

Physique Mésoscopique

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

ENSEIGNEMENT AU COLLÈGE

Cours de l'année 2011 : Amplification et rétroaction quantiques

En mécanique classique, il est possible en principe de mesurer une quantité physique avec une précision arbitrairement grande, même si la mesure s'effectue pendant un temps arbitrairement court. Cette affirmation reste vraie en mécanique quantique. En revanche, alors que la mécanique classique autorise la mesure de deux quantités ou plus avec des précisions aussi fines que l'on désire, la mécanique quantique fixe des limites rigoureuses au degré de certitude avec lequel il est possible d'encadrer les valeurs de deux variables mesurées successivement. Cette restriction à la quantité d'information que l'on peut extraire d'un système physique est connue sous le nom de « Principe d'incertitude de Heisenberg ». Appliqué à une onde radiofréquence, il stipule que l'on ne peut pas déterminer parfaitement à la fois l'amplitude de l'oscillation de l'onde et l'instant où cette amplitude passe par zéro.

Jusqu'à une époque récente, ce principe de base de la physique n'avait dans la pratique aucune conséquence pour les mesures électromagnétiques dans le domaine des radiofréquences. En effet, même si l'on considère des signaux avec une fréquence porteuse aussi élevée que quelques Gigahertz – gamme des téléphones portables – l'énergie des quanta électromagnétiques (photons) est cent mille fois inférieure à celle des photons optiques, elle-même équivalente à l'énergie typique d'une seule liaison chimique dans une molécule. La manifestation du caractère quantique des signaux radiofréquences, et donc des restrictions quantiques à la mesure de ces signaux, restait noyée dans le bruit des amplificateurs. Ce bruit a deux origines : i) les fluctuations thermiques, qui à température ambiante, correspondent à des photons THz et non pas GHz, et ii) les processus stochastiques hors-équilibre, comme le mouvement des impuretés dans les semi-conducteurs. Bien entendu, le caractère quantique des signaux lumineux (100 THz) est beaucoup plus facile à mettre en évidence, comme en témoigne l'existence de photomultiplicateurs détectant les photons avec une efficacité proche de l'unité ; mais le contrôle de la forme d'onde de ces signaux sur une échelle de temps

comparable à la période de la porteuse est loin d'atteindre les performances d'un système radiofréquence.

Depuis environ trois ans, sont apparus de nouveaux amplificateurs qui fonctionnent dans le domaine microonde 5-10 GHz. Refroidis à des températures de l'ordre de 20 mK, c'est-à-dire dix mille fois plus petites que la température ambiante, ces amplificateurs ne sont limités que par le principe d'incertitude. Basés sur des circuits supraconducteurs et non pas semi-conducteurs, ils bénéficient de deux propriétés. Premièrement ils ne présentent pas aux signaux des canaux de dissipation superflus, puisque le circuit n'a aucune perte intrinsèque. Deuxièmement la jonction Josephson qui est le composant non linéaire nécessaire au processus d'amplification, possède des caractéristiques robustes qui n'évoluent pas au cours du temps, du fait des basses températures gelant le mouvement des atomes.

Le cours de cette année a fait suite à ceux de 2008 et 2009, qui traitaient de la limite où chaque élément d'un signal radioélectrique analogique ne contient que quelques, voire qu'un seul photon. Il avait pour objet le processus d'amplification de tels signaux par les composants Josephson. Le but de cette série de six leçons a été de diffuser les concepts de bases qui organisent la construction des amplificateurs Josephson. Elle a eu aussi pour objectif de discuter en quoi le processus d'amplification est équivalent à celui de la mesure. Le cours a traité également de la possibilité, pour un système quantique, d'utiliser le résultat d'une mesure continue pour stabiliser par rétroaction un état dynamique particulier, comme cela se fait pour un système classique astreint par un servo-mécanisme à rester sur une trajectoire.

