



HAL
open science

Fluctuations quantiques du courant électrique & Simulateurs pour l'étude de nouvelles phases quantiques de la lumière

Julien Gabelli

► **To cite this version:**

Julien Gabelli. Fluctuations quantiques du courant électrique & Simulateurs pour l'étude de nouvelles phases quantiques de la lumière. Systèmes mésoscopiques et effet Hall quantique [cond-mat.mes-hall]. Université Paris Sud, 2019. tel-02314046

HAL Id: tel-02314046

<https://hal.science/tel-02314046>

Submitted on 11 Oct 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Paris-Sud – U.F.R Scientifique d’Orsay

Mémoire d’Habilitation à Diriger Des Recherches

Spécialité **Matière Condensée**

« Physique en Île-de-France » - EdD PIF 564
Laboratoire de Physique des Solides (UMR 8502 CNRS)

présenté par

Julien GABELLI

sujet

Fluctuations quantiques du courant électrique

&

Simulateurs pour l’étude de nouvelles phases
quantiques de la lumière

soutenue le 4 **juillet 2019** devant le jury composé de :

Mme. Janine SPLETTSTOESSER	Rapporteur
M. Serge FLORENS	Rapporteur
M. François LEFLOCH	Rapporteur
M. Eric AKKERMANS	Examineur
M. Benoît DOUÇOT	Examineur
M. Jean-Jacques GREFFET	Examineur
M. Yaroslav BLANTER	Examineur



Résumé

Une grande partie de mon activité de recherche est dédiée à l'étude des fluctuations quantiques des signaux électriques. Après avoir largement étudié la statistique du transfert de charge dans les conducteurs quantiques (dynamique du bruit quantique, troisième moment des fluctuations quantiques du courant, comptage de charges...), j'ai travaillé ces dernières années à la réalisation d'une source contrôlée d'excitations électroniques élémentaires. Mes travaux dans ce domaine, portant plus particulièrement sur le contrôle dynamique du courant tunnel, ont donné lieu à des publications tant expérimentales que théoriques. L'ensemble des résultats que je présenterai sur ce sujet ont été obtenus dans le régime quantique *i.e.* le régime pour lequel la fréquence ν de mesure des fluctuations de courant ou de contrôle du transfert de charge est supérieure à l'énergie thermique ($h\nu \gg k_B T$). Cela a pu être réalisé grâce à des techniques expérimentales que je maîtrise depuis ma thèse mêlant très basse température ($T \simeq 10$ mK) et mesures électriques à très haute fréquence ($\nu \simeq 10$ GHz). Dans ce régime, les fluctuations de courant générées par le transfert de charges sont souvent interprétées comme une émission de photons à la même fréquence. Il est alors possible de « transférer » les corrélations quantiques du courant traversant un conducteur aux photons qu'il émet et on parle d'optique quantique micro-onde. Si de telles corrélations ont été mises en évidence dans le domaine micro-onde, aucune expérience n'a été réalisée dans le domaine optique en raison de la différence entre les échelles d'énergies habituellement mises en jeu dans le transport électronique (\sim meV) et l'optique (\sim eV). Cependant, pour un conducteur quantique aussi simple que la jonction tunnel, cette barrière entre échelles d'énergies peut être contournée. Je montrerai comment j'ai développé au sein de l'équipe NS2 des expériences originales alliant mesures électriques et mesures optiques. En parallèle de l'étude des fluctuations quantiques du courant, je développe avec Jérôme Estève une nouvelle thématique : l'étude de nouvelles phases quantiques de la lumière basée sur la réalisation d'un simulateur quantique à base de résonateurs supraconducteurs et de jonctions Josephson. Cette activité, à la frontière de la physique du solide et de la physique atomique, est née de la volonté que Jérôme et moi avons de développer une expérience en mettant en commun nos compétences. Nous travaillons maintenant ensemble depuis deux ans.

Symboles et constantes

Symboles

ν	fréquence (s^{-1})
λ	longueur d'onde (m)
\mathbf{k}	vecteur d'onde (m^{-1})
ε_F	énergie de Fermi (eV)
k_F	vecteur d'onde de Fermi (m^{-1})
ω_p	fréquence plasma (eV)
θ_c	angle critique d'émission (rad)
τ_Q	temps de corrélation quantique (s^{-1})
τ_q	temps quantique de relaxation de la charge (s^{-1})
τ_T	temps tunnel (s^{-1})

Constantes

$e = 1.6^{-19} \text{ C}$	charge élémentaire
$h = 6.626^{-34} \text{ m.kg.s}^{-1}$	constante de Planck
$k_B = 1.38^{-23} \text{ m}^2.\text{kg.s}^{-2}.\text{K}^{-1}$	constante de Boltzmann
$R_K = 25.81 \text{ k}.\Omega$	constante de von Klitzing
$\varepsilon_0 = 8,85^{-12} \text{ m}^{-3}.\text{kg}^{-1}.\text{s}^4.\text{A}^2$	permittivité diélectrique du vide
$\mu_0 = 4\pi^{-7} \text{ m.kg.s}^{-2}.\text{A}^{-2}$	perméabilité magnétique du vide
$c = 2,99^8 \text{ m.s}^{-1}$	vitesse de la lumière dans le vide
$\varepsilon'_{Al} \simeq -92.254$	partie réelle de la permittivité relative de l'aluminium à $1.3 \mu\text{m}$
$\varepsilon''_{Al} \simeq 2.1645$	partie imaginaire de la permittivité relative de l'aluminium à $1.3 \mu\text{m}$
$n_{Al_2O_3} \simeq 1.7$	index de réfraction du saphir (N-BK7) pour $\lambda \in 0.9 - 1.3 \mu\text{m}$
$n_{BK7} \simeq 1.50$	index de réfraction du verre (N-BK7) pour $\lambda \in 0.9 - 1.3 \mu\text{m}$
$\varepsilon_{F,Al} \sim 11.7 \text{ eV}$	énergie de Fermi de l'aluminium
$\omega_{p,Al} \sim 15 \text{ eV}$	fréquence plasma de l'aluminium

Acronymes et Abréviations

ZPF	<i>zero point fluctuations</i> (fluctuation de point zéro)
QPC	quantum point contact (point quantique)
RFD	relations fluctuation - dissipation
TB	<i>tight binding</i> (liaison fortes)
FT	<i>fourier transform</i> (transformée de Fourier)
LNA	<i>low noise amplifier</i> (amplificateur linéaire bas bruit)
KID	<i>kinetic inductance detector</i> (détecteur à inductance cinétique)
SSPD	<i>superconducting single plasmon detector</i> (détecteur supraconducteur de plasmon unique)
SPP	surface plasmon polariton (plasmon-polariton de surface)
DAC	<i>digital to analog converter</i> (convertisseur digital - analogue)
ADC	<i>analog to digital converter</i> (convertisseur analogue - digital)
BH	Bose-Hubbard
IQHE	<i>integer quantum Hall effect</i> (effet Hall quantique entier)
FQHE	<i>fractional quantum Hall effect</i> (effet Hall quantique fractionnaire)

Table des matières

Symboles	iii
Table des matières	v
1 Introduction	1
2 Caractérisation et contrôle du transfert de charge dans un conducteur quantique	3
2.1 Mesure quantique dans les circuits électriques	3
2.1.1 Mesures des fluctuations stationnaires de courant aux temps longs	3
2.1.2 Mesures des fluctuations stationnaires de courant à fréquence finie - Corrélateurs d'ordre supérieur	5
2.2 Mesure quantique dans les circuits électriques	7
2.2.1 Temps nécessaire pour la mesure des cumulants d'une jonction tunnel dans le régime quantique	7
2.2.2 Densité spectrale du rayonnement émis par une jonction tunnel	8
2.3 Caractérisation du transfert de charge	9
2.3.1 Dynamique du bruit quantique	9
2.3.2 Troisième moment des fluctuations quantiques du courant dans une jonction tunnel dans le régime quantique	11
2.4 Contrôle du transfert de charge	13
2.4.1 Vers la réalisation d'une source contrôlée d'excitations électroniques élémentaires	13
2.4.2 Contrôle du transfert de charges dans une jonction tunnel à l'aide d'une excitation bi-harmonique	14
2.4.3 Caractérisation des corrélations quantiques du courant dans une jonction tunnel	15
2.4.4 Description de la fonction d'onde à N corps des excitations électroniques générées par un pulse de tension appliqué à un contact quantique	17
2.4.5 Etude théorique de la caractéristique courant-tension d'une jonction tunnel irradiée par un état quantique du champ de photons	19
2.4.6 Comptage de charges dans une diode à avalanche	20

2.4.7	Fluctuations de courant associées au glissement d'une onde de densité de charge	21
2.5	Perspectives – Ingénierie de la fonction de distribution	23
3	Statistique de comptage de photons émis par un conducteur quantique	25
3.1	Lien entre statistique du comptage de charges et statistique du comptage de photons	26
3.1.1	Rayonnement thermique	26
3.1.2	Distribution thermique des fluctuations de courant	27
3.2	Fluctuations quantiques du courant aux fréquence optiques	28
3.2.1	Emission de photons par une jonction tunnel - « Violation » des relations fluctuation-dissipation	33
3.3	Perspectives	36
3.3.1	Corrélations quantiques du champ de photon émis par un conducteur quantique	36
3.4	Détection « on-chip » de plasmons de surface	37
4	Simulateurs quantiques pour l'étude de nouvelles phases quantiques de la lumière	43
4.1	Résultats marquants	45
4.1.1	Imagerie des modes d'un réseau bi-dimensionnel de résonateurs supraconducteurs	45
4.1.2	Modélisation d'un réseau micro-onde de grande taille	46
4.1.3	Effet Kerr dans un supraconducteur désordonné	51
4.2	Perspectives	57
A	Curriculum vitæ	61
A.1	Cursus académique	61
A.2	Carrière professionnelle	61
A.2.1	Collaborations avec des partenaires académiques	61
A.2.2	Animation et administration de la recherche	62
A.2.3	Enseignement & Participation à des jurys	63
A.2.4	Financements obtenus	63
A.2.5	Encadrement	64
	Bibliographie	69

Introduction

Bien que de nombreux mécanismes microscopiques liés au transport électronique dans les conducteurs soient expliqués à l'aide de modèles classiques, il est essentiel de mettre en évidence et de comprendre leur nature quantique. Ces phénomènes quantiques se manifestent à l'échelle mésoscopique, *i.e.* dans des systèmes de taille suffisamment petite ($L \sim 100 \text{ nm}$) et portés à des températures suffisamment basses ($T \sim 100 \text{ mK}$) pour que les ondes électroniques puissent préserver leur cohérence de phase sur l'ensemble du conducteur. Le transport électronique cohérent a été largement étudié ces vingt dernières années dans la limite des basses fréquences. Il est maintenant indispensable d'étudier sa dynamique à l'aide de mesures de transport à fréquence finie. Les énergies caractéristiques mises en jeu dans ces conducteurs à très basse température (énergie thermique $k_B T$, énergie de charge $E_c = e^2/C$) étant de l'ordre de la dizaine d' μeV , le domaine de fréquence appropriées est le domaine micro onde. Cette problématique est le point de départ de mon travail de recherche.

Je me suis, dans un premier temps, intéressé à la dynamique de circuits quantiques élémentaires. J'ai pour cela réalisé un dispositif expérimental permettant de mesurer l'admittance de nano circuits à très basse température (30 mK) à des fréquences comprises entre 1 et 2 GHz. Cela m'a permis de mettre en évidence un temps τ_Q associé à la dynamique quantique de l'électron. J'ai montré que ce temps traduit simplement le principe d'incertitude d'Heisenberg associé à l'énergie de charge : $\tau_Q = E_c/\hbar$. Ce résultat, très général, déduit de l'étude de circuits quantiques simples (les circuits RC et RL), m'a conduit à l'étude plus générale des fluctuations quantiques des signaux électriques. Comprendre les fluctuations d'un signal quantique impose de savoir mesurer des fonctions de corrélations parfois complexes. Ce type de mesures met directement en évidence le problème de la mesure en mécanique quantique lié à la projection de la fonction d'onde électronique. C'est la thématique que j'ai choisie de développer lors de mon arrivée dans l'équipe NS2 du Laboratoire de Physique des Solides alors codirigée par Marco Aprili et Bertrand Reulet : *étudier expérimentalement les mécanismes du transport électronique quantique à l'aide de mesures de transport hyperfréquence.*

J'ai abordé le problème de manière méthodique en étudiant les fluctuations de courant dans un conducteur quantique simple : la jonction tunnel. En opérant dans le régime quantique, *i.e.* le régime pour lequel l'énergie par mode de fréquence ν est supérieure à l'énergie thermique ($h\nu \gg k_B T$), nous avons étudié la réponse spectrale des fluctuations quantiques, sa dynamique, ainsi que ses moments d'ordres

1. INTRODUCTION

supérieurs. En 2010, Bertrand Reulet a décidé de rejoindre l'université de Sherbrooke. J'ai alors développé seul au sein de l'équipe NS2 des expériences originales alliant mesures électriques et mesures optiques. Cette nouvelle thématique, soutenue par un projet ANR jeunes chercheurs que j'ai obtenu en 2011 (QcED), vise à utiliser mon expertise sur les fluctuations quantiques du courant pour générer des états quantiques de photons à l'aide de conducteurs quantiques. Je distinguerai dans ce rapport trois axes de recherches. Le premier constitue mon travail passé et actuel alors que le deuxième, plus personnel est en plein développement et que le troisième est une thématique que je partage avec Jérôme Estève. Je vais séparer ces trois thèmes de recherche en trois chapitres distincts :

- Caractérisation et contrôle du transfert de charge dans un conducteur quantique,
- Statistique de comptage de photons émis par un conducteur quantique,
- Simulateurs quantiques pour l'étude de nouvelles phases quantiques de la lumière.

