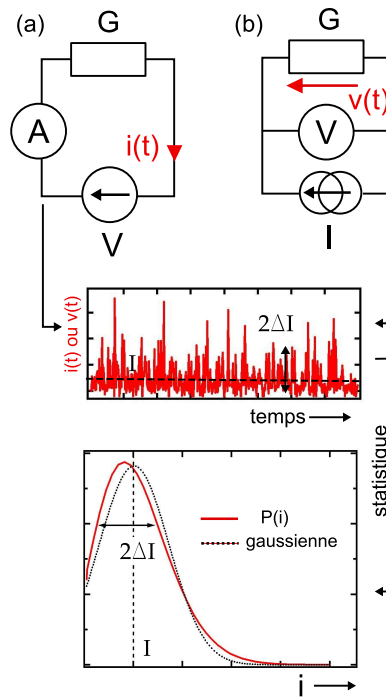
« résistance chauffante » puis nous nous intéresserons au cas d'un conducteur à l'échelle mésoscopique, où la nature corpusculaire des électrons est à l'origine du bruit. Nous montrerons enfin les résultats d'une mesure du troisième moment dans la limite quantique, à très basse température et haute fréquence.

Commençons par la variance  $\Delta I^2 = \langle \delta i^2 \rangle$ . Sa mesure est esquissée sur la Figure 1(a). A l'équilibre ( $V = 0$ ), les fluctuations du courant sont le reflet de l'agitation thermique des électrons ainsi que du caractère désordonné du conducteur, qui se traduit par une plus ou moins grande conductivité. Ainsi on obtient :  $\Delta I^2 = 4Gk_B T \Delta f$  (Johnson et Nyquist, 1928), où  $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  est la constante de Boltzman,  $T$  la température et  $\Delta f$  la bande passante de l'appareil de mesure (fréquence maximale des fluctuations pouvant être mesurée par l'ampèremètre). Notons que l'on pourrait également mesurer les fluctuations de tension aux bornes du conducteur, voir Figure 1(b). Ces deux façons d'effectuer la mesure donnent des résultats équivalents : de même que les valeurs moyennes sont reliées par  $V = RI$  (où  $R = 1/G$  est la résistance), les fluctuations le sont selon  $\Delta V = R\Delta I$ . Nous verrons par la suite que ce résultat simple ne s'étend pas aux moments d'ordres supérieurs.

**BRUIT HORS D'EQUILIBRE : CHAUFFAGE**

Qu'advient-il de  $P(i)$  lorsqu'une tension est appliquée aux bornes d'un conducteur ? Commençons par considérer une simple résistance. Le courant la parcourant dissipe de l'énergie par effet Joule (dont la puissance est donnée par  $P_J = RI^2$ ), ce qui élève sa température. L'agitation thermique (et donc le bruit) augmentant,  $\Delta I^2$  croît avec le courant moyen. La mesure de

$\Delta I^2$  constitue ici un thermomètre. Ce n'est cependant pas tout. L'application d'une tension a brisé une symétrie : le courant électrique a choisi un sens, de sorte que ses fluctuations n'ont plus de raison a priori d'être symétriques autour de la valeur moyenne,  $P(-\delta i) \neq P(\delta i)$ , ce qui se traduit par l'apparition d'un moment d'ordre trois :  $\langle \delta i^3 \rangle \neq 0$ . Par quel mécanisme ?



**Figure 1** – (a) Mesure des fluctuations de courant  $i(t)$ . La variance  $\Delta I^2$  est obtenue en effectuant l'histogramme des valeurs de  $i(t)$  mesurées en fonction du temps. (b) Mesure des fluctuations de tension  $v(t)$ , d'où l'on tire la variance  $\Delta V^2$ .

