

## Physique mésoscopique

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

### ENSEIGNEMENT

#### **Cours : Nanorésonateurs mécaniques dans la limite quantique**

La mécanique quantique, en postulant qu'un objet peut être simultanément dans deux endroits, remet en question l'intuition que nous avons de la trajectoire des corps solides en mouvement. Ce principe, dit de superposition, triomphe dans l'explication du comportement des particules élémentaires comme les électrons. Il est aussi parfaitement vérifié pour les particules microscopiques composites que sont les atomes et les molécules. Jusqu'à quelle taille d'objet ou quelle masse peut-on observer de telles superpositions d'états, en conflit avec notre expérience de tous les jours ? Cette question est au cœur des développements les plus récents de la physique mésoscopique, celle des objets à la fois macroscopiques et quantiques.

Les oscillateurs mécaniques miniaturisés – en pratique des résonateurs de type poutre ou plaque vibrantes – réalisés par les techniques de micro- et nano-fabrication, ont vu récemment le contrôle de leur mouvement au niveau quantique progresser de manière spectaculaire. Il est maintenant possible de refroidir un mode collectif d'un résonateur au point où la quantification de son énergie apparaît clairement. Les applications possibles sont nombreuses : elles vont de la mesure des très faibles forces jusqu'à la transcription d'information quantique entre les fréquences microondes et optiques. Les premières sont bien adaptées aux opérations de traitement de l'information quantique alors que les secondes sont avantageuses pour la propagation des bits quantiques. À plus long terme, il serait possible d'explorer les limites mêmes de la théorie quantique dans des régimes de masse et de déplacement où la gravité pourrait jouer un rôle.

Le cours de 2012 s'est donné pour but d'exposer les concepts de base sur lesquels reposent la mesure et le contrôle des variables collectives des résonateurs mécaniques, par leur couplage à un champ microonde (électromécanique) ou optique (optomécanique). Il a réalisé la synthèse entre trois approches possibles pour le traitement du refroidissement du degré de liberté mécanique : 1) rétro-contrôle par un environnement « mesurant » la position mécanique et produisant

une force correctrice, 2) formalisme entrée-sortie semi-classique, qui avait déjà été exposé pour les amplificateurs dans les cours précédents et qui traite le refroidissement comme une diffusion linéaire entre modes (lame séparatrice), 3) théorie complètement quantique du refroidissement par une irradiation forte à la fréquence de la bande latérale rouge du mode couplé champ-résonateur. Le refroidissement des oscillateurs nanomécaniques est un processus hors-équilibre qui présente de grandes similitudes avec celui de la polarisation dynamique nucléaire et ceux préparant les atomes froids. Le cours s'est attaché à présenter les ressemblances et les différences entre ces différents types de refroidissement.

*La première leçon* a introduit la notion de machines quantiques, classe de systèmes à laquelle appartiennent les résonateurs mécaniques refroidis dans le régime où leur énergie apparaît nettement quantifiée. Les machines quantiques sont caractérisées en tout premier lieu par la sensibilité de leur état au processus d'observation de cet état. Dans une machine classique comme une grue, le grutier peut observer le mouvement de la charge qu'il manipule sans se soucier de la rétro-action de la détection des photons éclairant la charge sur la position de celle-ci. En revanche, pour le contrôle d'une machine quantique, le traitement du signal d'observation de l'état de la machine doit tenir compte de la perturbation entraînée par la mesure même de l'état.