Caractérisation et contrôle du transfert de charge dans un conducteur quantique

2.1 Mesure quantique dans les circuits électriques

Au-delà des mesures de conductivité, qui consistent à mesurer la réponse en courant $\langle I(\omega) \rangle$ d'un conducteur excité par une tension alternative $V(\omega)$, je me suis intéressé à la mesure des fluctuations du courant électrique dans le but d'obtenir des informations complémentaires permettant de sonder plus en profondeur les mécanismes du transport. Cela m'a par exemple permis de caractériser le phénomène d'avalanche dans des diodes semi-conductrices. Cependant, l'étude des fluctuations de courant passe par la mesure de fonctions de corrélations parfois complexes et se heurte directement au problème de la mesure en mécanique quantique. Bien que la description théorique des phénomènes observés fasse intervenir l'opérateur courant \hat{I} , l'expérience consiste le plus souvent à mesurer un courant classique I_{mes} dont la valeur est donnée par un appareil de mesure macroscopique. Il paraît alors naturel d'identifier le courant mesuré à la moyenne de l'opérateur courant. Il en est de même pour la mesure des fluctuations de courant dans la limite des fréquences nulles et on écrit alors :

$$I_{mes} = \langle \hat{I} \rangle \quad \text{et} \quad \Delta I_{mes}^2 = \langle \hat{I}^2 \rangle - \langle \hat{I} \rangle^2$$

où $\Delta I = I - \langle \hat{I} \rangle$ correspond aux fluctuations de courants. Cette correspondance entre grandeur classique et grandeur quantique, si elle est naturelle, n'est cependant pas évidente. Elle trouve son origine dans le principe de conservation de la charge : tout électron traversant le système quantique est mesuré par l'ampèremètre. Il en est tout autrement dans le cas d'une mesure effectuée dans le régime quantique, *i.e.* le régime pour lequel l'énergie par mode de fréquence ν est supérieure à l'énergie thermique ($h\nu \gg k_B T$) : cette correspondance ne vaut plus en raison de la non commutativité des observables.

2.1.1 Mesures des fluctuations stationnaires de courant aux temps longs

Il suffit de considérer un conducteur monomode d'amplitude de transmission t (*resp.* réflexion) (*resp.* r) indépendant de l'énergie, l'opérateur courant à la fréquence ω

2. CARACTÉRISATION ET CONTRÔLE DU TRANSFERT DE CHARGE DANS UN CONDUCTEUR QUANTIQUE

est donné dans un formalisme de la diffusion par la formule de Büttiker :

$$\hat{I}(t) = \frac{e}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} d\varepsilon d\varepsilon' \left(t^* t a_L^\dagger(\varepsilon) a_L(\varepsilon') - t^* t a_R^\dagger(\varepsilon) a_R(\varepsilon') - t^* r a_R^\dagger(\varepsilon) a_L(\varepsilon') - r^* t a_L^\dagger(\varepsilon) a_R(\varepsilon') \right) e^{i(\varepsilon - \varepsilon')t/\hbar} \quad (2.1)$$

où $a_{L/R}(\varepsilon)$ est l'opérateur d'annihilation de quasi-particule d'énergie ε dans le réservoir de gauche/droite. On peut alors calculer la fonction d'autocorrélation C_{I^2} des fluctuations de courant $\Delta I(t)$. En supposant que ces fluctuations soient décrites par un processus aléatoire stationnaire, d'après l'hypothèse ergodique, C_{I^2} est donnée aux temps longs ($T \rightarrow +\infty$) par :

$$\begin{aligned} C_{I^2}(\tau) &= \langle \Delta I(t) \Delta I(t + \tau) \rangle \\ &= \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \Delta I(t) \Delta I(t + \tau) dt \\ &= \lim_{T \rightarrow +\infty} S_2(\omega) e^{-i\omega\tau} d\omega \Delta f, \end{aligned} \quad (2.2)$$

où $\Delta f = 1/T \rightarrow 0$ est la bande passante de mesure et $S_{I^2}(f) \equiv \langle \Delta I(f) \Delta I(-f) \rangle$ est la densité spectrale de bruit. Le théorème de Wiener-Khintchine relie la densité spectrale de bruit à la fonction d'auto-corrélation :

$$S_{I^2}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} C_{I^2}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau. \quad (2.3)$$

En supposant la densité spectrale indépendante de la fréquence dans la bande passante de mesure, on en déduit la variance du courant : $\langle \Delta I^2 \rangle = C_{I^2}(\tau = 0) = S_{I^2}(f = 0) \Delta f$. Pour un conducteur monomode de transmission $\mathcal{T} = |t|^2$, on trouve après calcul [Lesovik G. B. 1989] :

$$\langle \Delta I^2 \rangle = e(1 - \mathcal{T}) \langle I \rangle \Delta f \simeq e \langle I \rangle \Delta f. \quad (2.4)$$

le facteur de Fano $(1 - \mathcal{T})$ est caractéristique d'une loi binomiale et, dans la limite tunnel ($\mathcal{T} \ll 1$), on retrouve une loi de Poisson. On peut également définir la fonction de corrélation à deux temps $C_{I^3}(\tau_1, \tau_2) \equiv \langle \Delta I(t) \Delta I(t + \tau_1) \Delta I(t + \tau_2) \rangle$ qui dans la limite des temps longs, à température nulle donne pour le troisième cumulant des fluctuations de courant dans un conducteur monomode de transmission \mathcal{T} [Lesovik and Chtchelkatchev 2003] :

$$\langle \Delta I^3 \rangle = -2e^2 \mathcal{T} (1 - \mathcal{T}) \langle I \rangle \Delta f^2 \underset{\mathcal{T} \ll 1}{\sim} -2e^2 \mathcal{T} \langle I \rangle \Delta f^2. \quad (2.5)$$

Ce résultat n'est pas compatible avec le troisième cumulant d'une statistique poissonienne attendue dans la limite tunnel $\langle \Delta I^3 \rangle = S_{I^2} \Delta f \simeq e^2 \langle I \rangle \Delta f^2$. La figure 2.1 montre clairement que le troisième cumulant suit une statistique poissonienne et non une statistique dont le troisième cumulant est donné par l'Eq. (2.5). En effet, la transmission de la jonction est estimée à $\mathcal{T} \sim \frac{\hbar}{2e^2 N R} \simeq 3 \times 10^{-6} \ll 1$ où $R = 50 \Omega$ est la résistance de la jonction et $N \sim 10^8$ le nombre de canaux de conduction¹.

1. Pour une surface $S \sim 5 \mu\text{m}^2$, le nombre de canaux de conduction est estimé à $N \sim S/(\pi\lambda_F/2) \simeq 10^8$.

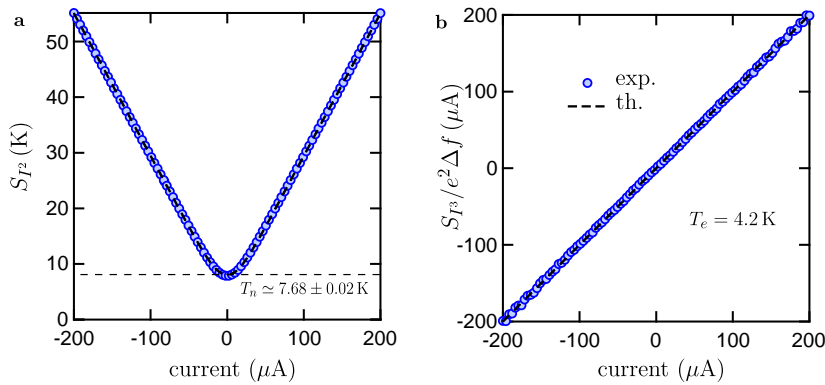


FIGURE 2.1 – Deuxième (a) et troisième (b) cumulants des fluctuations de courant dans une jonction tunnel dans la limite classique avec $\delta\nu = 0.5 \text{ GHz}$, $\nu = 6 \text{ GHz}$ et $T_0 = 4.2 \text{ K}$. On déduit de l'ordonnée à l'origine la température de bruit des amplificateurs : $T_n \simeq 7.6 \text{ K}$.

2.1.2 Mesures des fluctuations stationnaires de courant à fréquence finie - Corrélateurs d'ordre supérieur

Ces questions sont reliées aux *problèmes de la photo-détection en optique quantique* car la mesure des fluctuations du courant électrique à fréquence finie n'est rien d'autre qu'une mesure du champ électromagnétique à cette même fréquence. Lors d'une mesure de transport électronique quantique à fréquence finie ν , la quantité mesurée est l'intensité $\hat{I}(\nu)$ associée à l'onde électromagnétique se propageant dans le câble de mesure. La mesure des fluctuations de courant à fréquence finie pose alors un problème lié à la non commutativité des observables courants à des fréquences différentes : $[\hat{I}(\nu_1), \hat{I}(\nu_2)] \neq 0$. En conséquence, la fonction d'autocorrélation $C_{I^2}(\tau)$ peut être complexe et la densité spectrale $S_{I^2}(f)$ n'est pas nécessairement, comme en mécanique classique, une fonction paire. Une question très générale se pose alors : *quelle quantité mesure-t-on avec un dispositif expérimental donné ?* Au cours des dix dernières années, j'ai entrepris d'étudier le plus finement possible les fluctuations quantiques du courant sur le conducteur quantique le plus simple qui soit : la jonction tunnel. Grâce à la mesure de différents corrélateurs, j'ai pu montrer que la mesure avec un système de détection classique (circuit hyperfréquence commercial) impose une symétrisation des observables selon l'ordre de Keldysh [Galaktionov et al. 2003b, Bednorz and Belzig 2008]. Ce problème est relatif au comptage de charges $\hat{q}(t) = \int_0^t \hat{I}(t) dt$ (« Full Counting Statistics ») et il a été étudié théoriquement au cours des années 1990 par L.S. Levitov et collaborateurs en modélisant l'appareil de détection [Leggett 2013] du courant électrique par la précession d'un spin [Levitov and Lesovik 1994]. Cet ordonnancement de Keldysh n'est lié qu'à l'ordonnancement dans le temps de l'équation de Dyson et n'a rien à voir avec l'ordre normal souvent évoqué pour la symétrisation du moment d'ordre deux. En effet le travail pionnier de Lesovik et Loosen concernant les mesures de fluctuations de courant à fréquence finie [Lesovik and Loosen 1997] a montré, en modélisant un détecteur passif par un circuit résonnant, que la densité spectrale mesurée était une combinaison d'une densité dite en « émission » $S_+(\nu) = \int dt \langle I(0) I(t) \rangle e^{2i\pi\nu t}$ et d'une densité en absorption

$$S_-(\nu) = \int dt \langle I(t)I(0) \rangle e^{2i\pi\nu t} :$$

$$\begin{aligned} S_{meas.}(\nu) &= (N_{BE}(\nu) + 1) S_+(\nu) - N_{BE}(\nu) S_-(\nu) \\ &= S_+(\nu) - 2Gh\nu N_{BE}(\nu), \end{aligned} \quad (2.6)$$

où $N_{BE}(\nu) = \left(e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1 \right)^{-1}$ correspond au rayonnement thermique à température T et la formule de Kubo impose $S_+(\nu) - S_-(\nu) = -2Gh\nu$. A température nulle ($h\nu \gg k_B T$), le circuit résonnant modélise un « photo-détecteur » non sensible aux fluctuations du vide $S_{meas.}(\nu) = S_+(\nu) = 0$ alors qu'à température non-nulle $S_{meas.}(\nu) \sim S_+(\nu) - S_-(\nu) = 2Gh\nu$ fait apparaître les fluctuations du vide. Le bruit symétrisé $S_{sym.}(\nu) = (S_+(\nu) + S_-(\nu)) / 2$ est par construction une quantité réelle, sensible aux fluctuations du vide $Gh\nu$. Ce corrélateur correspond à l'ordonnement à deux temps suivant le contour de Keldysh. Il semblerait que les détecteurs passifs de type « photo-détecteur » mesurent le corrélateur non-symétrisé $S_{meas.}(\nu)$ [Billangeon *et al.* 2006, Basset *et al.* 2010] correspondant au bruit en « émission » à température nulle. Pour un système de détection électronique actif tel un amplificateur linéaire bas bruit commercial suivi d'un détecteur quadratique à température ambiante, le corrélateur mesuré semble être le corrélateur « symétrisé » selon l'ordre de Keldysh sensible aux fluctuations du vide. La densité spectrale de bruit quantique symétrique joue ainsi le même rôle que la densité spectrale de bruit classique : l'oscillateur, modélisant le photo-détecteur est porté à une température T par une force stochastique classique. La mesure du moment d'ordre deux n'est cependant pas suffisante pour répondre à cette question car ces deux corrélateurs ne diffèrent l'un de l'autre que d'une constante $Gh\nu$ pour un conducteur linéaire. Cette constante ne peut pas être distinguée du bruit ajouté par l'amplificateur (voir section 2.2.2). Nous sommes d'ailleurs souvent amenés à définir la fonction de corrélation du « bruit en excès » qui permet de s'affranchir des problèmes liés aux fluctuations de point zéro (divergence de l'intégrale en fréquence) : $\Delta C_V(t, T, V) = \mathcal{F} [S_{I^2}(\nu, T, V) - S_{I^2}(\nu, T, V = 0)]$ (cf section 2.4.3). Dans le cas d'une jonction tunnel de conductance G , on a :

$$S_{sym.}(\nu) = \frac{Gk_B T}{2} \left[\left(\frac{eV + h\nu}{k_B T} \right) \coth \left(\frac{eV + h\nu}{2k_B T} \right) + \left(\frac{eV - h\nu}{k_B T} \right) \coth \left(\frac{eV - h\nu}{2k_B T} \right) \right]. \quad (2.7)$$