La rétro-action thermique. Une fluctuation lente de courant  $\delta i(t)$  induit une variation de la puissance dissipée par effet Joule,  $\delta P_J(t) = 2RI \delta i(t)$ , qui se traduit par une variation de température  $\delta T(t) = G_T^{-1} \delta P_J(t)$ , où  $G_T$  est la conductance thermique entre les électrons et leur thermostat. Il y a donc une corrélation entre  $\delta i(t)$  et  $\delta T(t)$ , soit  $\langle \delta i \delta T \rangle \neq 0$ . Comme  $\delta T(t)$  est relié à  $\langle \delta i^2 \rangle$  (le bruit est un thermomètre), il en résulte l'apparition d'un

moment d'ordre trois des fluctuations du courant, associé au fait que les électrons ne sont pas parfaitement thermalisés et que l'équilibre thermique n'est atteint qu'au bout d'un certain temps caractéristique de thermalisation. En effet, les corrélations entre fluctuations de courant et fluctuations de température ne vont avoir lieu que si la température a le temps de suivre le chauffage, i.e. pour des temps plus longs que le temps de thermalisation des électrons. Autrement dit, seules les fluctuations lentes vont contribuer au troisième moment. Nous voyons alors se dessiner les limites de la description en terme de densité de probabilité : la statistique est effectuée sur une mesure durant  $\Delta t$  et ne permet pas de définir précisément les fluctuations qui ont lieu à des échelles à des échelles de temps distinctes. La description purement statistique ne suffit donc plus et il va falloir s'intéresser à la dépendance en fréquence des corrélations des fluctuations de courant. Nous reviendrons sur ce point dans le cadre de la mécanique quantique. Malgré la petitesse de l'effet, qui limite pour le moment son observation expérimentale, et les subtilités liées à sa dépendance en fréquence, il apparaît clairement que la majorité des appareils électriques qui nous entourent (un four, une ampoule, etc) émettent un bruit dissymétrique. Nous venons de prouver dans le cas d'une résistance que la raison pour laquelle le bruit est dissymétrique provient du couplage thermique entre la résistance et son environnement et nous verrons par la suite que ce couplage à l'environnement peut être d'origine électromagnétique. Il existe cependant des systèmes pour lesquels le bruit est intrinsèquement dissymétrique. C'est par exemple le cas des petits objets, où le bruit trouve son origine dans la nature corpusculaire des électrons. Nous nommons le bruit associé « bruit de grenaille », que nous allons maintenant aborder.

**Encadré 1**

**LOI DE GAUSS - THEOREME DE LA LIMITE CENTRALE**

On définit la loi de probabilité gaussienne (ou loi normale) de la variable  $X$ , de moyenne  $\langle X \rangle$  et de variance  $\Delta X^2$  par :

$$G(X = x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\Delta X^2}} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{x - \langle X \rangle}{\Delta X} \right)^2 \right]$$

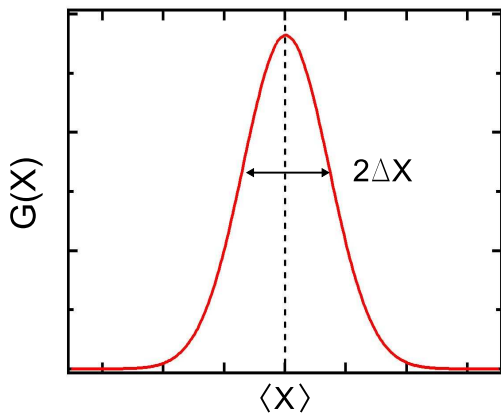


Figure 1 – Distribution de Gauss.

Cette distribution est symétrique autour de sa valeur moyenne :  $G(X = \langle X \rangle - x) = G(X = \langle X \rangle + x)$ , et par conséquent  $\langle (X - \langle X \rangle)^3 \rangle = \int (X - \langle X \rangle)^3 G(X) dX = 0$ . L'omniprésence de la loi gaussienne dans la nature vient du théorème de la limite centrale, qui stipule ceci : si la variable  $X$  est la moyenne d'un grand nombre  $N \rightarrow \infty$  de variables

aléatoires indépendantes  $x_1, \dots, x_N$ ,  $X = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x_n$ , alors  $X$  suit une loi gaussienne de moyenne  $\langle X \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \langle x_n \rangle$  et de variance  $\Delta X^2 = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \Delta x_n^2$ , et ce quelles que soient les distributions de probabilité des  $x_i$ .