Les oscillateurs mécaniques artificiels, en tant que systèmes physiques, sont décrits par deux caractéristiques principales : leur masse et leur fréquence. À une extrémité du spectre de la « classicité/quantité » se situent les antennes gravitationnelles dont les masses s'expriment en kilogrammes et les fréquences en hertz. À l'autre extrémité se situent les modes fondamentaux de vibration des résonateurs mécaniques fabriqués par nano- et micro-lithographie, dont les masses effectives s'expriment en picogramme et les fréquences en gigahertz. Ces résonateurs ont été refroidis, ces dernières années, à un niveau d'excitation proche de leur état fondamental. On peut comprendre la difficulté à imposer un comportement quantique à un objet macroscopique, contenant un très grand nombre d'atomes, en considérant d'abord une seule molécule, par exemple la molécule d'oxyde de carbone CO qui possède un moment dipolaire électrique. Le mouvement relatif des atomes de carbone et d'oxygène, tenus à distance par leur liaison chimique qui joue le rôle d'un ressort, est donc facile à observer. Sa fréquence d'oscillation se situe aux alentours de 60 THz, avec une masse effective de  $10^{-23}$  kg. On calcule aisément l'amplitude du mouvement quantique de point zéro de l'oscillation qui est de 4 pm, soit 1/25 de la taille d'un atome. Cette grandeur caractéristique correspond à l'amplitude typique du mouvement associée à un quantum d'excitation de l'oscillateur, appelé phonon par référence au quantum de vibration d'un cristal. Lorsque l'on assemble des atomes (masses) et des liaisons chimiques (ressorts) pour former un solide, la fréquence diminue et le mouvement d'oscillation devient plus facile à contrôler, mais en même temps, les vibrations de point zéro ont une amplitude de plus en plus faible, atteignant le femtomètre, soit la dimension du noyau, pour les nanorésonateurs. Comment mesurer un déplacement aussi petit ? Le principe fondamental appliqué par les expériences réalisées dans ce domaine repose sur l'idée suivante : à la masse de l'oscillateur, on attache l'un des miroirs d'un résonateur Fabry-Pérot et on détermine l'état de vibration de l'oscillateur en sondant très précisément la fréquence optique de ce résonateur, qui se déplace avec la position de la masse. On peut se demander comment une résolution en position, de plus de huit ordres de grandeur inférieure à celle de la longueur d'onde la lumière,

peut être obtenue : la réponse, qui était un des objectifs principaux du cours, tient à la fois dans le très grand facteur de qualité du résonateur optique, et dans le très grand nombre de photons que l'on peut exciter dans ce dernier. Ce type d'argument, valable pour les résonateurs optomécaniques dans lesquels sont couplés un mode optique et un mode mécanique, peut être étendu aux résonateurs électro-mécaniques, dans lesquels le rôle du mode optique est joué par un mode radioélectrique dont la fréquence est dans le domaine microonde.

*La seconde leçon* a été consacrée à la modélisation du couplage lumière-matière pour le système élémentaire, représentatif du problème du contrôle d'un oscillateur mécanique quantique qu'est le résonateur Fabry-Pérot, dont un miroir est fixe et dont l'autre, mobile, est confiné spatialement par un ressort. Ce système minimum peut être traité en considérant un seul mode mécanique de vibration, celui du miroir mobile, ainsi que les modes d'un champ dans une dimension d'espace qu'on suppose du type transverse électromagnétique, avec le champ électrique parallèle au plan des miroirs. Ces miroirs imposent les conditions aux limites du champ : l'annulation du champ électrique à l'emplacement des miroirs. Au niveau du miroir mobile, cette contrainte dépendant du temps, très fondamentale, entraîne un couplage entre les excitations du champ et celle de l'oscillateur mécanique. En calculant l'énergie totale du résonateur Fabry-Pérot en fonction de la position du miroir mobile, on découvre que le champ exerce une pression sur le miroir, dont la valeur instantanée est précisément le carré du champ magnétique au niveau du miroir. Cette pression correspond à la pression de radiation exercée par une onde progressive et non stationnaire, comme dans le cas du calcul présent, sur un miroir. On peut interpréter cette pression de radiation en termes particuliers : les photons du champ électromagnétique rebondissent sur le miroir, et transfèrent chacun une impulsion égale à deux fois leur énergie divisée par la vitesse de la lumière. Le carré du champ magnétique apparaît aussi naturellement par cette voie, lorsqu'on fait intervenir le vecteur de Poynting donnant le flux d'énergie du champ. Si le champ exerce une pression sur le miroir, ce dernier, en se déplaçant, exerce réciproquement une influence sur le champ. Cette action en retour se manifeste dans l'effet Doppler, où le rayonnement réfléchi par le miroir mobile est décalé en fréquence par rapport au rayonnement incident. Là encore, le phénomène peut se voir à la fois de manière ondulatoire et particulière. Toutes les considérations précédentes permettent de formuler le lagrangien classique de l'oscillateur couplé au champ et de procéder à la quantification habituelle du système en passant par le hamiltonien. On aboutit ainsi à une expression générale, en seconde quantification, du terme de couplage des modes du champ et de l'oscillateur. Cette expression contient entre autres la force de Casimir exercée entre les miroirs par les fluctuations quantiques du champ. En introduisant l'approximation adiabatique, qui consiste à traiter le rapport entre la fréquence de l'oscillateur mécanique et celle du mode fondamental du champ comme un infinitésimal, on arrive à l'hamiltonien général à trois ondes qui décrit à la fois les systèmes optomécaniques et électromécaniques traités dans le cours. Ce terme, qui correspond à un couplage linéaire entre le nombre de photons du mode du champ et la position du miroir, fait intervenir de manière très générale trois opérateurs d'amplitudes quantiques : deux pour le champ électromagnétique et une pour l'oscillateur mécanique.