Il est cependant possible de définir une fonction de corrélation du bruit thermique en excès $\Delta C_T(t, T, V) = \mathcal{F} [(S_{I^2}(\nu, T, V) - S_{I^2}(\nu, T = 0, V))] / S_{I^2}(\nu = 0, T, V)$, on montre alors, dans la limite quantique $k_B T \ll eV$ que (cf section 2.4.3) :

$$\Delta C_T(t, T, V) = \text{FT} \left[\left(1 - \frac{h\nu}{eV} \right) \theta(eV - h\nu) \right]. \quad (2.8)$$

Il est donc nécessaire d'effectuer une mesure à l'ordre supérieur du troisième cumulant [Gabelli *et al.* 2013b]. Bien que des propositions théoriques aient été formulées dans le cas de système de photo-détection [Creux *et al.* 2006], aucune mesure n'est venue confirmer ces résultats. La formule de Levitov peut alors se ré-écrire et être généralisée aux temps courts en définissant la fonction génératrice des cumulants à l'aide d'intégrales de fonctions de corrélations sur un contour de Keldysh² (cf. Eq. (2.9)). Le fait d'intégrer le courant sur un contour de Keldysh [Galaktionov *et al.* 2003b, Nazarov and Kindermann 2003] peut être inclus dans une théorie

2. Il s'avère que l'ordre horaire correct diffère en règle générale de l'ordre conventionnel T et est donné par l'ordre de Matthews T^* [Matthews 1949].

de la diffusion en ordonnant les courants entrants/sortants : les courants sortant I_{out} sont placés à gauche alors que les courants entrants I_{in} sont placés à droite [Beenakker and Schomerus 2000, Salo et al. 2006]. L'ordre de Keldysh montre l'importance de la *causalité* de la matrice de diffusion et explique l'erreur commise lors du calcul du troisième cumulant Eq. (2.5) pour une jonction de transparence indépendante de l'énergie [Bachmann et al. 2010]. Si P_n est la probabilité de transférer n charges au travers du conducteur en un temps Δt , la fonction génératrice s'écrit $G(\lambda, t) = \sum_{n=0}^{+\infty} P_n e^{in\lambda}$ et les cumulants d'ordre k de la charge transférée se déduisent de $\langle\langle \Delta q^k \rangle\rangle = \left(\partial^k \ln G / \partial \lambda^k \right)_{\lambda=0}$. Pour un conducteur quantique, ils ont pu écrire une fonction génératrice de la charge transférée aux temps longs Δt à l'aide de corrélateurs du courant ordonnés en temps :

$$G(\lambda, t) = \langle \tilde{T} \exp \left(\frac{i\lambda}{2} \int_0^t \hat{I}(t') dt' \right) T \exp \left(\frac{i\lambda}{2} \int_0^t \hat{I}(t') dt' \right) \rangle, \quad (2.9)$$

où T désigne l'ordre chronologique habituel et \tilde{T} celui dans la direction opposée. Ils ont ainsi montré que la fonction génératrice pour une jonction tunnel correspond simplement à une loi binomiale : les charges sont transférées de manière non corrélées avec une transmission \mathcal{T} . La densité spectrale des fluctuations de courant aux temps longs des cumulants ne dépend que de la température et du courant moyen $I(V)$:

$$\begin{cases} S_{I^{2k}} = & e^{2k-1} I(V) \coth \left(\frac{eV}{2k_B T} \right) (\Delta f)^{2k-1}, \\ S_{I^{2k+1}} = & e^{2k} I(V) (\Delta f)^{2k}. \end{cases} \quad (2.10)$$

2.2 Mesure quantique dans les circuits électriques

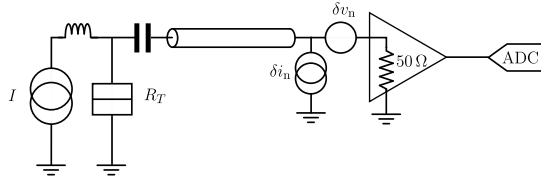


FIGURE 2.2 – Dispositif expérimental pour la mesure des fluctuations du courant électrique.

2.2.1 Temps nécessaire pour la mesure des cumulants d'une jonction tunnel dans le régime quantique

La figure 2.2 décrit le dispositif expérimental utilisé pour la mesure des fluctuations quantiques du courant : le conducteur est polarisé en courant à travers l'inductance d'un « T de polarisation » et les fluctuations sont « mesurées » par un amplificateur linéaire qui possède un bruit intrinsèque (bruit en tension δv_n et bruit en courant δi_n) que l'on peut supposer gaussien et qui est en général plus grand que les fluctuations de tension mesurées. Le signal est ensuite directement digitalisé par un convertisseur rapide (DAC) puis ultérieurement traité (filtrage, transformée de Fourier, calcul de cumulants...) ou directement traité par une électronique micro-onde dédiée (coupleur, détecteur quadratique...). D'après l'expression précédente, la densité spectrale du cumulant S_{I^k} d'ordre k est proportionnelle à $\Delta f^{\lceil k/2 \rceil}$. Le rapport signal à bruit S/N sera d'autant plus élevé que la bande passante de

2. CARACTÉRISATION ET CONTRÔLE DU TRANSFERT DE CHARGE DANS UN CONDUCTEUR QUANTIQUE

ordre k	1	2	3	4
Δt_k (s)	2×10^{-12}	1.7×10^{-6}	4	1.6×10^7

TABLE 2.1 – Temps de mesure des cumulants poissoniens d’une jonction tunnel parcourue par un courant $I = 10 \mu\text{A}$ et mesurés par un amplificateur linéaire de température de bruit $T_n = 4\text{K}$.

mesure Δf est grande. Pour une bande passante $\Delta f = 1\text{GHz}$, un point de mesure correspond à un temps d’acquisition $\delta t = 1/\Delta f = 1\text{ns}$ et au passage de $N = \frac{I}{e\Delta f} \sim 5000 < +\infty$ électrons qui permet de mettre en évidence un écart au théorème central limite (une grande bande passante impose un bruit gaussien : $\lim_{\Delta f \rightarrow +\infty} S_{I^k} = 0$ pour $k \geq 3$). Le rapport signal à bruit du cumulants d’ordre k lors d’une mesure d’une durée totale δt est donné par :

$$S/N_k = \frac{S_{I^k}}{\sqrt{\text{Var}(I^k)}} \sqrt{\Delta f \times \Delta t}, \quad (2.11)$$

où $\text{Var}(I^k) \sim \text{Var}(\delta i_n^k) = \frac{(2k)!}{k!} \frac{(\text{Var}(I_n))^k}{2^k}$ est la variance des fluctuations de courant dominées par le bruit en tension de l’amplificateur ($\Delta I^k \sim \delta I_n^k$). Le bruit de l’amplificateur est supposé gaussien et caractérisé par une température de bruit T_n : $\text{Var}(\delta i_n) = 2k_B T_n \Delta f / R_0$ où $R_0 = 50\Omega$ est l’impédance d’entrée de l’amplificateur. Le temps d’acquisition Δt_k pour la mesure de la densité spectrale du cumulants d’ordre k est donc :

$$\Delta t_k = \frac{1}{2^k \Delta f} \left(\frac{(2k)!}{k!} \right)^2 \left(\frac{I_e}{I} \right)^2 \left(\frac{I_n}{I_e} \right)^k (S/N_k)^2, \quad (2.12)$$

avec $I_e = e\Delta f$ et $I_n = \frac{k_B T_n}{eR_0}$. Dans le régime quantique ($h\nu \ll k_B T$), on considère typiquement des courants $I < 10 \mu\text{A}$ et un bruit d’amplificateur $T_n = 4\text{K}$ alors un rapport $S/N_k = 10$ sera atteint pour des temps de mesure donnés dans le tableau 2.1.

On remarque sur la figure 2.1 que le rapport S/N_3 augmente avec la tension car l’hypothèse de limitation du bruit par le bruit de l’amplificateur n’est plus valide à forte polarisation : la mesure est limitée par le bruit généré par la jonction elle-même.

2.2.2 Densité spectrale du rayonnement émis par une jonction tunnel

Objectif : Mesurer la densité spectrale $S_{I^2}(h\nu)$ du bruit quantique émis par une jonction tunnel et la fonction de corrélation du bruit en excès.

Dans le régime quantique ($h\nu \gg k_B T$), la densité spectrale de bruit de grenaille $S_{I^2}(eV, h\nu) = \langle \hat{I}(v) \hat{I}(-v) \rangle$ possède une coupure à $eV = h\nu$. Elle peut se comprendre simplement en identifiant $S_{I^2}(eV, h\nu)$ au nombre de photons de fréquence ν émis par la relaxation des électrons lors de leur passage par effet tunnel. Tant que $eV < h\nu$, aucun photon ne peut être émis et le bruit reste égal au bruit à

l'équilibre thermique (figure 2.4). Cependant, S_{I^2} ne peut pas être directement mesurée, elle nécessite l'utilisation d'une chaîne d'amplificateurs. La question qui se pose alors est de savoir si la grandeur $\langle \hat{I}(\nu) \hat{I}(-\nu) \rangle$ correspond bien à la quantité mesurée par la chaîne d'amplificateurs. Il est « communément » admis qu'un dispositif de mesure classique nécessite de symétriser les observables pour imposer un résultat de mesure réel : $S_{I^2, \text{sym.}}(eV, h\nu) = \langle \{\hat{I}(\nu), \hat{I}(-\nu)\} \rangle / 2$ (voir [Landau et al. 1996], §124). D'après ce qui précède, ce commutateur « symétrisé » est donné par l'ordre temporel de Keldysh (Fig. 2.3)

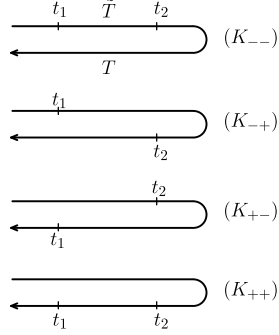


FIGURE 2.3 – Ordre temporel de Keldysh. Le corrélateur mesuré à deux temps est donné par $C_{2, \text{meas.}}(t_1, t_2) = \frac{1}{4} (\langle \tilde{T} [I(t_1)I(t_2)] \rangle + \langle I(t_1)I(t_2) \rangle + \langle I(t_2)I(t_1) \rangle + \langle T [I(t_1)I(t_2)] \rangle) = \frac{1}{2} (\langle I(t_1)I(t_2) \rangle + \langle I(t_2)I(t_1) \rangle)$.

Il résulte de cette symétrisation que les amplificateurs sont sensibles aux fluctuations quantiques du vide (ZPF pour « zero point fluctuations ») $S_{I^2}(eV = 0, h\nu) = Gh\nu/2$. Cependant, les amplificateurs introduisent un bruit supplémentaire dépendant de la fréquence. Il est alors impossible de prouver de manière directe qu'un amplificateur linéaire mesure les fluctuations du vide (une preuve indirecte de cette mesure sera donnée section 2.3.2). J'ai néanmoins réussi, à l'aide d'une calibration à grande polarisation $eV \gg h\nu$, à mesurer la dépendance en fréquence de la densité spectrale de bruit en excès : $\Delta S_{I^2}(eV, h\nu) = S_{I^2}(eV, h\nu) - S_{I^2}(eV = 0, h\nu)$ permettant de l'affanchir des fluctuations du vide. Celle-ci est représentée sur la figure 2.5 en unité réduite $h\nu/eV$ pour différentes valeurs de tension $V \in [1 \mu\text{V}, 30 \mu\text{V}]$. On observe bien la coupure en fréquence attendue.

2.3 Caractérisation du transfert de charge

2.3.1 Dynamique du bruit quantique

Objectif : Etudier la fonction de réponse du bruit quantique mesuré à une fréquence ν et excité à une fréquence ν_0 .

La figure 2.6 décrit le dispositif expérimental analogique utilisé pour la mesure des corrélateurs $\chi_\nu(\nu)$, $S_{I^2}(\nu)$ et $S_{I^3}(\nu, 0)$. L'étude de la fonction de réponse du bruit quantique $\chi_\nu(\nu)$ était préliminaire à l'étude du troisième moment des fluctuations car elle est directement liée aux effets d'environnement électromagnétique sur la mesure des moments d'ordre supérieur. Nous avons ainsi défini le corrélateur $\langle \hat{I}(\nu) \hat{I}(\nu_0 - \nu) \rangle$ associé à la dynamique du bruit et calculé la susceptibilité de bruit $\chi_{\nu_0}(\nu)$ qui en découle dans le cas d'une jonction tunnel. Nous avons mesuré cette

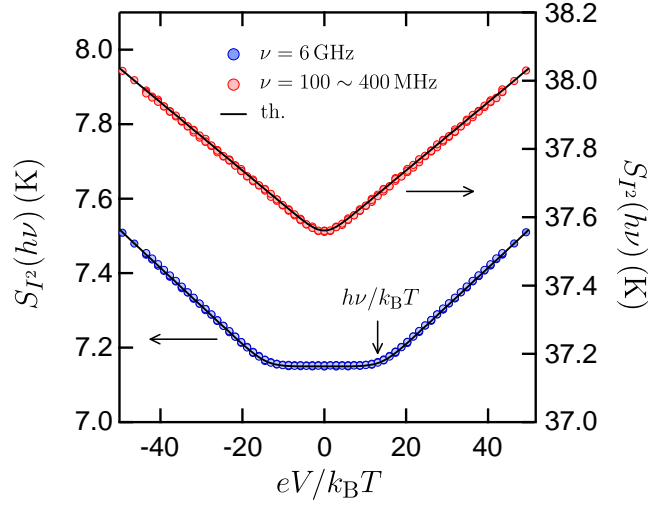


FIGURE 2.4 – Densité spectrale de bruit dans la limite classique (points rouges) et quantique (points bleus) mesurées respectivement aux fréquences $\delta\nu = 0.5$ GHz et $\nu = 6$ GHz à la température $T_0 = 20$ mK. Dans la limite quantique $h\nu > eV \gg k_B T$, on observe bien $S_{I^2}(h\nu, eV) = S_{I^2}(h\nu, 0)$. On déduit de l'ordonnée à l'origine la température de bruit des amplificateurs : $T_{N,\delta\nu} \simeq 37.5$ K et $T_{N,\nu} \simeq 7.15$ K.