Un ampèremètre qui a une bande passante  $\Delta f$  mesure le courant moyenné durant un temps  $\sim \Delta f^{-1}$ , qui est en général très long par rapport au temps qui sépare deux électrons  $e/I$  ( $\sim 10^{-13}$  s pour  $I = 1 \mu A$ ). Autrement dit, le nombre d'électrons  $N = I/(e\Delta f)$  accumulé lors d'une mesure est très grand. Par conséquent, même si la distribution de probabilité qui régit le passage de chaque électron est non-gaussienne, celle du courant intégré pendant  $\Delta f^{-1}$  est très proche d'une gaussienne. D'où l'idée de travailler à haute fréquence, et la difficulté de la mesure (notre expérience correspond à  $\Delta f \sim 100$  MHz et  $N \sim 10^5$ ). Pour détecter l'écart à la gaussienne, il faudra répéter les mesures pendant plusieurs jours.

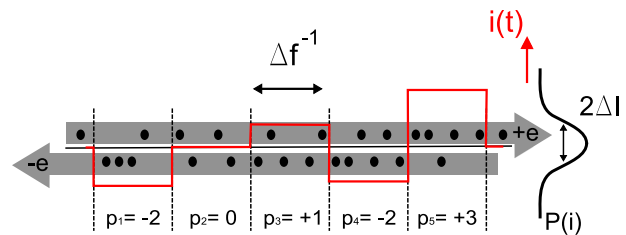


Figure 2 – Représentation des fluctuations du courant électrique. Un appareil de mesure de bande passante  $\Delta f$  mesure la charge qui traverse le conducteur pendant un temps  $\sim \Delta f^{-1}$ . On effectue la statistique de cette mesure pour en déduire la loi de distribution du courant.

**BRUIT DE GRENAILLE D'UNE JONCTION TUNNEL**

La jonction tunnel est l'archétype du conducteur mésoscopique présentant du bruit de grenaille. Elle est composée de deux contacts métalliques séparés par une fine couche d'isolant (quelques nanomètres d'épaisseur), voir Figure 2. La conduction électrique est assurée par le passage aléatoire des électrons d'un contact à l'autre par effet tunnel, effet quantique lié au caractère ondulatoire des électrons à cette échelle. Le courant résultant est une suite d'impulsions associées au passage de chaque électron. L'étude statistique des fluctuations du courant se ramène au dénombrement des charges ayant traversé la jonction durant un intervalle de temps donné (voir encadré 2). Les passages succes-

sifs des électrons étant indépendants entre eux, on peut montrer que le courant suit, pour des courants assez élevés ( $I \gg Gk_B T/q$ ), une statistique de Poisson dont la variance est donnée par :  $\Delta I^2 = 2qI \Delta f$  où  $q$  est la charge des porteurs du courant électrique. La mesure du bruit révèle par conséquent la charge  $q$ ; si s'agit de la charge  $e = 1.6 \times 10^{-19}$  C d'un électron pour un métal ordinaire, mais on peut avoir  $q \neq e$  pour des conducteurs plus complexes :  $q = 2e$  pour une jonction entre un métal normal et un métal supraconducteur,  $q = e/3$  dans le régime d'effet Hall fractionnaire, etc. Par ailleurs, contrairement aux fluctuations thermiques d'équilibre rencontrées précédemment, la statistique de Poisson, intrinsèque au mécanisme de transport à travers la jonction tun-

nel, présente un moment d'ordre trois donné par  $\langle \delta i^3 \rangle = q^2 I \Delta f^2$ .

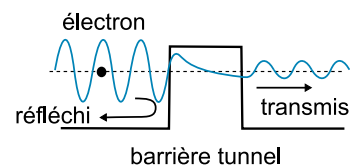
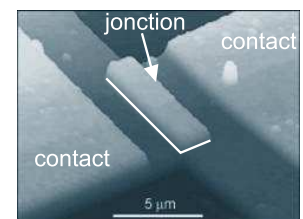


Figure 2 – Image prise au microscope à force atomique d'une jonction tunnel composée de deux contacts d'Aluminium séparés par une couche isolante d'oxyde d'Aluminium. La surface de la jonction de  $\sim 10 \mu m^2$  assure une transmission très faible par unité de surface et une résistance proche de  $50 \Omega$ .