Quelle est la résolution ultime de la mesure de la position d'un miroir par un montage interférométrique ? Cette question a fait l'objet de *la troisième leçon*, où nous avons supposé une détection homodyne parfaite du signal lumineux traversant

la cavité Fabry-Pérot avec miroir mobile qui avait été introduite dans les deux premières leçons. Nous avons tout d'abord rappelé le formalisme des quadratures de l'oscillateur harmonique. Ces variables dynamiques, bien adaptées à la discussion de l'oscillateur dans le régime quantique, se comportent comme la position et l'impulsion de l'oscillateur, mais elles sont normées de telle sorte qu'une amplitude unité corresponde à un photon d'excitation. Avec ce langage, il est possible de représenter les états cohérents de l'oscillateur harmonique par une « sucette » de Fresnel, plutôt que par un simple vecteur. Le bâton de la sucette est la racine carrée du nombre moyen de quanta de vibration, et le rayon du disque est l'écart type des fluctuations quantiques, qui est  $1/2$  dans le système des quadratures.

Considérons un mode temporel propagatif du champ incident dans la cavité Fabry-Pérot. Ce mode est lui-même un oscillateur. Après son passage par la cavité, la sucette de Fresnel du mode aura tourné d'un petit angle, proportionnel au déplacement du miroir supposé immobile pendant la traversée de la lumière (approximation adiabatique). En faisant interférer le mode propagatif avec un signal de référence sur une lame séparatrice conduisant à deux photodétecteurs, et en soustrayant leurs deux signaux, on obtient le signal homodyne de la mesure de la position du miroir. Ce signal contient en général trois bruits. Le premier est le bruit intrinsèque du système mesuré, correspondant aux fluctuations de position du miroir, idéalement de point zéro si l'on a éliminé les fluctuations thermiques du mouvement mécanique. Le second est le bruit de grenaille correspondant au caractère particulière des photons utilisés dans la mesure. Le troisième est le plus subtil : il correspond à l'action en retour quantique, introduite dans l'impulsion du miroir par la mesure de sa position. Bien que le dispositif ne mesure que la position instantanée du miroir, il est sensible à cette action en retour. En effet, pour un oscillateur, une perturbation de l'impulsion est convertie, un quart de période plus tard, en une perturbation de la position. Ainsi, la densité spectrale des fluctuations du signal homodyne de détection interférométrique de position d'un oscillateur mécanique va présenter à la fréquence propre de l'oscillateur trois composantes. Les conditions optimales de ce type de mesure sont réalisées quand la composante du bruit de grenaille des photons, qui régit l'imprécision de la mesure, est égale à la composante provenant de l'action en retour. Plusieurs groupes de recherches ont réussi ces dernières années le tour de force expérimental qui consiste à se placer dans ce régime.

Un objet dont on mesure la position en temps réel, tout en étant capable de l'accélérer par une force extérieure variable dans le temps et répondant, par l'intermédiaire d'un filtre, au signal de position, offre un exemple simple de système pour lequel s'applique la théorie du contrôle abordée dans le cours de 2011. Nous avons traité dans *la quatrième leçon* du refroidissement d'un miroir mobile de ce point de vue. Nous avons d'abord introduit un modèle simplifié du système, comportant néanmoins tous les éléments de contrôle indispensables (sources de force et mesureurs de position). Il s'agit d'un système électromécanique basé sur un oscillateur LC jouant le rôle de résonateur électromagnétique. Une des plaques de sa capacité est mobile et reliée à un ressort. Cette plaque mobile constitue l'oscillateur mécanique. La pression de radiation est ici le carré du champ électrique présent au niveau de la plaque, mais l'hamiltonien du couplage entre résonateurs électromagnétique et mécanique est identique au cas du résonateur optomécanique. On peut facilement écrire pour ce système les équations du mouvement, qui sont celles de deux oscillateurs harmoniques amortis et forcés, couplés par un terme