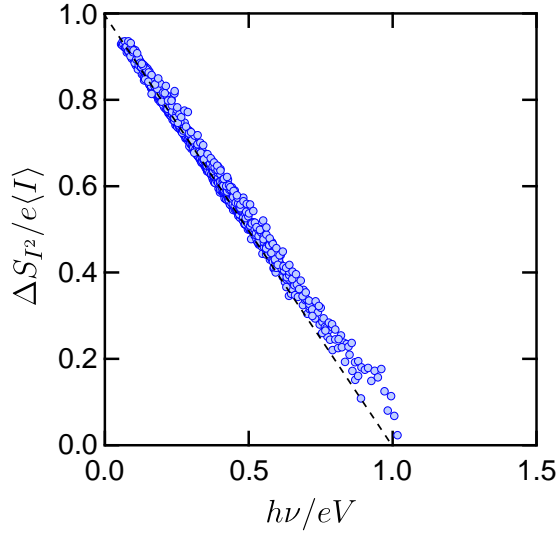


FIGURE 2.5 – Densité spectrale de bruit en excès $\Delta S_{I^2}(V, \nu) = S_{I^2}(V, \nu) - S_{I^2}(V = 0, \nu)$ mesurée dans une jonction tunnel dans le régime quantique $hf \gg k_B T$. La température est $T \sim 20$ mK et la bande passante de mesure 0.1 GHz – 8 GHz. La ligne en pointillé correspond à la densité spectrale à $T = 0$ K : $\Delta S_{I^2} = eI \left| 1 - \frac{h\nu}{eV} \right|$.

quantité dans le cas particulier $h\nu = h\nu_0 > eV, k_B T$ et montré, en parfait accord avec la théorie [Gabelli and Reulet 2008], que le bruit de grenaille répond en phase à l'excitation mais de manière non-adiabatique : $\chi_\nu(\nu) \neq dS_{I^2}/dV$ (figure 2.7).

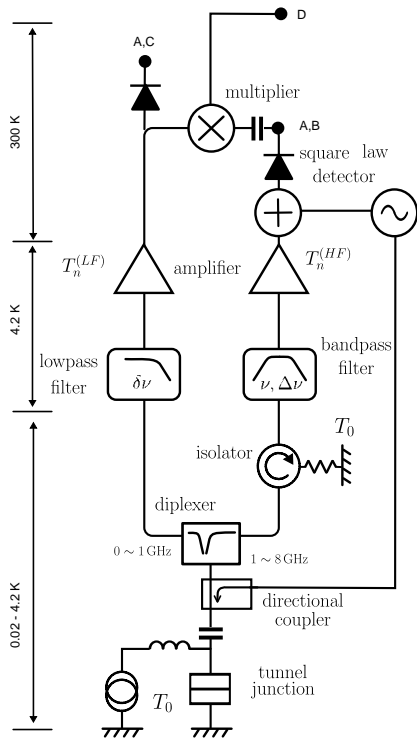


FIGURE 2.6 – Dispositif expérimental utilisé pour l'étude des fluctuations quantiques du courant électrique dans une jonction tunnel. Les mesures sont effectuées à très basse température ($T_0 \sim 20$ mK) dans le régime quantique : $\nu \sim 6$ GHz, $\Delta\nu \sim 1$ GHz, $\delta\nu \sim 0.5$ GHz. Les différentes quantités mesurées sont : A- la densité spectrale de bruit $S_P(\nu)$, B- la susceptibilité de bruit $\chi_\nu(\nu)$, C- le bruit photo-assisté à fréquence nulle $S_P^{(ph)}(0)$, D- le troisième moment $S_P^3(\nu, 0)$.

2.3.2 Troisième moment des fluctuations quantiques du courant dans une jonction tunnel dans le régime quantique

Objectif : Mesurer le troisième moment des fluctuations de courant dans le régime quantique $h\nu \gg k_B T, eV$ à l'aide d'un système de détection hyperfréquence commerciale et confronter le résultat expérimental à la théorie de la détection d'un signal quantique.

Nous avons apporté un premier élément de réponse aux questions posées par l'amplification d'un signal électronique quantique. Pour cela, nous avons mesuré, à l'aide d'un amplificateur linéaire, le troisième moment des fluctuations de courant dans une jonction tunnel dans le régime quantique : $h\nu \gg k_B T$. Nous avons mis en évidence une corrélation entre les fluctuations quantiques du vide $\{\hat{I}(\nu), \hat{I}(-\nu)\} / 2$ et les fluctuations basses fréquences du courant électrique $\hat{I}(0)$. Cela constitue un premier pas vers la caractérisation de l'état du champ de photons émis par un courant électronique quantique. Ces mesures font suite aux mesures de susceptibilité de bruit entreprises en 2007. En effet, le dispositif expérimental alors utilisé permettait, moyennant des changements mineurs, la mesure du troisième moment des fluctuations de courant. Il permettait ainsi de mettre en évidence les effets d'environnement pour la mesure des moments d'ordres supérieurs. Il avait déjà été démontré expérimentalement que le bruit émis par une jonction tunnel n'était pas gaussien et se traduisait par l'apparition du troisième moment des fluctuations de tension qui était sensible à l'environnement électromagnétique de l'échantillon [Reulet *et al.* 2003]. Le régime quantique n'avait cependant jamais été étudié alors qu'il pose une question ouverte : peut-il y avoir, comme le prédit la théorie, un troisième moment non nul dans le régime quantique alors que le bruit reste égal au

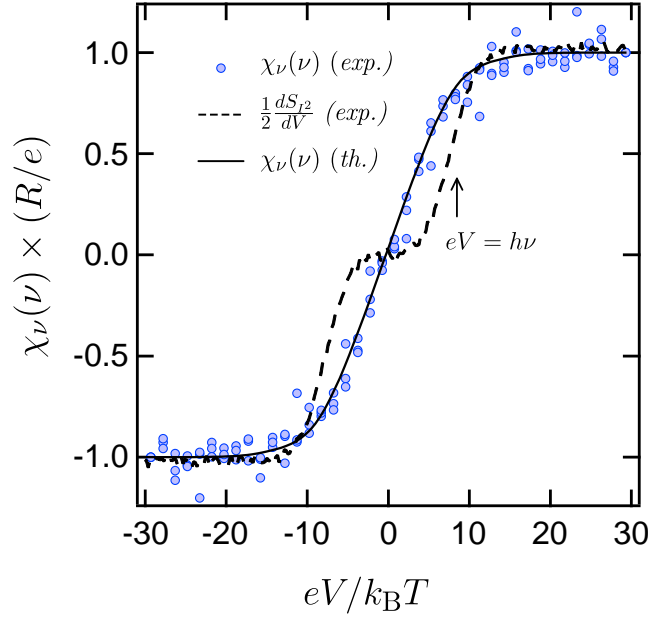


FIGURE 2.7 – Ronds bleus : susceptibilité du bruit de grenaille $\chi_\nu(\nu)$ mesurée dans une jonction tunnel dans le régime quantique : $\nu = 6.2$ GHz et $T_0 = 35$ mK. La courbe noire en trait plein représente le résultat théorique alors que la courbe en pointillé représente la réponse adiabatique mesurée dS^2/dV .

bruit à l'équilibre et qu'aucun photon n'est émis à haute fréquence? Malgré des résultats préliminaires, l'amplificateur cryogénique que nous avons utilisé n'était pas assez performant et ne permettait pas de conclure de manière certaine quant à l'existence d'un troisième moment non nul dans le régime quantique. Ayant fait l'acquisition d'amplificateurs cryogéniques ultra-bas bruit (les températures de bruit des LNA (« low noise amplifier ») cryogénique est maintenant de l'ordre de 6 K sur une bande passante allant de 1 GHz à 10 GHz) en septembre 2008, nous avons pu repenser le dispositif expérimental précédemment utilisé et l'améliorer sur différents points. Suite à ces modifications, nous avons apporté une réponse expérimentale à la question posée : un système de détection basé sur une électronique hyperfréquence conventionnelle (mesure du champ électrique) ne conduit pas aux mêmes résultats qu'un système de détection similaire basé sur un dispositif de photo-détection. Ce résultat est résumé sur la figure 2.8. Il correspond aux prédictions théoriques obtenues par la méthode de Keldysh. La différence observée entre les données expérimentales et le résultat attendu pour un système de photo-détection constitue une preuve indirecte qu'un amplificateur linéaire mesure les fluctuations quantiques du vide. En effet, la dépendance en tension du troisième moment des fluctuations dans le régime quantique suggère qu'il existe une corrélation entre les fluctuations basses fréquences du courant électrique $\hat{I}(0)$ et les fluctuations quantiques du vide à la fréquence ν : $\langle \delta I(\nu) \delta I(-\nu) \rangle$. Le troisième moment des fluctuations de courant peut alors être interprété comme le corrélateur entre les fluctuations de courant à basses fréquences $\hat{I}(0)$ et les fluctuations du nombre de photons $N(\nu) \propto \langle \hat{I}(\nu) \hat{I}(-\nu) \rangle$ émis à fréquence ν [Gabelli et al. 2013a].

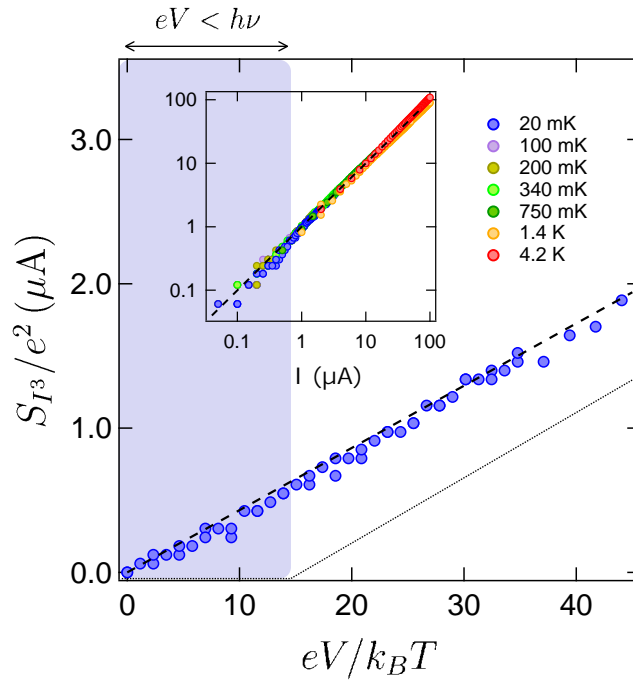


FIGURE 2.8 – Troisième cumulant des fluctuations de courant dans une jonction tunnel dans le régime quantique ($T \sim 20$ mK et $f = 6$ GHz). Les cercles bleus correspondent aux mesures effectuées avec le dispositif expérimental représenté figure 1. La ligne noire en traits tirés fait référence à une théorie utilisant l’ordonnancement de Keldysh (Fig. 2.9) alors que la ligne en pointillés fait référence au résultat attendu dans le cadre de la théorie de la photo-détection. Insert : mesures effectuées à différentes températures sans paramètre ajustable.

2.4 Contrôle du transfert de charge

2.4.1 Vers la réalisation d’une source contrôlée d’excitations électroniques élémentaires

Nous avons étudié le transfert de charge dans une jonction tunnel lorsqu’elle est polarisée sous une tension continue et alternative en utilisant le bruit quantique. Sous polarisation continue V_{dc} , la densité spectrale du bruit mesurée dans une large bande de fréquences $\Delta f = 1 \sim 10$ GHz permet de déduire la fonction de corrélation courant - courant dans le domaine temporel par transformée de Fourier. Ce corrélateur présente des oscillations prouvant que les électrons essaient de traverser la jonction régulièrement tous les temps $\tau_Q = h/eV$ (modèle de paquet d’onde de T. Martin et R. Landauer [Martin and Landauer 1992]). En utilisant une polarisation harmonique et bi-harmonique de la tension alternative, nous montrons ensuite que les excitations de quasi-particules peuvent être transférées à travers la jonction d’une manière contrôlée (voir figure 2.10). En mesurant la réduction du bruit, nous sommes en mesure de déterminer le nombre de paires électron-trou entourant les électrons injectés N_{e-h} et de démontrer que les impulsions de tension bi-harmonique réalisent une source d’électrons à la demande avec un très petit mélange de paires électron-trou. Une tension dépen-

2. CARACTÉRISATION ET CONTRÔLE DU TRANSFERT DE CHARGE DANS UN CONDUCTEUR QUANTIQUE

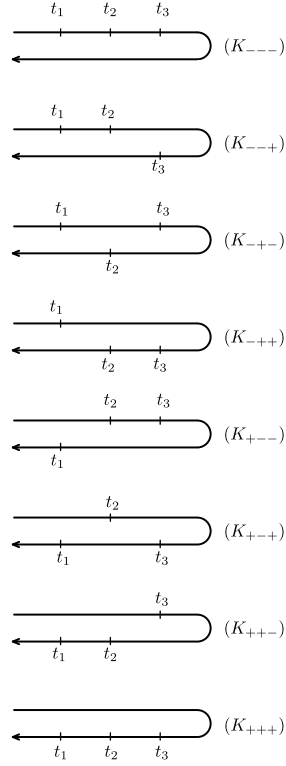


FIGURE 2.9 – Ordre temporel de Keldysh pour le corrélateur d'ordre 3. Le corrélateur mesuré à 3 temps est donné $\forall t_1, t_2, t_3$ par :

$$C_{3,\text{meas.}}(t_1, t_2, t_3) = \frac{1}{8} \left(\langle \tilde{T} [I(t_1)I(t_2)I(t_3)] \rangle + \langle \tilde{T} [I(t_1)I(t_2)] I(t_3) \rangle + \langle \tilde{T} [I(t_1)I(t_3)] I(t_2) \rangle + \langle I(t_1)T [I(t_2)I(t_3)] \rangle + \langle \tilde{T} [I(t_2)I(t_3)] I(t_1) \rangle + \langle I(t_2)T [I(t_1)I(t_3)] \rangle + \langle I(t_3)T [I(t_1)I(t_2)] \rangle + \langle T [I(t_1)I(t_2)I(t_3)] \rangle \right) \text{ et après simplification,}$$

$$C_{3,\text{meas.}}(t_1, t_2, t_3) = \frac{1}{8} \left(\langle \tilde{T} [I(t_1)I(t_2)I(t_3)] \rangle + \langle \tilde{T} [I(t_1)I(t_2)I(t_3)] \rangle + 3\langle \tilde{T} [I(t_1)I(t_2)I(t_3)] \rangle - 3\langle I(t_1) \rangle \langle I(t_2) \rangle \langle I(t_3) \rangle + 2\langle I(t_1) \rangle \langle I(t_2) \rangle \langle I(t_3) \rangle \right).$$

dant du temps $V(t) = V_{\text{dc}} + V_{\text{ac}}(t)$ est appliquée à un contact de transmission \mathcal{T} et génère des quasi-particules transmises et réfléchies. Le bruit en excès $\Delta S_V (\langle I(t)^2 \rangle_{\text{ac+dc}} - \langle I(t)^2 \rangle_{\text{dc}}) / \Delta f$ donné par la différence entre le bruit mesuré avec et sans excitation ac est mesuré avec une bande passante Δf .