Encadré 2

**MODÉLISATION DE LA JONCTION TUNNEL - LOI DE POISSON**

On peut modéliser le courant électrique traversant une jonction tunnel en considérant que le passage de chaque électron à travers la barrière tunnel est indépendant de celui des autres et que ce passage s'effectue tous les intervalles de temps  $\tau$  avec une probabilité  $D$ . Si, dans la limite  $D \rightarrow 0$ , l'électron a une probabilité de passage par unité de temps  $\gamma = D/\tau$  constante alors ce processus est similaire au phénomène de désexcitation radioactive qui suit une loi de Poisson.

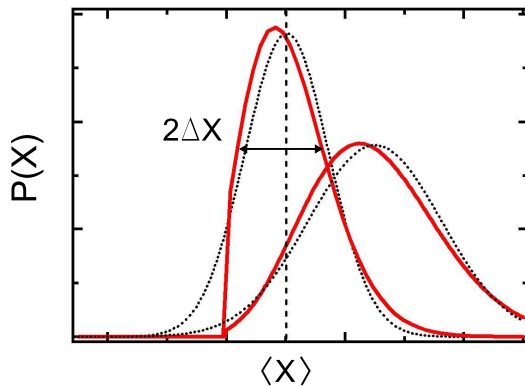


Figure 1 – Distributions de Poisson (courbe rouge) pour deux valeurs de la moyenne  $\langle X \rangle$ . Les courbes en pointillés représentent les distributions de Gauss de même valeur moyenne et même variance. On note que les

courbes rouges sont asymétriques alors que les courbes noires pointillées sont symétriques

Pour la jonction tunnel,  $\gamma = I/e$  peut être varié en changeant la tension de polarisation. Les fluctuations du courant sont régies par la loi de Poisson (voir Figure), pour laquelle tous les moments sont proportionnels au courant moyen :  $\langle \delta i^n \rangle \propto e^{n-1} I$ . En particulier, la distribution de probabilité n'est pas symétrique autour de sa valeur moyenne. Cette brisure de symétrie vient du fait que tous les électrons vont dans le même sens : la probabilité d'avoir un courant négatif est nulle. Cette symétrie est brisée dès que la tension appliquée est suffisante, i.e. pour  $eV > k_B T$ .

On peut retrouver ce résultat simplement à l'aide de notre petit modèle : le passage d'un électron durant un temps  $\tau$  crée une impulsion de courant de valeur moyenne  $e/\tau$ . Puisque le passage de l'électron se produit avec une probabilité  $D$ , le courant moyen est donné par  $I = \langle i \rangle = De/\tau$ . De même la moyenne du carré du courant est  $\langle i^2 \rangle = D(e/\tau)^2$ , et la variance  $\Delta I^2 = \langle i^2 \rangle - \langle i \rangle^2 = (e/\tau)(1-D)I$  (les impulsions de courant ne se chevauchent pas). Puisque  $D \ll 1$  on trouve  $\Delta I^2 = eI\Delta f$  où  $\Delta f \sim \tau^{-1}$ . De même :

$$\langle i^n \rangle = D(e/\tau)^n = (e\Delta f)^{n-1} I$$

Remarquons que ce dernier s'annule à l'équilibre  $I = 0$ , valeur pour laquelle la symétrie des fluctuations de courant est restaurée.  $\langle \delta i^3 \rangle$  reste ainsi indépendant de la température contrairement à  $\langle \delta i^2 \rangle$  qui se réduit à basses fréquences aux fluctuations thermiques. Cette prédiction a été vérifiée expérimentalement depuis la température ordinaire jusqu'à des températures en dessous du degré Kelvin.