La **première leçon** a été consacrée d'abord à une revue des principes de base des mesures électriques radiofréquences en physique mésoscopique. Pour effectuer une telle mesure, on envoie un signal sonde sur un échantillon et on en reçoit un signal de réponse. Le résultat de la mesure s'obtient en multipliant le signal de réponse par la forme d'onde du signal sonde. En faisant varier différents paramètres, comme l'amplitude et la fréquence du signal de sonde, ainsi que les champs et la température auxquels est soumis l'échantillon, on reconstruit l'information que l'on cherche à obtenir sur ce dernier. Mais cette information est réduite par le bruit dans la chaîne d'amplification du signal de réponse. Bien que l'amplificateur soit indispensable pour accroître l'énergie du signal de réponse au-dessus du seuil permettant de le combiner avec le signal de sonde, il ajoute nécessairement un bruit aux signaux. La seconde partie de la leçon a été consacrée à la caractérisation de ce bruit. On peut définir pour l'amplificateur un rendement qui quantifie la dégradation du rapport signal/bruit imposée aux signaux. Une autre forme de ce rendement est la température de bruit, définie comme celle à laquelle on doit chauffer une résistance placée à l'entrée de l'amplificateur, pour doubler le bruit ajouté par ce dernier. On peut enfin convertir la température de bruit en nombre de photons équivalents. Ce nombre de photons ajoutés, introduit par Caves, est utilisé pour caractériser le bruit de l'amplificateur dans toute la suite du cours. Pour un amplificateur préservant la phase, tel l'amplificateur opérationnel, le théorème de Caves stipule que le nombre de photons minimum ajouté dans la limite des forts gains est $1/2$. Pour un amplificateur sensible à la phase, qui amplifie une quadrature seulement du signal aux dépens de l'autre quadrature qui est dé-amplifiée, le bruit ajouté peut être nul. Le théorème de Caves est très puissant, mais il n'est pas constructiviste. Un peu à la manière du théorème de Carnot, il n'indique pas comment construire un amplificateur à rendement maximal. Il reste aussi complètement silencieux sur les

compromis éventuels que l'on doit accepter pour un système réaliste en termes de bande passante et d'étendue dynamique. L'objectif principal du cours de cette année était justement d'examiner en détail le fonctionnement quantique d'un amplificateur minimal entièrement calculable.

La **seconde leçon** a été consacrée à la modélisation d'un système quantique non linéaire qui est en contact avec un réservoir dissipatif et dont la dynamique est excitée par une source dépendant du temps. L'exemple le plus simple d'un tel système consiste tout d'abord en trois oscillateurs harmoniques, à la fois amortis et excités par trois sources variant sinusoidalement avec le temps, et dont les fréquences sont proches de celle de leur oscillateur respectif. La non-linéarité du système est minimale et entièrement constituée, au niveau de l'hamiltonien, dans un terme de couplage tri-linéaire des trois oscillateurs. Il faut aussi que le système satisfasse une condition de résonance: la plus grande des fréquences d'excitation doit être la somme des deux plus petites fréquences. Il y a en réalité deux modes de fonctionnement non linéaire pour un tel système que l'on peut décrire comme un mélangeur non dégénéré à trois ondes. Dans le premier mode, la fréquence de pompe, c'est-à-dire de l'alimentation en énergie du système, correspond à la fréquence la plus haute. Ce mode assure au dispositif un gain en photons supérieur à l'unité. Dans le second mode, la fréquence de pompe correspond en revanche à l'une des deux plus petites fréquences, les signaux à traiter étant appliqués aux oscillateurs restants. La conversion de fréquence s'effectue alors sans gain de photons. Pour une intensité de pompe optimale, convertissant complètement les signaux d'un port à l'autre, on peut voir aussi ce dernier mode comme un refroidissement dynamique, puisqu'il échange simplement les quanta d'un oscillateur avec ceux de l'autre oscillateur. Si le premier se situe à basse fréquence et le second à fréquence suffisamment élevée pour rester dans l'état fondamental, les quanta thermiques du premier seront évacués vers le second, sans flot de chaleur en sens inverse.