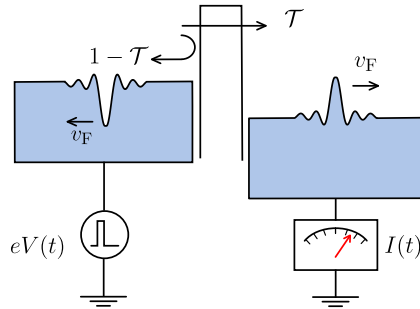


FIGURE 2.10 – Le bruit en excès donne directement accès au nombre de paires électron-trou entourant les électrons transmis : $N_{e-h} = \frac{h}{2e^2\mathcal{T}} \frac{\Delta S_V}{h\nu_0}$ où ν_0 est la fréquence de l'excitation périodique $V_{\text{ac}}(t)$.

2.4.2 Contrôle du transfert de charges dans une jonction tunnel à l'aide d'une excitation bi-harmonique

Objectif : Contrôler le passage des électrons au travers une jonction tunnel à l'aide de pulses de tension en minimisant le nuage de polarisation qui les entoure.

Le bruit de grenaille $S_{I_2}(eV_{dc}, eV_{ac}, h\nu)$ dans une jonction tunnel polarisée sous une tension V_{dc} et excitée par une onde monochromatique de fréquence ν et d'amplitude V_{ac} fait apparaître des structures à des valeurs particulières de la tension V_{dc} : $eV_{dc} = nh\nu$ avec $n \in \mathbb{N}$. Ces structures révèlent l'influence des processus photo-assistés sur la statistique du transport électronique : un électron peut traverser la barrière tunnel en émettant ou absorbant un photon d'énergie $h\nu$. Nous avons reproduit les résultats observés par R. Schoelkopf *et al.* [Schoelkopf *et al.* 1998] et exploré le régime photo-assisté sous excitation bi-harmonique, aux fréquences ν et 2ν . Nous avons montré qu'il est possible de contrôler la fonction de distribution électronique en ajustant les amplitudes V_{ac1} , V_{ac2} ainsi que la phase φ de l'excitation bi-harmonique. Nous observons alors que le bruit de grenaille ne dépend plus uniquement de l'amplitude des deux ondes sinusoïdales mais également de la forme du signal d'excitation. Ceci est dû à l'absorption/émission cohérente de photons à des fréquences différentes. Cette étude ouvre la voie à des expériences en régime pulsé. En modélant la forme de l'excitation, nous avons réussi à minimiser le bruit émis par la jonction tunnel pour des valeurs $V_{dc} \neq 0$ (figure 2.11(a)). L'excitation électronique qui en résulte est presque exclusivement composée d'électrons débarassés de leur nuage de polarisation³. En effet, il est possible de montrer que le bruit de grenaille en excès $\Delta S_{I_2} = S_{I_2}(eV_{dc}, eV_{ac}, h\nu) - S_{I_2}(eV_{dc}, eV_{ac} = 0, h\nu)$ est directement proportionnel à la quantité de paires électron-trou entourant la charge électronique transférée. En effet, pour des valeurs de V_{dc} et V_{ac} telles que $N_e = \int_0^{1/\nu} eV(t)/h dt$ soit quantifiée, le nombre moyen de charges transférées par pulse et par canal de conduction est précisément N_e et le nombre moyen de paires électron-trou est donné par $N_{e-h} = \Delta S_{I_2} / (N_e G h\nu)$ où G est la conductance de la jonction. Dans notre expérience, à polarisation $V_{dc} = 5h\nu/e$ (flèche noire sur la figure 2.11(b)), le nombre moyen d'électrons transférés par pulse est $N_e = 1300$ alors que le nombre moyen de paires électron-trou n'est que $N_{h-e} = 25$ se rapprochant ainsi d'une source d'excitations électroniques élémentaires. Ce travail a été suivi de l'étude du bruit de charge et d'énergie Battista *et al.* [2014]. Cette étude nous renseigne sur les corrélations entre les fluctuations de la puissance fournie au système et le courant de charge. Elle est à mettre en rapport avec les théorèmes de fluctuations reliant le travail effectué sur un système lors d'une transformation hors équilibre à la différence d'énergie libre entre l'état final et l'état initial de la transformation Jarzynski [1997], Crooks [1999].

Ce travail ouvre la voie au contrôle dynamique des conducteurs quantiques dans le but de créer des sources d'électron unique [Ivanov *et al.* 1997], indispensables au développement de l'optique électronique. Ce résultat a fait l'objet d'une publication dans la revue *Phys. Rev. B* en 2013 [Gabelli and Reulet 2013a].

2.4.3 Caractérisation des corrélations quantiques du courant dans une jonction tunnel

Objectif : Mesurer la fonction de corrélation des fluctuations de courant dans une jonction tunnel sur une échelle de temps comparable au temps de transfert de charge $\tau = h/eV$.

3. Ces états ont été caractérisés par L. Levitov et sont *stricto sensu* créés par des pulses Lorentziens, L.S. Levitov, H.W. Lee and G.B. Lesovik [Levitov *et al.* 1996].

2. CARACTÉRISATION ET CONTRÔLE DU TRANSFERT DE CHARGE DANS UN CONDUCTEUR QUANTIQUE

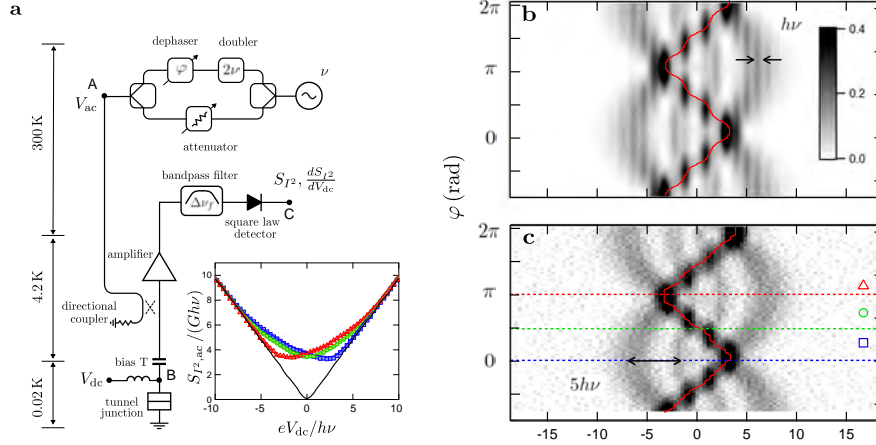


FIGURE 2.11 – **a**- Dispositif expérimental. *Insert* : Bruit photo-assisté bi-harmonique S_{I_2} pour différentes valeurs de la phase $\varphi = 0$ (bleu), $\varphi = \pi/2$ (vert) et $\varphi = \pi$ (rouge). **b,c**- Niveau de gris de la dérivée seconde du bruit photo-assisté bi-harmonique $\partial^2 S_{I_2}^{(ph)} / \partial V_{dc}^2$ théorique (**b**-) et expérimental (**c**-) en fonction de la tension de polarisation V_{dc} et du déphasage φ entre les deux harmoniques. Les courbes rouges correspondent au minimum du bruit photo-assisté $\partial S_{I_2}^{(ph)} / \partial V_{dc} = 0$. (**c**) Bruit photo-assisté bi-harmonique en excès $\Delta S_{I_2} / Gh\nu = (S_{I_2}^{(ph)} - S_{I_2}) / Gh\nu$. Carrés bleus, ronds verts, triangles rouges : données expérimentales obtenues pour $eV_{ac1} = 5.4 h\nu$, $eV_{ac2} = 2.7 h\nu$ et $\varphi = 0, \pi/2, \pi$. A $eV_{dc} = 5h\nu$ et $\varphi = \pi$, le bruit en excès est nul ($\Delta S_{I_2} = 0$) et $N_e \simeq 1300$ électrons/pulse sont transférés en moyenne alors que seules $N_{e-h} \simeq 25$ paires électrons-trous les accompagnent.

Nous avons montré dans la section précédente qu'il est possible de contrôler le transfert de charges élémentaires dans un conducteur à l'aide de pulses en tension d'amplitude V et de largeur temporelle τ à condition de respecter une relation de quantification indépendante du conducteur : $eV\tau/h = n$ avec n entier. Ce lien fondamental entre la tension et la largeur temporelle n'est qu'une conséquence des corrélations quantiques induites par la statistique de Fermi-Dirac dans les électrodes du conducteur. Ces corrélations ont été prédites il y a plus d'une vingtaine d'années par T. Martin *et al.* [Martin and Landauer 1992] en montrant que le principe d'exclusion de Pauli impose, même dans le cas d'une polarisation à tension constante V , aux électrons d'être émis à intervalles de temps réguliers $\tau = h/eV$. Bien que plusieurs expériences aient mis indirectement en évidence ces corrélations, aucune étude n'a jamais répondu à la question de l'effet de la température et de la tension sur la cohérence et les corrélations du courant émis entre deux contacts métalliques. En mesurant la densité spectrale des fluctuations de courant $S_{I_2}(f, T, V)$ sur une très large bande de fréquences (0.3 – 13 GHz) (Fig. 2.13(a)), nous avons été capables de reconstruire la fonction de corrélation des fluctuations de courants émis par une jonction tunnel à très basse température ($T = 35$ mK). En raison des fluctuations de point zéro auxquelles notre système de détection est sensible, nous avons du redéfinir la fonction de corrélation comme la transformée de Fourier du bruit thermique en excès $\Delta C(t, T, V) = \int (S_{I_2}(f, T, V) - S_{I_2}(f, T = 0, V)) e^{-2\pi if} df$. Des données expérimentales ainsi que leurs ajustements théoriques sont présentés sur

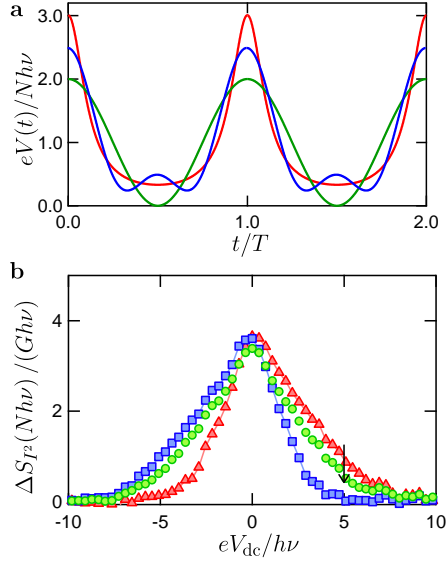


FIGURE 2.12 – (a) Dispositif expérimental. *Insert* : Bruit photo-assisté bi-harmonique S_{P2} . (b) Comparaison des signaux harmoniques et bi-harmoniques avec un train de pulses lorentziens optimaux. (c) Bruit photo-assisté bi-harmonique en excès $\Delta S_{P2}/G\hbar v$. Cette quantité donne directement accès à la proportion de paires électron-trou entourant l'excitation électronique : N_{e-h}/N_e . Carrés bleus, ronds verts, triangles rouges : données expérimentales obtenues pour $eV_{ac1} = 5.4\hbar v$, $eV_{ac2} = 2.7\hbar v$ et $\varphi = 0, \pi/2, \pi$. A $eV_{dc} = 5\hbar v$ et $\varphi = \pi$, le bruit en excès est nul ($\Delta S_{P2} = 0$) et $N_e \simeq 1300$ électrons/pulses sont transférés en moyenne alors que seules $N_{e-h} \simeq 25$ paires électrons-trous les accompagnent.

la figure 2.13(b). Elles sont décrites par le produit d'une fonction de corrélation à l'équilibre $\Delta C_{eq}(t, T)$ et d'une fonction oscillante de période $\tau = h/eV$:

$$\Delta C_{eq}(t, T, V) = \Delta C_{eq}(t, T) \cos\left(\frac{eVt}{\hbar}\right), \quad (2.13)$$

$\Delta C_{eq}(t, 0)$ correspond au « jitter » associé aux fluctuations de point zéro. Le contact métallique polarisé en tension se comporte donc comme une source émettant des électrons à intervalles de temps réguliers $\tau = h/eV$ et dont la cohérence est gouvernée par les fluctuations thermiques. On observe une cohérence temporelle $\hbar/k_B T \sim 100$ ps à $T = 35$ mK.