**TROISIÈME MOMENT DES FLUCTUATIONS : EFFETS DE L'ENVIRONNEMENT ELECTROMAGNETIQUE**

Nous avons vu que les variances des fluctuations de courant à  $V$  fixé et de tension à  $I$  fixé étaient proportionnelles :  $\Delta V = R \Delta I$ . Qu'en est-il des moments d'ordre supérieur ? Cette question s'avère essentielle puisqu'expérimentalement, il est souvent plus fa-

cile d'imposer un courant et de mesurer une tension que l'inverse (au moins pour un échantillon pas trop résistif). Nous allons pourtant voir que le passage d'une polarisation en tension à une polarisation en courant n'est malheureusement pas innocent... Pour le comprendre, considérons le circuit de la Figure 3 : une jonction tunnel est polarisée au travers d'une résistance  $R_0$ . Le cas  $R_0 = 0$  correspond à une polarisation en tension parfaite et le cas  $R_0 \rightarrow \infty$  à une polarisation en courant parfaite. Dès que  $R_0 \neq 0$ , les fluctuations de courant  $\delta i(t)$  engendrées par l'échantillon induisent des fluctuations de tension  $\delta v(t) = -R_0 \delta i(t)$ . Puisque la variance du bruit  $\langle \delta i^2 \rangle$  dépend de la tension aux bornes de l'échantillon, il va y avoir corrélation entre  $\delta i$  et  $\delta i^2$ , d'où une contribution à  $\langle \delta i^3 \rangle$ ... Ce phénomène correspond à une rétro-action de l'environnement électromagnétique (modélisé par  $R_0$ ), similaire à la rétro-

action thermique abordée dans le cas de la résistance de chauffage. A ceci s'ajoutent les fluctuations thermiques de  $R_0$  qui modulent le bruit émis par la jonction contribuant aussi au troisième moment.

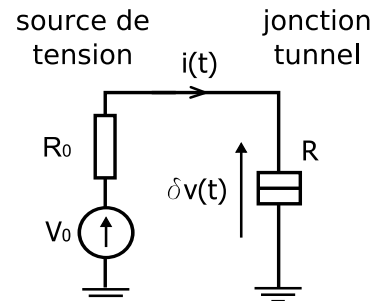
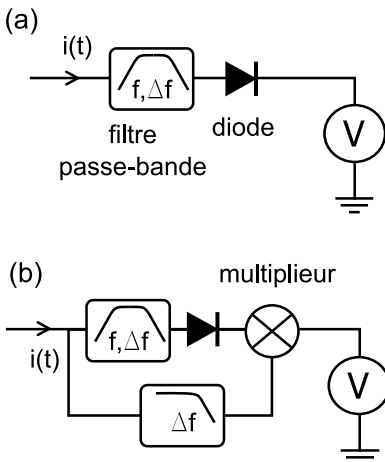


Figure 3 – Circuit permettant de comprendre l'effet de l'environnement électromagnétique (schématisé par la résistance  $R_0$ ) lors de la mesure des moments d'ordres supérieurs des fluctuations de tension  $\delta v(t)$ . Les fluctuations de courant  $\delta i(t)$  dues au bruit de grenaille sont modélisées par une source de courant en parallèle de la jonction tunnel.

Ces termes liés aux rétro-actions électromagnétique et thermique vont donc contribuer à « noyer » le troisième moment intrinsèque que l'on cherche à isoler dans le souci de mieux comprendre les mécanismes du transport, ici associés à un processus Poissonien. Le résultat de la mesure dépend donc crucialement du dispositif expérimental et, comme nous l'avons vu pour le couplage thermique à l'environnement, la rétro-action électromagnétique n'est pas instantanée : le fait que  $R_0$  dépende de la fréquence induit une dépendance en fréquence de  $\langle \delta i^3 \rangle$ , que nous allons maintenant étudier.

### MESURES A FREQUENCE NON NULLE

L'existence de temps caractéristiques du couplage du système à l'environnement, de temps de relaxation du système lui-même, ou encore de temps de réponse du système de mesure, nous impose de tenir compte du caractère temporel des fluctuations ou, ce que nous allons privilégier ici, le caractère fréquentiel. Nous avons vu que la variance mesurée par le dispositif de la Figure 1(a) est proportionnelle à la bande passante  $\Delta f$  de l'appareil de mesure.

