

## Physique mésoscopique

M. Michel DEVORET, membre de l'Institut  
(Académie des Sciences), professeur

### 1. Enseignement au Collège

#### 1.1. Cours de l'année 2008 : « Signaux et circuits quantiques »

En informatique, la notion de bit, unité élémentaire d'information, est souvent discutée en termes abstraits, dissociés d'une implémentation particulière. C'est le cas par exemple lorsqu'on aborde les opérations booléennes. Ceci est justifié par l'universalité de la plupart des algorithmes et des protocoles de communication, lesquels sont largement indépendants des détails de la représentation. Toutefois, quand on s'intéresse aux limites ultimes des paramètres du traitement de l'information comme le débit, le volume de données, la consommation d'énergie, le temps de latence, etc., la nature physique et les interactions mutuelles des degrés de liberté porteurs de l'information deviennent cruciales. Dans ce cours, est explorée la physique des dispositifs et des systèmes électroniques qui traitent l'information au niveau le plus élémentaire : le un et le zéro sont représentés par la présence et l'absence d'un quantum d'excitation des champs électromagnétiques dans le circuit. Les leçons de cette année ont constitué une introduction à ce domaine, limitée aux situations où le traitement quantique des signaux et des circuits est en continuation la plus directe du traitement classique.

**La première leçon** a commencé par quelques rappels de théorie des circuits classiques, comme les définitions concernant les variables de nœuds et les variables de boucles, les lois de Kirchhoff et les relations constitutives des éléments du circuit, à partir de l'exemple simple d'un circuit résonant LC (inductance + capacitance). L'élément d'information quantique, le bit quantique est constitué d'une paire de niveaux quantiques — généralement le niveau fondamental et le premier niveau excité — d'un degré de liberté élémentaire, en l'occurrence celui d'un mode électromagnétique du circuit. On a compris depuis le milieu des années 90 que l'information quantique est extrêmement puissante quand il s'agit de

représenter de façon minimale les relations contenues dans la donnée d'une fonction. Mais comment en pratique implémenter les bits quantiques ? Peut-on tout simplement utiliser les niveaux quantiques d'un circuit LC, comme on utiliserait ceux d'un oscillateur harmonique mécanique ? En fait, ce dernier possède la désagréable propriété d'avoir toutes les transitions entre niveaux voisins situées à la même fréquence. Il faut donc introduire dans le circuit un élément non-linéaire, non-dissipatif, pour isoler une paire de niveaux. Cet élément est une jonction tunnel Josephson, qui joue le rôle d'une inductance dont la valeur varie avec le courant. On arrive ainsi au circuit quantique élémentaire qui comprend un minimum d'élément, la boîte à paires de Cooper, qui est constituée d'une simple jonction tunnel en série avec une capacité et une source de courant. Ce circuit est l'équivalent d'un simple atome hydrogénoïde en physique atomique.

**Dans la seconde leçon**, nous avons abordé le problème que pose l'écriture de l'hamiltonien dans un circuit quantique arbitraire. Pour les atomes, l'hamiltonien quantique s'obtient simplement en traitant les variables conjuguées du problème classique — position et impulsion des électrons — comme des opérateurs qui ne commutent pas. Qu'en est-il dans les circuits ? Le rôle de la position et de l'impulsion est joué par le flux et la charge. Ces opérateurs canoniquement conjugués sont définis à partir des intégrales temporelles de la tension et du courant dans une branche du circuit. On peut se convaincre de la validité des relations de commutation entre charge et flux à partir des relations de commutation entre champ électrique et champ magnétique en électrodynamique quantique. Parmi les notions surprenantes des circuits quantiques, il y a celle de flux généralisé aux bornes d'un élément quelconque qui n'est pas nécessairement une inductance. On arrive ainsi à la quantification des modes électromagnétiques d'une ligne de transmission, en traitant celle-ci comme une chaîne d'oscillateurs LC couplés.