Ce travail, réalisé en collaboration avec l'équipe de Bertrand Reulet de l'Université de Sherbrooke, met en évidence la largeur temporelle $\tau = h/eV$ de la fonction d'onde électronique dans un conducteur quantique polarisé sous une tension V . Il ouvre la voie à l'étude des temps caractéristiques du transport électronique quantique qui, pour des systèmes plus complexes, pourraient être associés à des degrés de liberté internes ou aux interactions. Ce résultat a fait l'objet d'une publication dans la revue *Phy. Rev. Letter* en 2015 [Thibault et al. 2015a, Gabelli et al. 2017].

2.4.4 Description de la fonction d'onde à N corps des excitations électroniques générées par un pulse de tension appliqué à un contact quantique

Objectifs : Donner l'expression théorique de cette fonction d'onde en terme d'excitations électroniques élémentaires et de paires électron-trou. Sonder la dépendance temporelle du paquet d'onde électronique à l'aide d'une expérience analogue à

2. CARACTÉRISATION ET CONTRÔLE DU TRANSFERT DE CHARGE DANS UN CONDUCTEUR QUANTIQUE

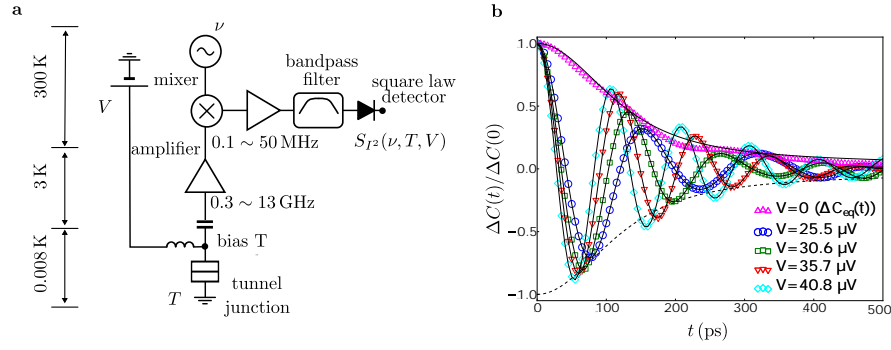


FIGURE 2.13 – (a) Dispositif expérimental. (b) Fonction de corrélation courant-courant normalisée mesurée à $T = 35\text{ mK}$ pour différentes tensions de polarisation. Les courbes en traits pleins correspondent aux ajustements théoriques.

celle de Hong-Ou-Mandel réalisée sur une simple jonction tunnel sous excitation harmonique.

Le travail expérimental précédent a permis de mettre en évidence la largeur temporelle de la fonction d'onde électronique des électrons émis par un contact polarisé par une tension continue. Bien que le travail théorique de Martin et *al.* ait mis en évidence cette largeur temporelle, celui-ci ne traite que le cas d'un conducteur en régime stationnaire continu. Le cas d'un conducteur soumis à des pulses de tension $V(t)$ est beaucoup plus délicat et fait intervenir des excitations de type électron-trou qui ne peuvent être décrites que par une fonction d'onde à N corps. La détermination de cette fonction d'onde est un enjeu majeur pour la caractérisation des sources d'électron unique décrites dans la section . En s'intéressant à la manière de caractériser expérimentalement l'état électronique généré par des pulses de tension, nous avons réussi à décrire la fonction d'onde de ces excitations :

$$|\psi\rangle = \hat{C}^\dagger \prod_k \left(\sqrt{1-p_k} + i\sqrt{p_k} \hat{A}_k^\dagger \hat{B}_k \right) |0\rangle \quad (2.14)$$

où \hat{C}^\dagger est l'opérateur de création d'un électron unique, \hat{A}_k^\dagger et \hat{B}_k les opérateurs de création d'un électron et d'un trou à partir d'une paire électron-trou et p_k la probabilité de créer une paire électron-trou lorsqu'un pulse $V(t)$ est appliqué au conducteur. Comme nous l'avons déjà mentionné, lors d'une excitation par un pulse Lorentzien, $p_k = 0$: seules des excitations électroniques sont générées. Ce travail théorique nous a permis de réinterpréter des données expérimentales de bruit photo-assisté sur une jonction tunnel en terme d'expérience de type Hong-Ou-Mandel. En effet, une jonction tunnel polarisée sous une tension $V_{\text{dc}} + V_{\text{ac}} \cos \omega t$ est équivalente à un contact quantique auquel on applique sur l'électrode de gauche des pulses $V_{\text{dc,L}} + V_{\text{ac,L}} \cos \omega t$ générant des excitations électroniques (Fig. 2.14(a,d), $V_{\text{ac,L}} \ll V_{\text{dc,L}}$) et sur l'électrode de droite des pulses $V_{\text{ac,R}} \cos [\omega(t - \tau)]$ générant des excitations électron-trou. On a ainsi pu mettre en évidence, pour des faibles valeurs de $V_{\text{ac,L}}$, des excitations de type quasi-électronique (très peu contaminées par les excitations de type électron-trou) en mesurant le recouvrement $C(\tau)$ des paquets d'onde électronique et en le comparant aux prédictions théoriques (Fig. 2.14-

e,f). Ce travail a est cité dans un *pre-print* remarquable Yin [2018] qui constituera probablement un excellent article de revue.

Ce travail, réalisé en collaboration avec Mihajlo Vanevic de l'Université de Belgrade, a permis de mettre en lumière les liens existant entre mesure de bruit et caractérisation de la fonction d'onde électronique générée par un pulse en tension. Ce résultat a fait l'objet d'une publication dans la revue *Physical Review B* en 2016.

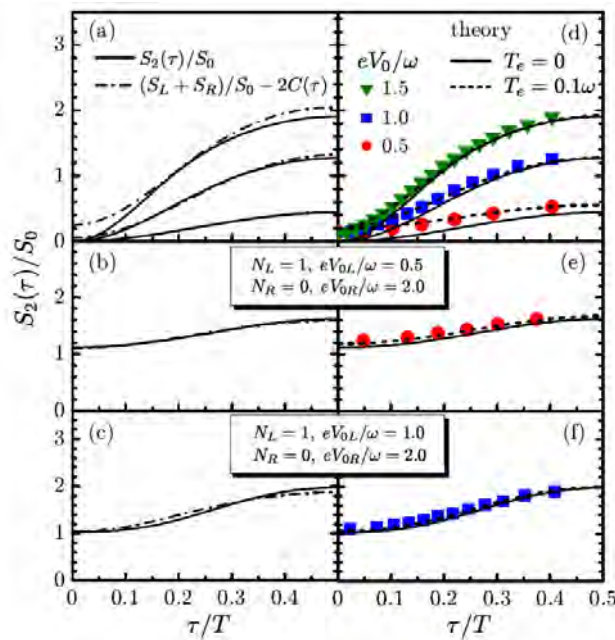


FIGURE 2.14 – Expérience de type *Hong-Ou-Mandel*. Densité spectrale de bruit S_2 mesurée en fonction du délai τ entre les deux signaux harmoniques imposés aux électrodes de gauche et de droite. (a,b,c) : comparaison entre S_2 et $C(\tau)$ pour différentes polarisations. (d,e,f) : comparaison entre théorie et expérience. On remarque que les pulses harmoniques sont une bonne approximation des pulses lorentziens optimaux pour de faibles valeurs de modulation $V_{ac} \ll V_{dc}$.

2.4.5 Etude théorique de la caractéristique courant-tension d'une jonction tunnel irradiée par un état quantique du champ de photons

Objectif : Décrire la caractéristique courant-tension d'une jonction tunnel connectée à un résonateur micro-onde excité par un état comprimé ou un état de Fock du champ électromagnétique.

Nous avons montré précédemment que le contrôle dynamique du transport électronique quantique permet maintenant de créer des états se rapprochant d'une excitation électronique unique au-dessus de la mer de Fermi. La technique expérimentale consiste à utiliser un champ électromagnétique (des pulses classiques de

2. CARACTÉRISATION ET CONTRÔLE DU TRANSFERT DE CHARGE DANS UN CONDUCTEUR QUANTIQUE

tension bien choisies) pour créer des états quantiques électroniques au-dessus de la mer de Fermi. Ces résultats montrent le couplage qui existe entre un conducteur quantique et son environnement électromagnétique. Le phénomène de blocage de Coulomb dynamique (DCB en anglais) en est une manifestation : la caractéristique courant-tension $I(V)$ d'une simple jonction tunnel, linéaire en présence d'un environnement faiblement impédant ($|Z_{env}| \ll h/e^2$), présente de fortes non-linéarités. Dans le cas d'un résonateur de fréquence f_0 , ces non-linéarités apparaissent aux tensions $V = nhf_0/e$. Cet effet s'explique par un effet tunnel inélastique accompagné d'une émission de photons dans le mode f_0 du résonateur. La théorie permettant de décrire le DCB est généralement appelée « théorie $P(E)$ » où $P(E)$ est la probabilité qu'un électron transmis excite un mode de l'environnement à l'énergie E . Le résonateur est généralement supposé à l'équilibre thermique. Que se passe-t-il s'il est hors de l'équilibre et plus particulièrement si le résonateur est peuplé par un état quantique du champ électromagnétique ? Une simple mesure de $I(V)$ pourrait-elle nous renseigner sur la nature quantique du champ préparé dans le résonateur ? Pour répondre à cette question, nous avons généralisé la théorie $P(E)$ pour un résonateur peuplé par un état comprimé ou un état de Fock du champ électromagnétique. La figure 2.15 montre la conductance différentielle $G = dI/dV$ dans le cas d'un état de Fock $N = 2$. On remarque la signature d'un état non-classique par le caractère non monotone de G .

Ce travail théorique, réalisé en collaboration avec Pascal Simon du Laboratoire de Physique des Solides et Aashish Clerk de l'Université McGill de Montréal, propose une simple mesure de conductance pour la détection d'états non-classiques du champ électromagnétique micro-onde. Ce résultat a fait l'objet d'une publication dans la revue *Nature Communication* en 2014 [Souquet et al. 2014].

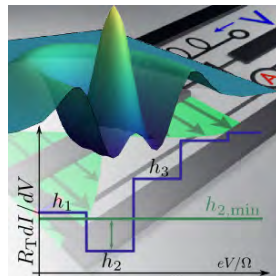


FIGURE 2.15 – Vue d'artiste représentant la conductance différentielle d'une jonction tunnel insérée dans un résonateur micro-onde peuplé par un état de Fock $N = 2$ dont la fonction de Wigner est représentée à 3 dimensions. Figure extraite d'un « fait marquant » du Labex Palm.

Maîtrisant les techniques de mesures des fluctuations du courant dans le régime quantique, je m'intéresse maintenant aux fluctuations du courant dans des systèmes plus complexes afin de répondre à des questions variées allant de l'étude du phénomène d'avalanche dans des jonctions semi-conductrices à celle du glissement d'une onde de densité de charge dans le bronze bleu.

2.4.6 Comptage de charges dans une diode à avalanche

Objectif : Etudier le mécanisme d'avalanche dans une jonction PN - Montrer qu'une étude fine des fluctuations de courant permet de remonter aux mécanismes du

transport électrique.

Une diode à avalanche est une diode Zener conçue pour générer des fluctuations importantes du courant électrique. Ces fluctuations apparaissent au-delà de la tension Zener suite à un processus de multiplication de charges dû à la création spontanée de paires électron-trou. Le phénomène d'avalanche est réalisé grâce à la présence d'un champ électrique important dans la jonction PN. Ces composants commerciaux sont utilisés comme photo-détecteurs mais également comme générateurs de bruit gaussien. Nous avons dans un premier temps montré que le bruit généré n'est en réalité pas gaussien. En effet, en raison de la brisure de symétrie introduite par le courant de polarisation de la diode, les fluctuations de courant possèdent un troisième moment non nul preuve de leur caractère non gaussien. Il devenait alors intéressant de mesurer les moments d'ordres supérieurs et de prouver que leur mesure permet de « décortiquer » le mécanisme d'avalanche à l'origine des fortes fluctuations de courant créées par ce type de composant. Ce mécanisme a largement été étudié dans le régime « sous critique » [McIntyre and J. 1972], c'est-à-dire lorsque la diode n'est pas passante et que l'avalanche est initiée par un évènement unique (par exemple un photon dans un photo-détecteur), mais n'a que partiellement été étudié dans le régime permanent, lorsque la diode est parcourue par un courant moyen $\langle I \rangle$ non nul. La technique de mesure que nous avons développée, basée sur la numérisation et le traitement du signal, a permis de remonter jusqu'au sixième cumulant (C_2, C_3, \dots, C_6) des fluctuations de courant. Grâce à des lois de puissances particulières (figure 2.16) reliant les facteurs de Fano $F_n \equiv C_n / (e^{n-1} \langle I \rangle)$ entre eux, nous avons alors relié le comportement des différents moments à la distribution de probabilité du processus multiplicatif intervenant dans un phénomène d'avalanche. Le bruit important créé par les diodes à avalanche a ici permis de montrer la pertinence des mesures de comptage de charges par numérisation du signal et leur utilité pour une compréhension plus profonde des mécanismes de transport électronique. L'ensemble de ces résultats fait l'objet d'un article publié dans la revue *Phys. Rev. B* en 2009 [Gabelli and Reulet 2009a].