cubique d'ordre 2 dans l'amplitude du premier oscillateur et d'ordre 1 dans l'amplitude du second. Lorsqu'on linéarise le problème en cherchant des solutions au voisinage du point de fonctionnement imposé par la source oscillante qui force le résonateur électrique, on obtient deux équations linéaires couplées. On peut les interpréter en remarquant que l'état de vibration de l'oscillateur mécanique renormalise la fréquence et l'amortissement de l'oscillateur électrique, et vice versa. Ces deux influences couplées constituent une contre-réaction effective pour l'oscillateur mécanique. Il est d'autant plus amorti que l'on pompe l'oscillateur électrique à une fréquence égale à sa fréquence de résonance, décalée vers le bas de la fréquence de l'oscillateur mécanique. Cet amortissement supplémentaire, correspondant à un élément effectif, dissipatif et froid, explique que l'on puisse refroidir l'oscillateur mécanique.

Munis désormais de toutes les notions classiques nécessaires à la compréhension du refroidissement, nous avons abordé dans *la cinquième leçon* la question de la température-limite atteignable dans le régime quantique où le résonateur électrique est, en l'absence de pompe, proche de son état fondamental. Le système électromécanique de la leçon précédente est maintenant supposé être dans le régime des bandes latérales résolues, ce qui implique une fréquence de l'oscillateur mécanique très grande par rapport à la largeur de raie de l'oscillateur électrique, lui-même ayant bien sûr une fréquence de résonance très largement supérieure à celle de l'oscillateur mécanique. Enfin, le très faible amortissement de ce dernier lui assure une largeur de raie très petite par rapport à celle de l'oscillateur électrique. Ce dispositif présente une forte ressemblance avec celui où plusieurs spins nucléaires sont couplés à un spin électronique. Le spin électronique relaxe très vite, alors que le spin nucléaire est extrêmement lent. Il est possible de refroidir les spins nucléaires bien en dessous de leur température d'équilibre thermodynamique, en irradiant le système à une fréquence égale à la différence entre la fréquence de Larmor du spin électronique et celle du spin nucléaire. Dans ce processus dit « de polarisation dynamique » des spins nucléaires, le spin électronique s'excite sous l'influence combinée du rayonnement auquel il soustrait un photon et d'un quantum d'excitation nucléaire. L'excitation électronique est rapidement dissipée dans le réservoir en contact avec l'électron et le cycle peut recommencer, pompant à chaque fois de l'énergie hors du système des spins nucléaires qui se refroidissent progressivement. La température-limite de ce système de spins résulte d'un équilibre entre la vitesse de transfert des quantas des spins nucléaires vers les spins électroniques, elle-même déterminée par la force du couplage et par l'amplitude de l'irradiation, et le taux de relaxation des spins nucléaires.

Enfin, *la sixième* et dernière leçon a eu pour objet la conversion de l'état quantique d'un résonateur mécanique en un état quantique électromagnétique, et vice versa. Ce processus s'apparente à la téléportation d'un état quantique abordé dans le cours de l'année 2010. On comprend l'intérêt de ce type de processus si l'on réalise que les fréquences microondes sont propices au traitement du signal quantique tandis que les fréquences optiques sont favorables à sa propagation. Nous avons traité cette conversion quantique en reprenant le calcul classique effectué dans la quatrième leçon, mais en le prolongeant en termes d'équations de Langevin quantiques faisant intervenir les opérateurs d'annihilation de deux champs bosoniques : celui des photons irradiant l'oscillateur électromagnétique, et celui des phonons irradiant l'oscillateur mécanique. On obtient alors des équations entrée-sortie pour les ondes quantiques, avec des conditions aux limites connues pour les ondes entrantes. Ces