**La troisième leçon** a été consacrée à la décomposition d'un signal se propageant le long d'une ligne de transmission en modes discrets orthogonaux. Nous avons introduit les concepts de base de la théorie des ondelettes. Il est remarquable qu'un signal d'énergie finie puisse être décomposé sur une base d'ondes continues à la fois localisées en temps et en fréquence. Chaque onde de base peut être représentée par un rectangle dans le plan temps-fréquence, lequel rappelle la portée d'une partition de musique. La largeur du rectangle correspond au pas en temps de la base, et sa hauteur, au pas en fréquence de la base. Cette segmentation discrète correspond à une « première quantification » des signaux. Lorsque les propriétés de celle-ci sont bien acquises, on peut introduire la seconde quantification : elle consiste à déclarer comme variables conjuguées les amplitudes complexes de deux modes discrets de même index de position en temps, mais avec des index opposés en fréquence. Cette seconde quantification implique l'existence d'états discrets pour la fonction d'onde décrivant l'amplitude des deux modes. On arrive ainsi aux états discrets correspondant aux photons, les ondelettes sous-jacentes constituant la « fonction d'onde » des photons. Il faut remarquer que

cette fonction d'onde ne peut pas avoir tous ses moments finis à la fois en fréquence et en temps, comme une fonction gaussienne, et servir en même temps de patron pour une base discrète.

**Au cours de la quatrième leçon**, nous avons établi l'expression des opérateurs de champ dans l'espace des fréquences, à partir de la décomposition du signal en ondes de vecteurs d'onde bien déterminés. Le commutateur de ces opérateurs de champ est singulier : il est donné par une fonction de Dirac faisant intervenir la somme des fréquences. De même, dans l'état thermique, la valeur moyenne de l'anti-commutateur est donnée par la même fonction de Dirac, mais multipliée par une fonction analogue au nombre moyen de photons d'un oscillateur. On arrive ainsi à des expressions commodes pour les calculs ; mais pour retrouver le sens physique des opérateurs, il faut introduire les opérateurs de création et d'annihilation de mode, à partir des ondelettes définies dans la leçon précédente. Ces opérateurs de modes permettent de spécifier rigoureusement l'état du champ dans une ligne de transmission, par exemple un état semi-classique du champ. On peut représenter un état semi-classique par une généralisation du vecteur de Fresnel, surnommée parfois « sucette de Fresnel » : on munit le segment du vecteur, qui représente l'amplitude et la phase moyenne de l'état dans le plan des quadratures, non pas d'une pointe de flèche, mais d'un disque dont le rayon donne l'écart type des fluctuations, en l'occurrence celles de point zéro. En revanche, un état avec un nombre de photons bien déterminé (état dit de Fock) correspond à une figure avec symétrie de rotation comportant une série d'anneaux, le nombre d'anneaux étant égal au nombre de photons.

**La cinquième leçon** a commencé par le rappel de la relation entre le nombre de photons dans un mode propagatif et les valeurs moyennes quadratiques correspondantes des courants et des tensions. À partir de ce type de relation, on peut calculer les fluctuations des quantités électriques pour un circuit LC, et par là, établir pour une impédance quelconque la relation entre la partie réelle de l'impédance et la densité spectrale des fluctuations du bruit Johnson. Dans le cas quantique, cette densité spectrale est asymétrique : les fréquences positives, qui correspondent aux processus d'émission spontanée et stimulée du circuit connecté à l'impédance, sont plus intenses que les fréquences négatives, qui correspondent aux processus d'absorption. Nous avons présenté ce calcul de la densité spectrale à la fois en prenant le point de vue de Caldeira-Leggett, où l'impédance est remplacée par une série infinie d'oscillateurs harmoniques (modes stationnaires), et le point de vue de Nyquist, qui remplace la partie dissipative de l'impédance par une ligne de transmission semi-infinie (modes propagatifs), peuplée par un champ thermique incident. Le formalisme entrée-sortie est très utile pour passer des équations du circuit avec les deux termes de dissipation et de forçage, aux équations de diffusion des champs sur le noyau formé de la partie réactive du circuit. Ainsi, le théorème fluctuation-dissipation quantique peut-il être vu comme une conséquence de la propriété de symétrie du circuit : ce dernier ne peut pas distinguer, dans le processus de diffusion des champs conduits par la ligne de transmission, un signal déterministe du bruit thermique.