Dans la **troisième leçon**, nous avons traité du formalisme de l'équation de Langevin quantique que nous avons appliqué à l'établissement des équations d'évolution du mélangeur non dégénéré à trois ondes introduit dans la leçon précédente. Pour un oscillateur électrique, l'amortissement et l'excitation peuvent être décrits physiquement par le modèle de Nyquist, qui remplace la résistance et la source par une ligne de transmission semi-infinie où circulent en sens inverse deux champs propagatifs, le champ entrant et le champ sortant. Ce dernier rend compte de la dissipation et correspond au champ rayonné par l'oscillateur dans la ligne. Le champ entrant, lui, apporte l'excitation et le bruit associé à la dissipation. L'équation de Langevin quantique peut être vue très naturellement comme résultant de la loi de Kirchhoff de conservation du courant à un nœud: le courant total apporté par ligne doit être égal à la somme des courants envoyés dans la capacitance et dans l'inductance. L'équation de Langevin quantique établit donc une relation entre le champ entrant et le champ stationnaire à l'intérieur du résonateur. Le caractère sous-amorti des résonateurs dans le problème permet d'invoquer l'approximation dite de l'onde tournante et de transformer ainsi l'équation de Langevin en une série d'équations linéaires à coefficients indépendants du temps. On procède à une seconde approximation en négligeant les fluctuations d'amplitude de la pompe, à condition que le facteur de qualité du résonateur de la pompe soit plus faible que celui des résonateurs des signaux, et que ceux-ci comportent un grand nombre de photons. Cette dernière étape garantit l'obtention sous forme analytique de la relation entrée-sortie entre champs entrants et champs sortants.

La forme symplectique de relation entrée-sortie permet alors de vérifier exactement que le dispositif atteint la limite quantique du théorème de Caves. Mais l'intérêt principal de l'analyse est de fournir la relation entre la bande passante dynamique et le gain de photons. Il est possible, dans une seconde étape, de traiter la déplétion de la pompe par une approche de champ moyen et de comprendre en détail comment doit s'effectuer le compromis entre bande passante, gain et étendue dynamique.

La directionnalité des systèmes amplificateurs a fait l'objet de la **quatrième leçon**. Elle joue en effet un rôle important dans le processus de mesure puisque l'on cherche à éviter que le bruit du circuit placé après l'amplificateur soit renvoyé à l'entrée et vienne perturber le système mesuré. En d'autres termes, il est important en pratique que l'amplificateur se comporte comme une valve pour les signaux qu'il traite. Transposée dans le domaine de l'optique, cette propriété correspond à la violation de la loi du retour inverse : en général les dispositifs optiques comportant des lentilles et des miroirs fonctionnent de manière réciproque – « je vois l'œil qui me voit » – mais la rotation de Faraday viole cette loi. Elle s'applique à la polarisation d'une onde électromagnétique dans sa traversée d'un milieu matériel soumis à un champ magnétique statique aligné avec la direction de propagation. L'origine de cet effet est la précession de l'aimantation du milieu autour du champ magnétique appliqué. On emploie une variante de l'effet Faraday dans les composants micro-ondes, appelés circulateurs, qui sont toujours placés entre les circuits supraconducteurs et les amplificateurs HEMT de mesure (HEMT : High Electron Mobility Transistor). Ils empêchent le bruit émis par ces derniers d'atteindre l'échantillon. À long terme, l'utilisation d'un effet passif basé sur un champ magnétique comme l'effet Faraday n'est pas satisfaisante pour les circuits supraconducteurs quantiques qui doivent être protégés contre les champs magnétiques parasites. De plus, les circulateurs sont très encombrants et il est difficile de concevoir les expériences à un grand nombre de voies de mesure qui pourraient les utiliser, vu le volume restreint offert par les réfrigérateurs à dilution. Il serait donc souhaitable de mettre au point des composants micro-ondes sans bruit qui seraient non réciproques, c'est-à-dire caractérisés par une matrice entrée-sortie non symétrique. Nous avons décrit dans cette leçon une ligne de recherche, encore théorique, qui résoudrait ce problème. Le mélange non dégénéré à trois ondes, dans le mode de conversion de fréquence sans gain, possède une non-réciprocité en phase imposée par le signal de pompe. Cet effet actif se comporte comme l'effet Faraday, à ceci près que le champ magnétique correspond à un gradient dans la phase du signal de pompe appliqué à deux points du circuit.