conditions aux limites font intervenir la distribution de Bose-Einstein, qui permet d'imposer correctement la source des fluctuations thermiques et quantiques, à la fois pour l'oscillateur électromagnétique et pour l'oscillateur mécanique. Dans ces équations, un paramètre dit « de coopérativité » joue un rôle crucial. Il est donné par le carré de la fréquence de couplage multiplié par le nombre moyen de photons du signal de pompe et divisé par le produit des largeurs de raies des deux résonateurs. Lorsque ce paramètre de coopérativité passe par une valeur critique proche de l'unité, il y a transfert complet des phonons en photons, et réciproquement. Ce transfert, parfaitement réversible, conserve l'information des signaux phononiques et photoniques. Ce point de fonctionnement correspond donc à la téléportation recherchée. Si en revanche le but est de refroidir au maximum l'oscillateur mécanique afin de le placer dans son état fondamental, il est préférable de dépasser ce point de fonctionnement en augmentant l'intensité de pompe. Dans la limite où le paramètre de coopérativité est grand comparativement au rapport entre les largeurs de raie électrique et mécanique, la température du résonateur mécanique peut être diminuée par rapport à sa valeur d'équilibre thermodynamique par un facteur égal à l'inverse de ce rapport. Nous avons terminé la leçon en exposant les résultats récents de la mesure d'un modulateur en anneau Josephson, montrant que la conversion de fréquence d'un signal microonde dans le régime quantique pouvait être effectivement réalisée sans perte appréciable au niveau d'un seul quantum. Ce type d'expérience pourrait être utilisé dans le futur pour stabiliser une superposition de deux états quantiques dans une cavité et réaliser ainsi un protocole de correction quantique d'erreur due à la perte d'un photon.

### Séminaires de l'année 2012

15 mai : Rob Schoelkopf (Yale University, États-Unis), *Quantum optics and quantum computation with superconducting circuits*.

22 mai : Konrad Lehnert (JILA, Boulder, États-Unis), *Micro-electromechanics: a new quantum technology*.

29 mai : Olivier Arcizet (Institut Néel, Grenoble), *A single NV defect coupled to a nanomechanical oscillator: hybrid nanomechanics*.

5 juin : Ivan Favero (MPQ, Université Paris Diderot), *From micro- to nano-optomechanical systems: photons interacting with mechanical resonators*.

12 juin : A. Douglas Stone (Yale University, USA), *Lasers and anti-lasers: a mesoscopic physicist's perspective on scattering from active and passive media*.

19 juin : Tobias J. Kippenberg (EPFL, Lausanne, Suisse), *Cavity optomechanics: exploring the coupling of light and micro- and nanomechanical oscillators*.

### Enseignement du Collège de France à l'extérieur

Novembre 2011 : série de trois leçons données à l'université de Sherbrooke, Québec, Canada, intitulée « Quantum Superconducting Circuits ».

## ACTIVITÉ DE RECHERCHE

**Cohérence des qubits supraconducteurs**

*(Nick Masluk, Archana Kamal, Kurtis Geerlings, Zlatko Minev, Ioan Pop et Shyam Shankar ; Nicolas Roch et Benjamin Huard)*

Nous avons d'abord poursuivi cette année la mise au point et l'analyse d'un nouvel atome supraconducteur artificiel appelé « fluxonium ». Il est réalisé en shuntant une jonction de grande énergie de charge par une très forte inductance, grâce à un réseau qui comprend maintenant une centaine de jonctions tunnel en série. Ces dernières 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 en laissant aux fluctuations quantiques de la phase supraconductrice la possibilité de s'exprimer. Ces dernières permettent d'atteindre un régime où le potentiel Josephson, équivalent pour l'atome artificiel au potentiel coulombien du noyau de l'atome naturel, va présenter des niveaux d'énergie formant une 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 les propriétés du réseau de jonctions réalisant dans le fluxonium une « superinductance ». Ce terme introduit par Kitaev désigne une inductance sans dissipation dont l'impédance, en dessous de sa fréquence de self-résonance, peut atteindre une valeur très nettement supérieure au quantum de résistance. Cette valeur très élevée pour l'impédance permet aux fluctuations quantiques de phase de s'exprimer librement aux bornes de la petite jonction, que l'on peut voir comme un « mouton noir » du réseau. En revanche, il faut aussi que le réseau de grandes jonctions soit lui-même étanche aux sauts de phases quantiques, pour éviter de déplacer la fréquence de transition du fluxonium par effet Aharonov-Casher. Nous avons donc testé différents réseaux de jonctions en les incluant dans un résonateur microonde. À partir du déplacement de la fréquence et de largeur de raie de ce dernier, nous avons pu montrer que le facteur de qualité du réseau pouvait dépasser 75 000, et donner une borne supérieure de quelques millihertz pour le taux de saut de phase. De nouveaux échantillons basés sur ces réseaux ont été fabriqués et les mesures de temps de cohérence pour ces nouveaux bits quantiques sont en cours.