**La sixième leçon** a été consacrée au processus d'amplification paramétrique. Le point de départ est le théorème de Caves, qui stipule qu'un amplificateur préservant la phase doit nécessairement ajouter au signal une intensité de bruit — comptée en se référant à l'entrée — équivalente à un demi-photon par mode du signal. Comment atteindre cette limite quantique ? La solution, dans le cas de l'amplificateur paramétrique non-dégénéré, est simple : il faut utiliser le nombre minimum de modes possibles, c'est-à-dire 2, si l'on compte le mode à amplifier. Au mode de signal doit donc être adjoint un mode image, circulant dans une ligne annexe. Le modèle le plus élémentaire de ce type d'amplificateur consiste en deux circuits LC couplés par une inductance mutuelle variant sinusoidalement dans le temps à la fréquence de la pompe. Chacun des oscillateurs est couplé à la ligne de transmission servant à injecter et à extraire les modes signal et image, ce qui est réalisé en pratique avec un circulateur. En nous basant sur la théorie entrée-sortie, nous avons établi la matrice de diffusion pour un tel circuit. Cette matrice possède la remarquable propriété d'être symplectique, laquelle propriété traduit à son tour mathématiquement la conservation de l'information par ce circuit actif, en dépit de la non-conservation de l'énergie. En pratique l'implémentation de la mutuelle variable dans le temps est réalisée à l'aide d'un modulateur en anneau Josephson, qui comprend quatre jonctions tunnel formant une boucle dans laquelle est envoyé un demi-quantum de flux magnétique. La symétrie de type pont de Wheatstone du modulateur en anneau privilégie les termes de mélange à trois ondes dans l'hamiltonien, par rapport aux termes de couplage parasites qui favorisent le chaos dynamique et donc un excès de bruit. Expérimentalement, on peut donc avec un tel dispositif observer la compression du bruit dans les corrélations entre le signal direct et le signal image, en les mesurant par interférence.

La leçon s'est achevée par une courte discussion sur le programme de l'année 2008-2009, qui poursuivra cette revue des phénomènes quantiques dans les circuits supraconducteurs microondes, et qui se focalisera sur les aspects non-perturbatifs.

## 2. Enseignement en dehors du Collège

5, 7 et 12 novembre 2007 : Série de trois leçons données au département de Physique Appliquée de Yale, dans le cadre de la chaire F.W. Beinecke. Ce cours de physique mésoscopique s'intitulait « *Single Electron Effects* ».

2 juillet 2008 : Série de deux leçons données dans le cadre de *l'International School of Physics* « Enrico Fermi », *Quantum Coherence in Solid State Systems*.

## 3. Activité de recherche

**3.1. Signaux et circuits quantiques** (en collaboration avec Nicolas Bergeal, Flavius Schakert, Archana Kamal et Adam Marblestone)

Le phénomène d'amplification des signaux électriques par un composant électronique actif est à la base d'un grand nombre d'applications dans tous les domaines de la physique. Il est soumis à un principe dérivé de la relation