Désormais muni toutes les notions nécessaires à la compréhension d'un amplificateur fonctionnant dans la limite quantique, nous avons pu aborder dans la **cinquième leçon** les relations entre amplification et mesure. Nous avons commencé par exposer la distinction entre la mesure d'un ensemble de systèmes très nombreux, chacun très faiblement couplé à l'appareil de mesure, tels des spins nucléaires, et celle d'un système unique couplé à un système dit « pointeur ». Dans le premier cas, l'action en retour du système de mesure sur chacun des systèmes est très faible, mais elle est associée à l'impossibilité de contrôler ces derniers. Dans le deuxième cas, auquel le cours s'intéresse, la mesure commence par l'intrication entre le système mesuré et le pointeur. Pour les bits quantiques supraconducteurs, le pointeur est le champ dans la cavité supraconductrice couplée au bit quantique. Classiquement, l'aiguille du pointeur serait le vecteur de Fresnel décrivant l'évolution de l'amplitude du champ au cours du temps. Quantiquement, l'aiguille est un état cohérent dont la phase dépend de l'état du bit quantique. L'étape initiale d'intrication correspond

donc à la formation d'un état de type « chat de Schrödinger » qui implique deux états cohérents du champ de la cavité, et dont la distance dans le plan de Fresnel est de plusieurs photons. La seconde étape transforme le pointeur en champ propagatif qui est envoyé dans l'amplificateur. L'action de l'amplificateur minimal analysé dans les leçons précédentes peut se décrire comme la création de deux copies intriquées du champ propagatif, l'une sur le port dit « signal », l'autre sur le port dit « image ». Bien que chacune des deux copies possède une énergie bien plus grande que le champ propagatif en entrée, l'amplificateur n'introduit à ce stade aucune information supplémentaire, et donc aucun bruit, l'énergie étant fournie par le signal de pompe entièrement déterministe. La « réduction du paquet d'onde » se produit lorsqu'on « jette » le signal image en l'envoyant dans une charge dissipative, pour ne conserver que le signal principal.