En second lieu, nous avons développé un nouveau type de bit quantique basé sur l'atome artificiel « transmon », qui est une boîte à paires de Cooper shuntée par une capacité qui amène la fréquence de transition en-dessous de la fréquence de résonance de la cavité microonde de lecture. L'originalité de notre dispositif tient dans la réalisation du résonateur de lecture : il est basé sur une cavité supraconductrice en aluminium massif, elle-même couplée à la ligne microonde d'interrogation *via* un guide d'onde dont la fréquence de coupure se situe au-dessus de la fréquence de transition du transmon. Cette configuration minimise l'effet Purcell, ce qui augmente le temps de vie radiatif du transmon, tout en autorisant un large taux d'interrogation. Nous avons ainsi pu obtenir, grâce à cette stratégie, un temps de relaxation de 50 microsecondes combiné à un temps d'interrogation de 50 ns. Avec un amplificateur fonctionnant à la limite quantique et possédant une étendue dynamique d'une dizaine

photons (voir plus bas), nous avons pu extraire du bit quantique avant sa relaxation une information de l'ordre de 1 000 bits, et observer ses sauts quantiques entre niveaux de signal séparés par sept déviations standard, condition préalable pour son contrôle par rétroaction, qui est le but des expériences en cours. L'efficacité de la mesure du qubit atteint maintenant 40 % et nous pouvons mesurer la rétroaction de la mesure du qubit non seulement sur sa composante le long de l'axe de quantification, mais aussi sur la rotation de sa phase. La différence de performance entre notre système de mesure et celui des ions piégés réside précisément dans cette possibilité de manipuler l'état d'un système de qubits uniquement par la mesure. La préparation d'états intriqués de deux qubits sans aucune interaction et placés dans des cavités entièrement séparées devrait devenir effective dans les mois à venir.

### Signaux et circuits quantiques

(*Michael Hatridge, Shyam Shankar, Katrina Sliwa, Flavius Schakert et Baleegh Abdo ; 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 à la fréquence du signal au moins un bruit dont l'énergie correspond à un demi-photon (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 d'un signal que sa quadrature ou son énergie. Le but de notre recherche est de réaliser un amplificateur « utile » qui ne soit 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 un anneau 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 réalisé plusieurs de ces amplificateurs Josephson qui possèdent à présent une bande passante de l'ordre de 5 MHz et un gain de l'ordre de 20 dB, tout en étant capables d'opérer sur une étendue dynamique d'une dizaine de photons. L'intrication du mode signal et du mode image a été observé et pourrait donner lieu à une source utilisable de paires EPR. Il a aussi été possible d'accorder un tel amplificateur sur la fréquence de lecture d'un atome supraconducteur artificiel, du genre transmon, placé dans un résonateur 3D. Cette dernière expérience a permis d'observer les sauts quantiques de l'atome et, pour la première fois, de mesurer l'action en retour d'une mesure quantique partielle sur un bit quantique.

### PUBLICATIONS

Catelani G., Schoelkopf R.J., Devoret M.H., Glazman L., « Relaxation and frequency shifts induced by quasiparticles in superconducting qubits », *Phys. Rev. B.*, 84, 2011, 064517.

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



Paik H., Schuster D.L., Bishop L.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., Schoelkopf R.J., « Observation of high coherence in Josephson junction qubits measured in a three-dimensional circuit QED architecture », *Phys. Rev. Lett.*, 107, 2011, 240501.

Manucharyan V.E., Koch J., Masluk N., Kamal A., Glazman L., Devoret M.H., « Evidence for coherent quantum phase-slips across a Josephson junction array », *Phys. Rev. B*, 85, 2012, 024521.