Par ailleurs, ces diodes à avalanche ont permis de mettre en évidence une idée que nous avons développée dans l'article [Gabelli and Reulet 2008]. En effet, nous avons pu réinterpréter le blocage de Coulomb dynamique (correction de la résistance dc par l'environnement électromagnétique) en terme de modulation du bruit par lui-même. Cette correction s'exprime alors en terme de susceptibilité de bruit et tout conducteur dont le bruit dépend du courant moyen qui le traverse voit sa résistance changer en fonction de son environnement électrocinétique. Les diodes à avalanche vérifient cette propriété. Nous avons ainsi effectué des mesures de conductance sur des diodes à avalanche en présence d'un environnement contrôlé et montré que celles-ci en dépendaient comme prévu.

2.4.7 Fluctuations de courant associées au glissement d'une onde de densité de charge

Objectif : Etudier le mécanisme de dépiégeage de l'onde de densité de charge dans $K_{0.3}MoO_3$ sous la température de Peierls ($T_c = 180$ K) à l'aide des mesures de fluctuations du courant électrique - Comparer in situ les mesures de transport électrique aux mesures de diffraction de rayon X.

L'étude des fluctuations de courant dans les diodes à avalanche a montré l'uti-

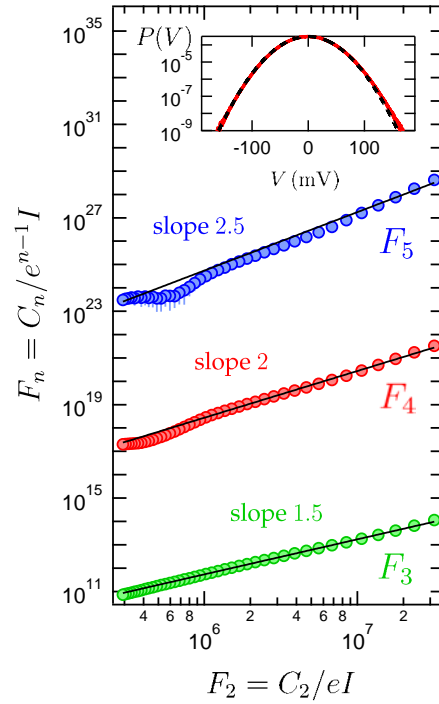


FIGURE 2.16 – Facteurs de Fano $F_n = C_n / (e^{n-1} I)$ des cinq premiers cumulants de la distribution des fluctuations de courant en fonction du second facteur de Fano $F_2 = C_2 / (eI)$ en échelle logarithmique. Les lois de puissances demi-entières observées sont compatibles avec un processus d'avalanche caractérisé par une loi de distribution $P(m) \sim 1/m^\tau$ avec $\tau = 1,87$. Insert : Distribution de probabilité des fluctuations de tension mesurées aux bornes de la diode (points rouges). La ligne noire en pointillés correspond à un ajustement gaussien.

lité des mesures de cumulants d'ordres élevés pour une meilleure compréhension des mécanismes de transport électronique. Nous avons alors entrepris, avec David Le Bolloc'h (LPS, UMR 8502, Université Paris Sud), une collaboration pour l'étude du glissement des ondes de densité de charge (ODC) dans les bronzes bleus. Nous avons effectué une série de mesures des trois premiers cumulants des fluctuations de courant associées au glissement de l'onde et observé différents régimes au-delà du champ seuil ($I > I_c = 100 \mu A$). La qualité des échantillons est telle que l'on observe le glissement de l'onde de densité de charge par une simple mesure de résistance qui présente une discontinuité en $I = I_c$ (insert de la figure 2.17-a). Le glissement entraîne également l'apparition de fluctuations de courants caractérisées par leurs premiers moments ΔI^2 et ΔI^3 (figure 2.17-a). Le glissement de l'onde de densité de charge à une vitesse $v_g(I) \propto V$ fait également apparaître des fluctuations de courant à des fréquences multiples de la fréquence du fondamentale $f_0 = \lambda_F v_g / 2$ (Fig. 2.17-b). Contrairement au cas des diodes à avalanche traitées précédemment, l'interprétation de ces premiers moments est rendue délicate par la dépendance en fréquence de la densité spectrale des fluctuations. Celle-ci a été mesurée à l'aide d'un analyseur de spectre (figure 2.17-b) et fait apparaître des composantes spectrales liées à l'oscillation de l'ODC sur le réseau [Fleming and Grimes 1979]. Nous avons également effectué des mesures de bi-spectre $S_3(\nu_1, \nu_2) = \langle \Delta I(\nu_1) \Delta I(\nu_2) \Delta I(-\nu_1 - \nu_2) \rangle$ afin d'observer des corrélations entre des composantes spectrales du courant à des fréquences différentes. Cependant, le but principal de ce projet est de comparer les mesures électriques sondant directement l'ODC avec les mesures de diffraction de rayons X sondant la structure du réseau. En effet, l'équipe de David Le Bolloc'h a observé, à l'aide de mesures de diffraction de rayons X, que la modulation de la densité électronique présente, lors du glissement de l'ODC, une sur-modulation de longueur d'onde 10^3 fois plus grande que la période de l'ODC ($\lambda_{ODC} = \pi / k_F \sim 10 \text{ \AA}$) [Jacques

et al. 2012]. Des mesures de fluctuations *in situ* ont été effectuées en mars 2011 au synchrotron Soleil mais l'environnement électromagnétique du diffractomètre a rendu les mesures électriques bas bruit impossibles. Nous avons donc apporté, avec Edouard Pinsolle, des modifications au câblage électrique du cryostat pour permettre une nouvelle campagne de mesures. Les mesures consisteront dans un premier temps à comparer indépendamment les mesures électriques et les clichés de diffraction avant de corrélérer l'intensité du pic de diffraction avec les fluctuations du courant électrique lors du glissement de l'ODC. On pourra ainsi comparer la dynamique du réseau avec celle de l'ODC.

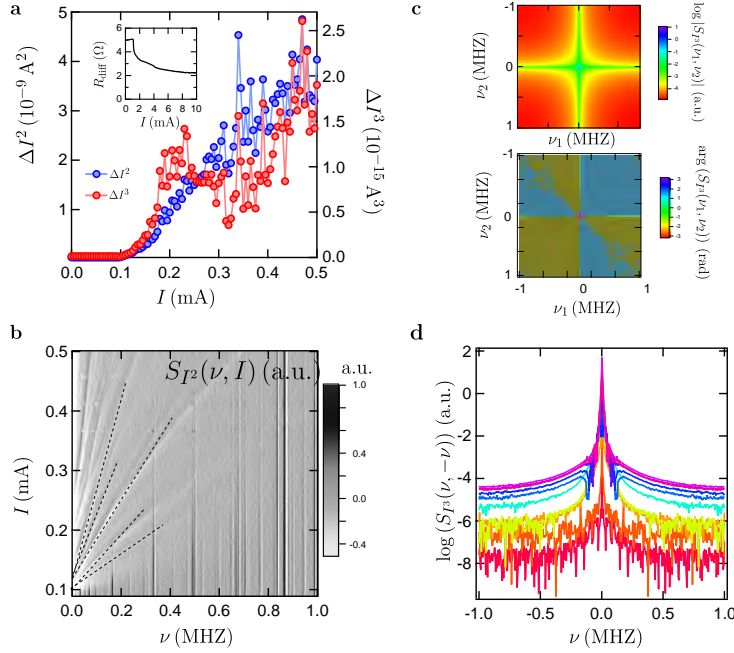


FIGURE 2.17 – a- Mesure des deuxième ΔI^2 et troisième ΔI^3 moments des fluctuations de courant dans le bronze bleu dans la bande passante de mesure $\Delta\nu = 1$ MHz. Insert : Résistance différentielle de l'échantillon. b- Graphique en échelle de gris de la densité spectrale de bruit S_{I^2} pour différentes valeurs du courant traversant l'échantillon de bronze bleu $K_{0.3}MoO_3$ dans la phase d'onde de densité de charge à $T = 77$ K. On observe des composantes spectrales à $\nu_p = p \frac{k_F}{\pi} \frac{j_e}{n_e e}$ où k_F est le vecteur d'onde de Fermi, j_e est la densité de courant et n_e la densité électronique.

2.5 Perspectives – Ingénierie de la fonction de distribution

En utilisant l'idée développée lors de la minimisation des fluctuations de courant par une excitation bi-harmonique (voir section 2.4.4), nous envisageons de contrôler dynamiquement des distributions électroniques hors de l'équilibre. Il serait ainsi possible de simuler des « trempe » thermiques sur des temps caractéristiques de l'ordre de la nanoseconde.

Nous avons montré dans la référence [Gabelli and Reulet 2013b] que la dérivée des fluctuations de courant $S_{I^2}(eV_{dc}, h\Delta f)$ à fréquence Δf et température électronique T_e suffisamment basse donne accès à la fonction de la distribution électronique

2. CARACTÉRISATION ET CONTRÔLE DU TRANSFERT DE CHARGE DANS UN CONDUCTEUR QUANTIQUE

autour de l'énergie de Fermi ε_F :

$$\tilde{f}(\varepsilon_F + \xi) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{G} \frac{\partial S_{I^2}}{\partial (eV_{dc})} \right)_{\xi=eV_{dc}} \quad (2.15)$$

pour des énergies supérieures à $\xi > h\Delta f, k_B T$. Il est alors envisageable de photo-assister la jonction à l'aide d'un signal aléatoire dépendant du temps $V(t) = V_{dc} + \delta V_{\text{noise}}(t)$ caractérisé par une densité spectrale $\delta \mathcal{V}_{\text{noise}[\omega]}$ pour ingénierer la fonction de distributions hors de l'équilibre $\tilde{f}(\varepsilon)$. Il serait alors envisageable d'effectuer des »trempes« du gaz d'électron sur des échelles de temps de l'ordre des temps de relaxation electron-phonon (quelque centaines de μs). Cela nécessite » simplement » l'utilisation d'un générateur d'onde arbitraire (AWG) possédant une vitesse d'échantillonnage suffisante (40 GS.s^{-1}) et d'effectuer le calcul numérique donnant le lien entre $\delta \mathcal{V}_{\text{noise}[\omega]}$ et $\tilde{f}(\varepsilon)$.

Statistique de comptage de photons émis par un conducteur quantique

L'objectif était de poursuivre des recherches sur l'étude des fluctuations quantiques du courant dans les conducteurs et à l'adapter au domaine de fréquence optique. Cela permettrait de tirer parti de l'existence de photo-détecteurs de photon unique inexistant dans le domaine micro-onde (photodiodes à avalanche et photomultiplicateurs) et d'accéder à des quantités non mesurables en optique micro-onde (mesure de fonction de corrélation d'ordre 4). La différence entre ces deux systèmes de détection permettrait également de répondre à des questions fondamentales relatives à la théorie de la mesure en mécanique quantique : « obtient-on le même résultat avec des systèmes de détection électronique ou optique pour la mesure de la même quantité ? » Est-on sensible aux fluctuations du vide avec un système de détection électronique quand un photo-détecteur ne peut pas les détecter ? Quel est le lien entre la statistique de comptage de photons et celle de comptage de charge ?

Ce travail s'inscrit dans un projet à plus long terme ayant pour objectif de montrer que les conducteurs quantiques sont de bons candidats pour la réalisation de sources en optique quantique photonique ou plasmonique. En effet, l'électrodynamique de ces systèmes est pilotée par le transport électronique : les fluctuations du courant électrique au sein du conducteur entraînent une émission de photons. Un exemple simple du lien qui existe entre la dynamique des électrons d'un conducteur et les photons qu'il génère est donné par l'émission radiofréquence d'une antenne métallique parcourue par un courant alternatif. Le problème devient plus intéressant lorsque les photons émis résultent de la dynamique électronique propre au conducteur et plus particulièrement lorsque cette dynamique est d'origine quantique. Dans les conducteurs quantiques, cette dynamique peut être reliée au principe d'exclusion de Pauli, aux interactions coulombiennes ou encore à la cohérence de phase des ondes électroniques. L'approche expérimentale qui permet d'étudier ce couplage consiste à observer les photons émis par un conducteur donné. Comme je l'ai déjà mentionné précédemment, les fréquences associées aux énergies caractéristiques du transport quantique appartiennent au domaine micro-onde. Cependant, le transport électronique couplé à la plasmonique, rend le domaine optique également accessible. Ainsi, une question relative à la théorie de la détection quantique se pose, indépendamment de la nature du couplage entre le courant et le champ électromagnétique : *une mesure électronique micro-onde est-elle équivalente à une mesure de photo-détection ?* Au cours des huit dernières années, j'ai apporté des éléments de réponse à cette question en étudiant les fluctuations micro-onde du courant électrique dans une jonction tunnel. La mesure du troisième cumulants des

fluctuations de courant dans le régime quantique $h\nu \gg k_B T$ a permis de valider une prédiction théorique. Bien que conceptuellement équivalentes, les mesures électriques dans le domaine micro-onde donnent directement accès à l'amplitude du champ électrique alors que les mesures dans le domaine optique correspondent à un comptage de photons. Par ailleurs, si le couplage entre le conducteur et son environnement micro-onde est bien contrôlé, le problème devient plus compliqué dans le domaine optique car l'émission de photons *via* les fluctuations de courant fait intervenir des excitations plasmoniques. Nous nous sommes alors intéressés à l'émission de lumière infrarouge par une jonction tunnel.