Enfin, la **sixième et dernière leçon** a eu pour sujet la rétroaction quantique. Ce processus généralise à un système quantiquement cohérent le processus de contrôle d'un système classique par rétroaction. On peut comprendre la nécessité de ce type de contrôle à partir de l'exemple élémentaire du maintien de la température dans une pièce, ou de la stabilisation d'un avion à une altitude donnée (pilotage automatique). Spontanément, la variable que l'on veut contrôler n'est soumise à aucune force de rappel ni amortissement et peut donc dériver au cours du temps. Le but du contrôle est d'empêcher cette dérive. La boucle de rétroaction, qui introduit des degrés de liberté supplémentaires couplés au système contrôlé, constitue une force de rappel et un amortissement artificiels. Il y a en fait deux types de contrôle par rétroaction. Le premier, en œuvre par exemple dans le piégeage des ions, consiste à soumettre le système à des forces oscillantes stabilisatrices. Mais dans ce schéma de contrôle autonome, il n'y a pas de dispositif de mesure à proprement parler et ses possibilités sont limitées. Le deuxième type de contrôle implique, lui, la participation active d'un dispositif de mesure. Celui-ci enregistre l'évolution de la variable contrôlée au cours du temps. Le résultat est ensuite envoyé à un dispositif de calcul qui estime l'état du système et en tire, à partir de la valeur d'un point de consigne, la valeur de la force correctrice à appliquer pour le maintenir le système sur sa trajectoire. Le problème du contrôle devient subtil lorsqu'on l'applique à un système quantiquement cohérent qui est perturbé par la mesure. Pour un système quantique, le principe d'incertitude invalide l'hypothèse selon laquelle dans un système classique, le bruit ajouté par la mesure peut être complètement indépendant du bruit faisant dévier le système de sa trajectoire. Mathématiquement, on traduit l'interdépendance du bruit auquel est soumis le système avec le bruit ajouté par la mesure, par une équation stochastique à laquelle obéit la matrice du système. À la différence de celle dans laquelle la variable du système se couple linéairement à la force stochastique, cette équation introduit un couplage non linéaire entre la matrice densité et la force stochastique. Cette puissante équation condense dans un formalisme unique deux aspects en apparence irréconciliables de la mécanique quantique : le postulat de l'évolution libre gouvernée par l'équation de Schrödinger et celui de la mesure gouvernée par le « collapse » de la fonction d'onde. Nous l'avons appliqué à un problème de contrôle bien adapté aux bits quantiques supraconducteurs : la stabilisation de la précession de Rabi d'un spin $\frac{1}{2}$ effectif, soumis à un champ tournant dans son plan équatorial. La lecture continue du bit quantique s'effectue en mesurant la phase du champ réfléchi par une cavité couplée au bit. La fidélité du contrôle s'obtient alors numériquement. Ce cas particulier permet d'apprécier le rôle crucial joué par la vitesse d'acquisition de l'information

sur le bit quantique. Plus elle est supérieure à celle avec laquelle l'environnement non contrôlé du bit quantique acquiert de l'information sur ce dernier (quantifiée par le taux de décohérence), plus la fidélité du système optimum de rétroaction est grande. Cette fidélité du système de contrôle peut donc en principe être aussi grande que l'on veut. En fin de compte, la seule limitation apportée par la mécanique quantique au contrôle par la mesure est la rapidité avec laquelle le contrôleur peut rétablir le système dans son état cible, lorsque aucune information n'est disponible sur l'état de départ. Le contrôle des systèmes nanomécaniques par rétroaction autonome fera l'objet du cours de l'année 2012.

Séminaires de l'année 2011

10 mai : Fabien Portier (*SPEC-CEA Saclay*), « The bright side of Coulomb blockade ».

17 mai : Prof. Jan van Ruitenbeek (*Leiden University, The Netherlands*), « Quantum transport in single-molecule systems ».

31 mai : Prof. Irfan Siddiqi (*UC Berkeley, USA*) « Quantum jumps of a superconducting artificial atom ».

7 juin : Prof. David DiVincenzo (*IQI Aachen, Germany*) « Quantum error correction and the future of solid-state qubits ».

14 juin : Prof. Andrew Cleland (*UC Santa-Barbara, USA*), « Images of quantum light ».

21 juin : Benjamin Huard (*LPA-ENS, Paris*), « Building a quantum limited amplifier from Josephson junctions ».

21 juin : Prof. Andrew Cleland (*UC Santa-Barbara, USA*), « How to be in two places at the same time? » (conférence à invitation de l'assemblée des professeurs du Collège de France).

ENSEIGNEMENT EN DEHORS DU COLLÈGE

Décembre 2010 : Série de trois leçons données à l'université de Grenoble (École doctorale), intitulée « Quantum Superconducting Circuits ».

Juillet 2011 : Conférence publique aux Houches (Espace Olca) : « La physique de l'information ».