Bergeal N., Schackert F., Frunzio L., Devoret M.H., « Two-mode correlation of microwave quantum noise generated by parametric down-conversion », *Phys. Rev. Lett.*, 108, 2012, 123902.

Roch N., Flurin E., Nguyen F., Morfin P., Campagne-Ibarcq P., Devoret M.H., Huard B., « Widely tunable, non-degenerate three-wave mixing microwave device operating near the quantum limit », *Phys. Rev. Lett.*, 108, 2012, 147701.

Geerlings K., Shankar S., Edwards E., Frunzio L., Schoelkopf R.J., Devoret M.H., « Improving the quality factor of microwave compact resonators by optimizing their geometrical parameters », *Appl. Phys. Lett.*, 100, 2012, 192601.

Bergeal N., Schackert F., Frunzio L., Prober D., Devoret M.H., « Mesoscopic Resistor as Self-Calibrating Quantum Noise Source », *Appl. Phys. Lett.*, 100, 2012, 203507.

Sun L., DiCarlo L., Reed M.D., Catelani G., Bishop L.S., Schuster D.I., Johnson B.R., Yang G.A., Frunzio L., Glazman L., Devoret M.H., Schoelkopf R.J., « Measurements of quasiparticle tunneling dynamics in a band-gap-engineered transmon qubit », *Phys. Rev. Lett.*, 108, 2012, 230509.

Nigg S., Paik H., Vlastakis B., Kirchmair G., Shankar S., Frunzio L., Devoret M.H., Schoelkopf R.J., Girvin S., « Black-box superconducting circuit quantization », *Phys. Rev. Lett.*, 108, 2012, 240502.

Masluk N., Pop I., Kamal A., Mineev Z., Devoret M.H., « Microwave characterization of Josephson junction arrays: implementing a low loss superinductance », *Phys. Rev. Lett.*, 109, 2012, 137002.

Kamal A., Clarke J., Devoret M.H., « Gain, directionality and noise in microwave SQUID amplifiers: Input-output approach », *Phys. Rev. B*, 86, 2012, 144510.

Hatridge M., Shankar S., Mirrahimi M., Geerlings K., Schackert F., Brecht T., Sliwa K., Abdo B., Frunzio L., Girvin S., Schoelkopf R.J., Devoret M.H., « Quantum Back-Action of Variable-Strength Measurements », *Science*, à paraître.

Abdo B., Kamal A., Devoret M.H., « Non-degenerate, three-wave mixing with the Josephson ring modulator », *Phys. Rev.*, soumis pour publication, ArXiv 1208.3142.

Leghtas Z., Kirchmair G., Vlastakis B., Devoret M.H., Schoelkopf R.J., Mirrahimi M., « Deterministic protocol for mapping a qubit to coherent state superpositions in a cavity », *Phys. Rev. Lett.*, ArXiv 1205.2401, soumis pour publication.

Abdo B., Sliwa K., Schackert F., Bergeal N., Frunzio L., Stone A.D., Devoret M.H., « Lossless interference of three microwave beams with incommensurate frequencies », *Phys. Rev. Lett.*, soumis pour publication.

Leghtas Z., Kirchmair G., Vlastakis B., Schoelkopf R.J., Devoret M.H., Mirrahimi M., « Hardware-efficient autonomous quantum error correction », ArXiv 1207.0679.

## CONFÉRENCES

### Exposés donnés sur invitation

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

« Superconducting Artificial Atoms », Physics Dept. Colloquium, Yale, septembre 2011.

« Information and Quantum Mechanics », Public Lecture, New York City College, New York, novembre 2011.

« Quantum Superconducting Circuits », Mc Gill, Montréal, Canada, novembre 2011.

« The Physics of Information », Physics Dept. Colloquium, Sherbrooke, Canada, novembre 2011.

« The ultimate coherence of quantum superconducting circuits », Physics Dept., EPFL, Lausanne, Suisse, décembre 2011.

« Les atomes artificiels supraconducteurs », séminaire du Laboratoire de physique du solide, université d'Orsay, janvier 2012.

« Quantum Measurement in action », workshop on the Physics of Quantum Phase, KTH University, Stockholm, Suède, avril 2012.

« Le principe d'incertitude en action dans la mesure de l'état collectif d'un circuit supraconducteur », séminaire général de Physique, université Pierre et Marie Curie, Paris, juin 2012.