d'incertitude de Heisenberg : un amplificateur préservant la phase ajoute au moins un bruit dont l'énergie correspond à un demi-photon à la fréquence du signal. Aucune limitation n'intervient en revanche pour un amplificateur qui ne mesure d'un signal qu'une composante ou que son énergie. Le but de notre recherche est d'abord de montrer que l'on peut effectivement atteindre en pratique le régime où le bruit d'un amplificateur « utile » n'est limité que par le bruit quantique, et ensuite de vérifier les prédictions théoriques concernant le bruit ajouté au signal. Nous travaillons dans le régime micro-onde, avec des fréquences de signaux aux alentours de  $f = 10$  GHz et des températures  $T \ll hf/k \sim 500$  mK. Nous utilisons des résonateurs micro-ondes supraconducteurs dans lesquels est placé un milieu non-linéaire purement dispersif, basé sur des réseaux de jonctions tunnel Josephson pompés par irradiation micro-onde. La limite quantique devrait être atteinte du fait de l'absence de dissipation parasite dans ce type de système, tout en préservant, par degré de liberté amplificateur, une bande passante de l'ordre de 1 MHz et un gain de l'ordre de 30 dB. Cette année, nous avons réalisé et mesuré une version plus avancée de ce type d'amplificateur, basée sur un modulateur en anneau Josephson. Le gain dépasse 40 dB. Nous avons réalisé la mesure de la température de bruit du système complet en nous basant sur le bruit auto-calibré d'un nanofil de cuivre. Nos résultats indiquent un facteur 3 par rapport à la limite quantique. Même si l'on n'atteint pas encore la limite ultime, un tel résultat représente néanmoins une amélioration d'un facteur 30 par rapport aux meilleurs amplificateurs cryogéniques microonde basés sur les transistors HEMT.

### 3.2. Qubits supraconducteurs (en collaboration avec Markus Brink, Nick Masluk et Vladimir Manucharyan)

Nous avons mis au point cette année deux nouveaux qubits supraconducteurs. Le but de cette recherche est de comprendre les facteurs influant sur la décohérence, c'est-à-dire la perte d'information quantique d'un circuit. Le premier qubit est basé sur le « transmon », qui est une boîte à paires de Cooper dans laquelle on a augmenté le rapport entre l'énergie Josephson et l'énergie de charge, de façon à rendre le circuit insensible aux fluctuations de charge du substrat. Dans ce nouveau qubit, la capacité ajoutée à la jonction tunnel est obtenue par une ligne de transmission dans laquelle la jonction est insérée en série, au lieu de la configuration parallèle précédemment explorée dans le groupe de R. Schoelkopf. Les mesures des temps de décohérence  $T_1$  et  $T_2$  sont en cours. Le deuxième qubit met en jeu une approche encore plus radicale. Nous shuntons une jonction de grande énergie de charge par une très forte inductance réalisée grâce à un réseau de 50 jonctions tunnel en série. Ce shunt des courants continus supprime complètement les fluctuations de charge, tout en rendant possible un contrôle du dispositif par la charge alternative des signaux sonde. La mesure spectroscopique des niveaux d'énergie du système est en cours, et l'analyse du spectre devrait permettre de remonter aux paramètres de l'hamiltonien avec une excellente précision, ce qui sera très utile pour ensuite mesurer la dissipation du circuit de manière contrôlée.

#### 4. Publications

[1] Boaknin E., Manucharian V., Fissette S., Metcalfe M., Frunzio L., Vijay R., Siddiqi I., Wallraff A., Schoelkopf R. and Devoret M.H., *Dispersive Bifurcation of a Microwave Superconducting Resonator Cavity incorporating a Josephson Junction*, [Cond-Mat/0702445], Submitted to Physical Review Letters.

[2] Manucharian V., Boaknin E., Metcalfe M., Fissette S., Vijay R., Siddiqi I. and Devoret M.H., *Rf Bifurcation of a Josephson Junction: Microwave Embedding Circuit Requirements*, [Cond-Mat/0612576] Phys. Rev. B **76**, 014524 (2007).

[3] Schuster D.I., Houck A.A., Schreier J.A., Wallraff A., Gambetta J.M., Blais A., Frunzio L., Johnson B., Devoret M.H., Girvin S.M., Schoelkopf R.J., *Resolving Photon Number States in a Superconducting Circuit*, Nature (London) **445**, 515-518 (2007) [Cond-Mat/0608693].