ACTIVITÉ DE RECHERCHE

Qubits supraconducteurs

Avec Nick Masluk, Archana Kamal, Kurtis Geerlings et Shyam Shankar

En premier lieu, nous avons poursuivi cette année la mise au point et l'analyse d'un nouvel atome supraconducteur artificiel surnommé « fluxonium ». Il est réalisé en shuntant une jonction de grande énergie de charge par une très forte inductance réalisée grâce à un réseau d'environ 50 jonctions tunnel en série. Ces dernières jonctions ont une surface environ dix fois supérieure à celle de la jonction principale. Le court-circuit effectué par le réseau supprime complètement les fluctuations basses fréquences de la charge de décalage, tout laissant aux fluctuations quantiques

de la phase supraconductrice la possibilité de s'exprimer. Ces dernières permettent d'atteindre un régime où le potentiel Josephson, lequel est l'équivalent pour l'atome artificiel du potentiel coulombien du noyau de l'atome naturel, va présenter des niveaux d'énergie réalisant la configuration d'atome à trois niveaux. En effet, ce qui est recherché dans les qubits supraconducteurs est une situation dite « lambda », bien comprise dans le cadre de la physique atomique traditionnelle. Dans cette configuration, l'état fondamental et le premier niveau excité ne sont pas couplés par une transition radiative, alors que le second état excité est couplé aux deux premiers par ce type de transition. Au cours de l'année écoulée nous avons mesuré une série de quatre échantillons avec différentes valeurs des paramètres de l'hamiltonien : énergie de charge, énergie Josephson et énergie inductive. Pour chaque échantillon, le spectre complet a été établi en fonction du flux dans la boucle de l'atome, et nous avons déterminé le temps de relaxation T1 et les temps de décohérence T2 Ramsey et T2 Echo. De ces données nous avons tiré deux enseignements : i) Le temps de déphasage est donné par une combinaison des processus Aharonov-Casher des îlots du réseau de jonctions, et du processus du bruit en $1/f$ du flux dans la boucle du dispositif. Les processus Aharonov-Casher devraient pouvoir être rendus négligeables en utilisant un réseau de plus grandes jonctions, leur intensité décroissant de manière exponentielle avec la taille des jonctions. Le bruit en flux, quant à lui, peut être combattu en opérant à un point de symétrie (flux multiple entier ou demi-entier du quantum de flux). ii) Le temps de relaxation est donné par un processus dissipatif encore mal identifié, mais dont on a pu connaître les modalités d'action sur le bit quantique. Il agit en se couplant directement à la tension aux bornes de la jonction Josephson du dispositif et provient donc probablement de systèmes à deux niveaux à la surface du substrat. Nous avons développé cette année un nouveau type de lecture basée sur un couplage inductif entre le résonateur et le bit quantique, lequel présente l'avantage de minimiser les capacités dissipatives pouvant relaxer le bit quantique. Les mesures de ce nouveau type d'échantillon sont en cours.

En second lieu, nous avons développé un nouveau type de bit quantique basé sur le transmon, qui est une boîte à paires de Cooper shuntée par une capacité réduisant la fréquence transition en-dessous de la fréquence de résonance de la cavité microonde de lecture. L'originalité de notre dispositif tient dans la réalisation de la cavité, basée sur un résonateur de type « compact », intermédiaire entre un circuit LC et un Fabry-Pérot. Cette configuration minimise le facteur de participation de la surface du substrat. Nous avons pu obtenir, grâce à cette stratégie, un temps de relaxation de 3 microsecondes combiné à un temps d'interrogation de 50ns. Avec un amplificateur fonctionnant à la limite quantique (voir plus bas), nous pourrions extraire de l'ordre de 60 bits d'information du bit quantique avant sa relaxation, et ainsi observer ses sauts quantiques, une condition préalable pour son contrôle par rétroaction.