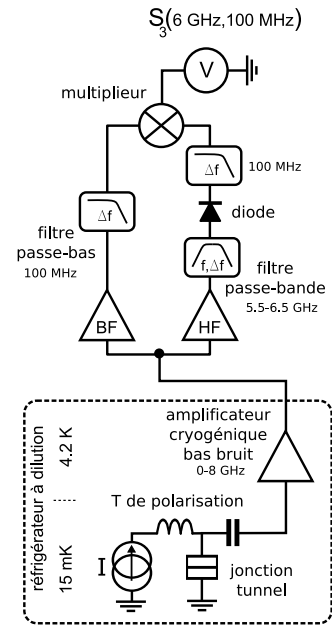


**Figure 4** – Dispositif radiofréquence utilisé pour la mesure (a) du deuxième moment  $S_2(f)$  à fréquence  $f$ , (b) du troisième moment  $S_3(f, 0)$  aux fréquences  $f$  et 0.

Elle correspond à la puissance émise par l'ensemble des composantes spectrales du signal dont les fréquences

sont comprises entre 0 et  $\Delta f$ . Cependant, comme un photographe utiliserait des filtres colorés pour sélectionner une couleur particulière émise par un objet multicolore, nous pouvons prendre en compte la dépendance en fréquence de la variance, en se restreignant à un intervalle de fréquence à l'aide d'un filtre de largeur  $\Delta f$  centré autour d'une fréquence choisie  $f$ . On peut alors définir la *densité spectrale de bruit* à la fréquence  $f$  par  $S_2(f) = \Delta I^2 / \Delta f$ . En notant  $\tilde{i}(f)$  la composante spectrale du courant à la fréquence  $f$ , on peut ré-écrire  $S_2(f) = \langle \delta \tilde{i}(f) \delta \tilde{i}(-f) \rangle$ .  $S_2(f)$  est proportionnelle à la puissance électrique portée par le signal dans une tranche de fréquences de un Hertz autour de  $f$ . Sa mesure est obtenue grâce à un détecteur de puissance (une diode qui élève le courant au carré) précédé d'un filtre passe-bande à la fréquence  $f$ , voir Figure 4(a). De manière identique, on définit le corrélateur d'ordre trois du courant (pendant du troisième moment de la distribution des courants) par :  $S_3(f, f') = \langle \delta \tilde{i}(f) \delta \tilde{i}(f' - f) \delta \tilde{i}(-f') \rangle$ . Comme nous l'avons vu précédemment, les effets de couplage à l'environnement, qu'ils soient thermique ou électromagnétique, se traduisent par une dépendance en fréquence de  $S_3$  à l'échelle des temps caractéristiques de couplage entre l'échantillon et son environnement. Il existe cependant une contribution intrinsèque à  $S_3$  dans le cas du bruit de grenaille émis par la jonction tunnel : un modèle classique (voir encadré 2) prédit  $S_3 = e^2 I$ , indépendant de toute fréquence. Qu'en est-il si on prend en compte l'aspect quantique du transport ? Afin de répondre expérimentalement à cette question, nous allons décrire maintenant comment effectuer une telle mesure. Nous allons nous restreindre au cas où l'une des fréquences est très basses,  $f' = \varepsilon \rightarrow 0$ , soit  $S_3(f, \varepsilon) \simeq S_3(f, 0)$ . Tout comme pour  $S_2(f)$ , l'expression de  $S_3(f, 0)$  en termes de produits de composantes spectrales du courant se traduit directement sur le schéma électronique (voir Figure 4(b)). Pour des raisons que nous allons expliciter plus loin, nous avons effectué la mesure sur une

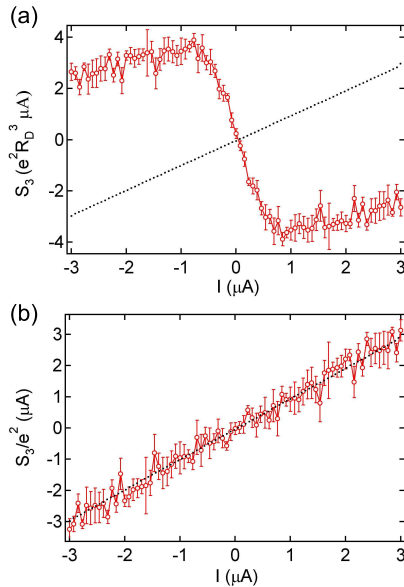
jonction tunnel à très basse température  $T = 35$  mK obtenue à l'aide d'un réfrigérateur à dilution. Le dispositif expérimental que nous avons utilisé est représenté sur la Figure 5. Un courant continu est imposé à l'échantillon via une inductance. Les fluctuations de tension aux bornes de la jonction sont alors détectées à l'aide d'un amplificateur cryogénique couplé à l'échantillon par une capacité.