[4] Houck A.A., Schuster D.I., Gambetta J.M., Schreier J.A., Johnson B.R., Chow J.M., Frunzio L., Majer J., Devoret M.H., Girvin S.M., Schoelkopf R.J., *Generating single microwave photons in a circuit*, Nature **449**, 328 - 331 (2007).

[5] Boulant N., Ithier G., Meeson P., Nguyen F., Vion D., Esteve D., Siddiqi I., Vijay R., Rigetti C., Pierre, F. and Devoret M., *Quantum Nondemolition Readout Using a Josephson Bifurcation amplifier*, Phys. Rev. B **76**, 014525 (2007).

[6] Majer J., Chow J.M., Gambetta J.M., Koch Jens, Johnson B.R., Schreier J.A., Frunzio L., Schuster D.I., Houck A.A., Wallraff A., Blais A., Devoret M.H., Girvin S.M., Schoelkopf R.J., *Coupling superconducting qubits via a cavity bus*, Nature **449**, 443-447 (2007).

[7] Metcalfe M., Boaknin E., Manucharyan V., Vijay R., Siddiqi I., Riggetti C., Frunzio L., and Devoret M.H., *Measuring a Quantronium qubit with the Cavity Bifurcation Amplifier*, Phys. Rev. **76**, 174516 (2007) [Cond-Mat, arXiv:0706.0765].

[8] Koch J., Yu T.M., Gambetta J., Houck A.A., Schuster D.I., Majer J., Blais A., Devoret M.H., Girvin S.M., and Schoelkopf R.J., *Charge insensitive qubit design from optimizing the Cooper-Pair Box*, Phys. Rev. A **76**, 042319 (2007).

[9] Devoret, M., Girvin, S., Schoelkopf, R.S., *Circuit-QED: How strong can the coupling between a Josephson junction atom and a transmission line resonator be?*, Annalen Der Physik **16**, 767-779 (2007).

[10] Houck A.A., Schreier J.A., Johnson, B.R., Chow J.M, Koch Jens, Gambetta J.M., Schuster D.I., Frunzio L., Devoret M.H., Girvin S.M., Schoelkopf R.J., *Controlling the spontaneous emission of a superconducting transmon qubit*, Phys. Rev. Lett **101**, 080502 (2008).

[11] Schreier J.A., Houck A.A., Koch Jens, Schuster D.I., Johnson B.R., Chow J.M., Gambetta J.M., Majer J., Frunzio L., Devoret M.H., Girvin S.M., and Schoelkopf R.J., *Suppressing charge noise decoherence in superconducting charge qubits*, Phys. Rev. B **77**, 180502(R) (2008).

[12] Bergeal N., Vijay R., Manucharyan V. E., Siddiqi I., Schoelkopf R. J., Girvin S. M. and Devoret M. H., *Analog information processing at the quantum limit with a Josephson ring modulator*, Submitted to Nature Physics (2008) [arXiv:0805.3452].

[13] Devoret M., *De l'atome aux machines quantiques*, Leçon inaugurale, Collège de France / Fayard, 2008 (à paraître).

[14] Bergeal N., Schakert F., Frunzio L., Schoelkopf R.J., Girvin S.M. and Devoret M.H., *Parametric Amplification with the Josephson Ring Modulator*, en préparation.

## 5. Conférences

### 5.1 Exposés donnés sur invitation

Octobre 2007 : CIFAR meeting on Quant. Inf. Proc., Newport, Rhode Island, USA.

Décembre 2007 : Decoherence in Superconducting Qubits, Berkeley, California, USA.

Janvier 2008 : Physics of Quantum Electronics, Snowbird, Utah, USA.

Mars 2008 : Physics Colloquium, Penn State University, State College, Pennsylvania, USA.

Avril 2008 : Stanford Photonics Research Center Meeting, Stanford, California, USA.

Avril 2008 : Quantum Information Seminar, MIT, Cambridge, Massachusetts, USA.

Mai 2008 : Journées Supraconductivité, ESPCI, Paris.

Juin 2008 : Séminaire général de Physique, ESPCI, Paris.