Signaux et circuits quantiques

Avec Flavius Schakert, Baleegh Abdo, Archana Kamal, Michael Hatridge, Katrina Sliwa, Benjamin Huard et Nicolas Roch

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. Les limites ultimes d'un amplificateur sont soumises 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 (ce point a été traité en détail dans le cours de cette année, voir plus haut). En revanche, aucune limitation n'intervient pour un amplificateur qui ne mesure qu'une quadrature d'un signal ou que son énergie. Le but de notre recherche est de réaliser un amplificateur « utile » qui n'est limité que par le bruit quantique, et de vérifier les prédictions théoriques concernant le compromis entre bande passante, gain et étendue dynamique. 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 est atteinte dans ce type de système du fait de l'absence de dissipation parasite dans les jonctions supraconductrices. Nous avons montré à la fois théoriquement et expérimentalement qu'il est possible d'obtenir une bande passante de l'ordre de 10MHz et un gain de l'ordre de 20dB pour un amplificateur basé sur un modulateur en anneau Josephson, qui comprend quatre jonctions. L'étendue dynamique d'un tel système amplificateur peut atteindre une dizaine de photons. Elle est donc particulièrement adaptée à la lecture sans démolition des bits quantiques supraconducteurs. Le modulateur en anneau présente cependant l'inconvénient d'être hystérétique avec le flux appliqué à l'anneau. Au cours de cette année, nous avons perfectionné ce dispositif en le dotant d'une structure stabilisatrice qui annule l'hystérésis et permet l'accord sur une plage de fréquence d'environ 500MHz. La possibilité d'accorder la bande passe dynamique de l'amplificateur à celle du résonateur du bit quantique ouvre maintenant la voie à toute une série de nouvelles d'expériences : nous placerons notre amplificateur limité quantiquement en position de préamplificateur dans la chaîne de lecture, et nous pourrions ainsi effectuer la lecture du bit quantique supraconducteur de manière optimale, sans ajouter du bruit qui n'aurait pas son origine dans le principe d'incertitude.

PUBLICATIONS

Kamal A., Clarke J., Devoret M.H., « Noiseless non-reciprocity in a parametric active device », *Nature Physics* 7, 2011, 311-315.

Abdo B., Schackert F., Hatridge M., Rigetti C. et Devoret M.H., « Josephson amplifier for qubit readout », *Appl. Phys. Lett.* 99, 2011, 162506.

Paik H., Schuster D.I., Bishop Lev S., Kirchmair G., Catelani G., Sears A.P., Johnson B.R., Reagor M.J., Frunzio L., Glazman L.I., Girvin S.M., Devoret M.H. et Schoelkopf R.J., « Observation of high coherence in Josephson junction qubits measured in a three-dimensional circuit QED architecture », *Phys. Rev. Lett.*, sous presse.

Manucharyan V.E., Koch J., Glazman L., Devoret M.H., « Evidence for coherent quantum phase-slips across a Josephson junction array », *Phys. Rev. Lett.*, soumis pour publication.

Bergeal N., Schakert F., Frunzio L., Devoret M.H., « Two-mode correlation of microwave quantum noise generated by parametric down-conversion », *Phys. Rev. Lett.*, soumis pour publication.

Roch N., Flurin E., Nguyen F., Morfin P., Campagne-Ibarcq P., Devoret M.H. et Huard B., « Widely tunable, non-degenerate three-wave mixing microwave device operating near the quantum limit », *Phys. Rev. Lett.*, soumis pour publication.

CONFÉRENCES

Exposés donnés sur invitation

Juil. 2010 : « Quantum Superconducting Circuits », *FPP11 Conférence*, Paris.

Oct. 2010 : « Coherence of the Fluxonium Qubit », *MQC Conférence*, Paris.

Nov. 2010 : « The ultimate coherence of quantum superconducting circuits », *Colloquium JQI*, Physics Dept., University of Maryland (États-Unis).

Mars 2011 : « Prospects of superconducting qubits », *APS March Meeting*, Dallas (États-Unis).

Mars 2011 : « The Fluxonium artificial atom », *APS March Meeting*, Dallas (États-Unis).