**Figure 5** – Dispositif expérimental pour la mesure du troisième moment des fluctuations de tension  $\langle \delta \tilde{v}(f) \delta \tilde{v}(\varepsilon - f) \delta \tilde{v}(-\varepsilon) \rangle$  aux bornes d'une jonction tunnel refroidie à très basse température. Ici  $f \sim 6$  GHz et  $\varepsilon \sim 100$  MHz.

Le couple inductance / capacité (appelé « T » de polarisation) sert à séparer la polarisation en courant continu qui sont détectées dans la bande 0.01 – 8 GHz. Du fait de l'impédance d'entrée finie  $R_a = 50 \Omega$  de l'amplificateur, la mesure contient les effets de l'environnement électromagnétique, qu'il faut précautionneusement soustraire ( $R_a$  joue ici le rôle du  $R_0$  de l'environnement). Sur la Figure 6(a) sont représentés les résultats expérimentaux pour  $f \sim 6$  GHz. Après soustraction des contributions environnementales, le résultat pour la partie intrinsèque de  $S_3(f, 0)$  est présentée sur la Figure 6(b). On voit bien que les parties intrinsèque et extrinsèque sont

du même ordre de grandeur, mais ont des formes clairement différentes. Le résultat pour la partie intrinsèque est le suivant :  $S_3(f, 0) = e^2 I$  : le troisième moment des fluctuations est insensible à la fréquence ! Nous allons maintenant voir en quoi ce résultat est pour le moins intrigant.

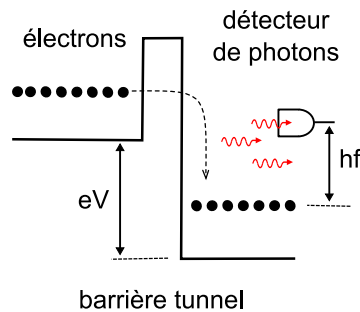


**Figure 6** – (a) Troisième moment des fluctuations de tension mesuré aux bornes d’une jonction tunnel pour une fréquence  $f \simeq 6$  GHz et une température  $T \simeq 35$  mK (points rouges). La droite en pointillés noirs correspond à la partie intrinsèque. (b) Troisième moment des fluctuations de courant  $S_3(f, 0)$  obtenues après avoir pris en compte les effets de l’environnement, mesurés séparément.

RÉGIME QUANTIQUE

Une jonction tunnel n’a pas de temps caractéristique intrinsèque, le temps de passage des électrons au travers de l’isolant étant extrêmement faible. Mais pourquoi avoir fait cette expérience, et pourquoi de telles conditions drastiques de température et de fréquence ? Afin d’entrer dans le régime quantique. Tout ce que nous avons vu jusqu’à présent considérait les électrons comme des « billes » et les courants comme des grandeurs classiques. Or tout ceci devient faux à haute fréquence et basse température, plus précisément lorsque l’énergie associée à la fréquence,  $hf$  (où  $h = 6.62 \times 10^{-34} \text{ m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$  est la constante de Planck) est supérieure aux énergies associées à la température

$k_B T$  et la tension  $eV$ . Une fréquence de 1 GHz correspond à une température de 50 mK et une tension de 4  $\mu\text{V}$ . D’où la nécessité de travailler dans un cryostat à dilution et le domaine des micro-ondes. Comment interpréter les fluctuations du courant dans le régime quantique ? On a vu que  $S_2(f)$  mesurait la puissance électrique des fluctuations à la fréquence  $f$ . Ceci est donné par le nombre  $N(f)$  de photons d’énergie  $hf$  émis par seconde :  $S_2(f) = N(f)hf$ . Hors un électron d’énergie  $eV$  traversant la jonction tunnel ne peut émettre de photon d’énergie supérieure à la sienne (voir Figure 7), ce qui implique que  $N(f) = 0$  pour  $eV < hf$ . Comment se peut-il que le troisième moment soit non nul dans ce régime ? Bien que ceci ne soit pas encore bien compris, il est probable qu’il faille tenir compte d’un ingrédient supplémentaire de la mécanique quantique : le mouvement de point zéro, nommé aussi « demi-photon du vide ». Même à température nulle et tension nulle, les électrons ne sont pas au repos. Il ne peuvent fournir d’énergie mais ont un mouvement désordonné, d’où l’existence de fluctuations de courant. Comment ce phénomène influence-t-il  $S_3$  ? La tension finie modifierait-elle ces fluctuations de point zéro au point de mesurer un troisième moment non-nul alors qu’aucun photon n’est émis par la jonction ? Tout ceci reste à comprendre.



**Figure 7** – Emission de photons (en rouge) lors du passage d’un électron à travers une jonction tunnel polarisée par une tension  $V$ . Une mesure de bruit  $S_2(f)$  à la fréquence  $f$  correspond à la détection de photons de fréquence  $f$ .

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

L’étude de la statistique des fluctuations de courant dans les conducteurs est une activité en plein essor visant à sonder en profondeur les mécanismes du transport électronique. Nous avons présenté ici des mesures très récentes du troisième moment des fluctuations de courant à travers un conducteur réduit à sa plus simple expression : une jonction tunnel. Les résultats obtenus soulèvent de nouveaux problèmes fondamentaux, qu’ils soient liés aux effets de l’environnement électromagnétique sur le système étudié ou à la description quantique de celui-ci. De nombreuses expériences sont à réaliser sur ce sujet naissant. Pour ce qui est des conducteurs usuels, malgré la petitesse de l’effet recherché, il faudrait mesurer comment se manifeste la dynamique des électrons sur  $S_3(f, f')$  pour des systèmes comportant un temps caractéristique, comme par exemple le temps mis par un électron pour traverser un simple fil électrique. Sur le plan de la mécanique quantique, il faut poursuivre le travail que nous avons entamé pour réussir à concilier l’image du bruit en termes de photons avec celle en termes de fluctuations de courant, et ce pour un conducteur quelconque. Au delà de ces questions fondamentales, la mesure du troisième moment des fluctuations de courant est désormais envisageable pour de nombreux composants électroniques, tels que les diodes ou les transistors qui génèrent un bruit non-gaussien.  $\langle \delta i^3 \rangle$  apparaît alors comme une nouvelle quantité qui permettrait dans un premier temps une meilleure caractérisation de ces composants et pourrait, à plus long terme, être utilisée en temps que support d’un véritable signal. Pour l’heure, il est urgent de réfléchir aux conséquences de l’aspect non-gaussien du bruit électrique car certains phénomènes électriques « bruyants » sont utilisés comme générateurs « gaussiens » de nombres aléatoires. Attention, les dés sont pipés ...

**POUR EN SAVOIR PLUS**

**Ya. M. Blanter and M. Buttiker**, « Phys. Rep. », *1*, 336, (2000).

**B. Reulet, J. Senzier and D.E. Prober**, « Phys. Rev. Lett. », *91*, 196601, (2003).

**B. Reulet**, « Les Houches Summer School of Theoretical Physics, Session LXXXI. Nanophysics : Coherence and Transport », *NATO ASI. H. Bouchiat, Y. Gefen, S. Guéron, G. Montambaux and J. Dalibard editors. Elsevier*, (2005).

**Yu. Bomze, G. Gershon, D. Shvinkun, L. S. Levitov and M. Reznikov**, « Phys. Rev. Lett. », *95*, 176601, (2005).

*Article proposé par : J. Gabelli, tel : 01 69 15 53 65, mail gabelli@lps.u-psud.fr,  
B. Reulet, tel : 01 69 15 53 22, mail reulet@lps.u-psud.fr*