Il a été nécessaire de se familiariser avec les mesures optiques et le domaine de la plasmonique indispensables pour aborder l'émission de photons optiques par des conducteurs métalliques. Il a également été nécessaire de développer de nouveaux échantillons capables d'émettre des photons optiques d'énergie 10^5 fois plus élevée que les photons microonde et donc de polariser des conducteurs mésoscopiques sous une tension de l'ordre de quelques volts. Avant de répondre à la question de la mesure en mécanique quantique, nous avons dû comprendre le processus d'émission de photons par une jonction tunnel dans des gammes d'énergie de l'ordre de l'électron volt. Les fortes non-linéarités des jonctions dans cette gamme d'énergie (dépendance de la transmission en fonction de l'énergie) ne permettaient plus d'utiliser les résultats utilisés dans le régime micro-onde (théorème fluctuation-dissipation). Nous avons alors dû adapter la théorie de la diffusion de Landauer-Büttiker pour expliciter la dépendance en tension du flux de photons émis. Nos mesures ont alors permis d'estimer directement, pour la première fois, le temps de traversée tunnel qui est de l'ordre de la femto-seconde. Cette expérience ouvre la voie à la réalisation de circuits plasmoniques contrôlés électriquement et permettra dans un futur proche de répondre aux questions relatives à la mesure en mécanique quantique. Il sera alors possible de « transférer » les corrélations quantiques du courant traversant un conducteur aux photons qu'il émet, ce qui nous amène à parler d'optique quantique micro-onde.

3.1 Lien entre statistique du comptage de charges et statistique du comptage de photons

3.1.1 Rayonnement thermique

Nous allons aborder ce problème en développant une idée utilisée par J. Nyquist en 1928 pour décrire les fluctuations thermiques du courant électrique dans une résistance. L'idée consiste à considérer une résistance R à l'équilibre thermodynamique avec le champ électromagnétique dans une ligne de transmission d'impédance caractéristique $Z_c = R$ (Fig 3.1-a).

On note $\phi_>(v)$ la puissance radiative spectrale émise par la résistance de gauche et absorbée par la résistance de droite. On identifie la puissance radiative $\phi_>(v)$ avec la puissance électrique dissipée par la résistance de gauche $\frac{R}{4} S_{I^2}(v) \Delta v$ (Fig 3.1-b). En explicitant le lien entre le vecteur de Poynting et la densité spectrale linéique $u_\nu = N_\nu h\nu f_{B,E}(h\nu)$ d'énergie électromagnétique, $\phi_>(v) = \frac{\epsilon}{2} u_\nu$, on en déduit la densité spectrale du bruit en courant (les fréquences sont ici algébriques) :

$$S_{I^2}(v) = \frac{2h\nu}{R} f_{B,E}(h\nu) \underset{k_B T \gg h\nu}{\sim} \frac{4k_B T}{R}. \quad (3.1)$$

$N_\nu = 1/hc$ est la densité d'état linéique des modes EM dans le câble et $f_{B,E}(h\nu) = 1 / [\exp(\epsilon/k_B T) - 1]$ la distribution de Bose Einstein. Il est à noter que H. Ny-

3.1. Lien entre statistique du comptage de charges et statistique du comptage de photons

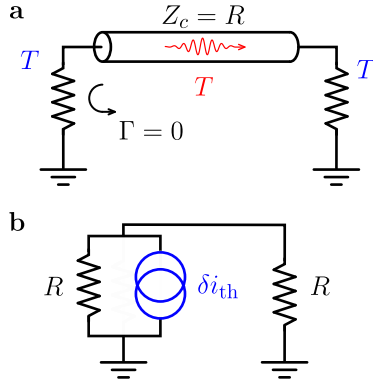


FIGURE 3.1 – a- Les résistances en bout de ligne sont par définition des corps noirs (coefficient de réflexion identiquement nul : $\Gamma = (R - Z_c)/(R + Z_c) = 0$). b- Circuit électrocinétique équivalent où δi_{th} modélise les fluctuations thermique du courant dans la résistance R à température T .

quist a pu expliquer le résultat expérimental de J. Johnson [Johnson 1928] dans la limite classique, en utilisant le résultat de Planck [Planck 1900] sur l'émission du corps noir, mais avait déjà trouver l'expression quantique du théorème fluctuatio-dissipation de Callen & Walton [Callen and Welton 1951] aux fluctuations du vide près : $S_{I^2}(\nu) = \frac{2h\nu}{R} \left[\coth\left(\frac{h\nu}{2k_B T}\right) - 1 \right]$. Nous avons ainsi exprimé les fluctuations thermiques du courant électrique en fonction du nombre moyen de photons thermiques $S_{I^2}(\nu) = \frac{2h\nu}{R} \langle n \rangle$. Il est alors naturel de relier la distribution des fluctuations de courant $P(i)$ à la statistique thermique de photon $P(n) = \frac{\langle n \rangle^n}{(\langle n \rangle + 1)^{n+1}}$. $P(n)$ met en évidence la statistique quantique des photons à faible nombre de photons et faible nombre de modes N_{modes} . Ce résultat a été démontré dès 1909 par A. Einstein [Einstein 1969] en calculant la variance de l'énergie $\langle \Delta E^2 \rangle = k_B T \frac{\partial E}{\partial T} = (h\nu)^2 \left[\frac{E}{h\nu} + \frac{1}{N_{modes}} \left(\frac{E}{h\nu} \right)^2 \right]$. *Observe-t-on une signature quantique pour la distribution du courant électrique ?*

3.1.2 Distribution thermique des fluctuations de courant

On cherche l'état du champ EM généré par un courant classique $i(t) = i_0 \cos(2\pi\nu t)$. On doit adopter une description quantique du champ EM pour décrire la distribution du champ de photon $P(n)$ avec $n \in \mathbb{N}$. Le câble coaxial est décrit par une ligne de transmission d'impédance caractéristique $Z_c = \sqrt{\mathcal{L}/\mathcal{C}}$ où \mathcal{L} et \mathcal{C} sont respectivement l'inductance et la capacité linéique de la ligne. Les opérateurs phase $\hat{\phi}(x, t)$ et charge $\hat{q}(x, t)$ de long le la ligne sont alors conjugués $[\hat{q}, \hat{\phi}] = i\hbar$ et permettent de décrire courant et tension :

$$\hat{\phi}(x, t) = \sqrt{\frac{\hbar Z_c}{2}} \int \frac{d\omega}{\sqrt{\omega}} \left(\hat{a}(\omega) e^{-i\omega t + kx} + \hat{a}^\dagger(\omega) e^{-i\omega t - kx} \right), \quad (3.2a)$$

$$\hat{q}(x, t) = \sqrt{\frac{\hbar}{2Z_c}} \int \frac{d\omega}{i\sqrt{\omega}} \left(\hat{a}(\omega) e^{-i\omega t + kx} - \hat{a}^\dagger(\omega) e^{-i\omega t - kx} \right), \quad (3.2b)$$

$$\hat{I}(x, t) = \frac{1}{\mathcal{L}} \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial x}, \quad (3.2c)$$

$$\hat{V}(x, t) = \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial t}. \quad (3.2d)$$

On cherche le Hamiltonien de couplage H_{coupl} entre le courant classique $i(t)$ dans la résistance et le champ EM. On utilise pour cela la condition aux limites au niveau de la résistance : $\hat{I}(x=0, t) = i(t) - \frac{V(x=0, t)}{Z_c}$ i.e. $\frac{\partial \hat{q}(x=0, t)}{\partial t} = i(t) - \frac{1}{Z_c} \frac{\partial \hat{\phi}(x=0, t)}{\partial t}$. On retrouve alors l'équation du mouvement du champ EM pour un Hamiltonien total $H = H_0 + H_{\text{coupl}}$ avec :

$$H_0 = \int \hbar\omega \left(\hat{a}_\omega^\dagger \hat{a}_\omega + 1/2 \right) d\omega, \quad (3.3a)$$

$$H_{\text{coupl}} = i(t) \hat{\phi}(x=0, t). \quad (3.3b)$$

L'opérateur champ du mode ν et alors $\hat{a}_\omega(t) = e^{i\omega t} \hat{a}_\nu(t_0) + \frac{i_0}{\hbar\omega} \sqrt{\frac{\hbar Z_c}{2\omega}}$ et l'état propre de H est un état cohérent $|\alpha_0 e^{i\omega_0 t}\rangle$ avec $\alpha_0 = i_0 \sqrt{\frac{Z_c}{2\hbar\omega\Delta\nu}}$ et $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$, $\omega = 2\pi\nu$. La distribution thermique $P(\alpha)$ dans la base des états cohérents est alors donnée par $P(\alpha) = \langle \alpha | \rho | \alpha \rangle = \sum_{n=0}^{+\infty} P(n) |\langle \alpha | n \rangle|^2 = e^{-\frac{|\alpha|^2}{\langle n \rangle + 1}} \langle n \rangle + 1$. On en déduit alors la distribution de probabilité $P(\delta i_\nu)$ de la composante spectrale δi_ν dans la bande spectrale $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$:

$$P(\delta i_\nu) = \sqrt{\frac{(1 - e^{-\hbar\nu/k_B T})}{2\pi\hbar\nu/R}} \exp \left[-\frac{(1 - e^{-\hbar\nu/k_B T})}{2\hbar\nu/R} \times \delta i_\nu^2 \right]. \quad (3.4)$$

La statistique des fluctuations thermiques du courant est alors *gaussienne* et on retrouve le bruit de Nyquist à haute température dans la limite classique : $\langle \Delta I^2 \rangle = 2k_B T / R \Delta\nu$ [Glauber 1963].

3.2 Fluctuations quantiques du courant aux fréquence optiques

L'idée de relier la dynamique des électrons dans un conducteur au flux de photons qu'il émet est à l'origine de la formule de Johnson-Nyquist $S_{ii} = 4k_B T / R$ donnant la densité spectrale des fluctuations de courant S_{ii} en fonction de la constante de Boltzmann k_B , de la température T et de la résistance R du conducteur. L'argument thermodynamique utilisé par H. Nyquist en 1928 consiste à identifier la puissance électrique dissipée par le conducteur à l'équilibre thermodynamique à la puissance du rayonnement du corps noir à la même température [Nyquist 1928]. Il est ainsi possible de décrire les fluctuations thermiques du courant dans un conducteur à partir des propriétés du champ électromagnétique qu'il rayonne [Johnson 1928]. Le lien entre les fluctuations de courant au sein d'un conducteur et la densité spectrale de puissance rayonnée $dP_{ph}/d\nu$ peut alors se résumer de manière générale par :

$$\frac{dP_{ph}}{d\nu} = \mathcal{R}(\nu) S_{ii}(\nu), \quad (3.5)$$

où $\mathcal{R}(\nu)$ est une impédance de rayonnement exprimée en Ohms. Cette formulation montre qu'il est possible d'étudier les fluctuations de courant à fréquence ν dans un conducteur en mesurant le champ qu'il rayonne à la même fréquence ou, réciproquement, de générer un champ électromagnétique connaissant la dynamique

du transport électronique dans un conducteur. C'est ainsi que l'étude des fluctuations hautes fréquences du courant dans des conducteurs quantiques a permis ces dernières années que les domaines de l'électronique quantique et de l'optique quantique se rejoignent. Plus précisément, il est possible de « transférer » aux photons émis par un conducteur, les corrélations quantiques du courant qui le traverse. Sachant que les énergies caractéristiques du transport à l'échelle mésoscopique sont de l'ordre du μeV , les photons émis par ces conducteurs ont des fréquences de l'ordre du GHz, on parle alors d'optique quantique micro-onde. Les conducteurs mésoscopiques apparaissent alors comme de bons candidats pour la réalisation de sources quantiques micro-ondes contrôlées électriquement. Le problème devient intéressant lorsque les photons émis résultent de la dynamique électronique propre au conducteur et plus particulièrement lorsque cette dynamique est d'origine quantique. Dans les conducteurs mésoscopiques, cette dynamique peut être reliée à la granulosité de la charge et au principe d'exclusion de Pauli [Zakka-Bajjani *et al.* 2007, Gabelli and Reulet 2007, Parlavecchio *et al.* 2015, Thibault *et al.* 2015b], aux interactions coulombiennes [Forgues *et al.* 2014] ou encore à la cohérence de phase du conducteur [Hofheinz *et al.* 2011]. Un travail théorique important a permis de décrire précisément le couplage entre un conducteur quantique simple et son environnement électromagnétique micro-onde [Beenakker and Schomerus 2000; 2004, Souquet *et al.* 2014, Leppäkangas *et al.* 2014; 2015, Mendes and Mora 2015, Grimsmo *et al.* 2016]. Cela a permis de prédire l'existence de corrélations quantiques dans le champ de photons micro-onde émis. Parmi les réalisations expérimentales, nous pouvons citer la génération d'états comprimés ou de paires de photons micro-onde par une jonction tunnel dissipative [Forgues *et al.* 2014; 2015], l'observation de corrélations entre des fluctuations du vide et les fluctuations de courant dans ce même type de jonction ou encore la réalisation d'une source de photon unique à l'aide d'une jonction Josephson fortement couplée à un résonateur micro-onde (F. Portier, communication privée).

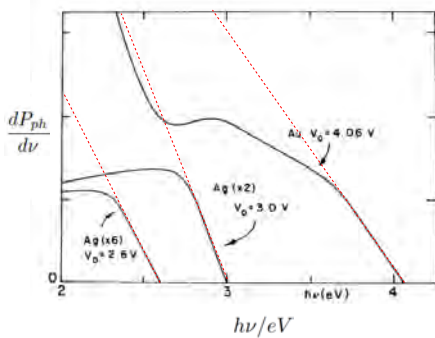


FIGURE 3.2 – Densité spectrale du rayonnement émis par des jonctions tunnels $Al/AIO_x/Ag$ et $Al/AIO_x/Au$ polarisées sous des tensions de plusieurs volts et mesurées à 77 K. Les lignes en pointillés rouges ont été ajoutées pour représenter la densité spectrale du bruit de grenaille d'une jonction tunnel linéaire. L'écart entre dP_{ph}/dv et S_{ii} peut être attribué dans un premier temps à la dépendance en fréquence de l'impédance de rayonnement $\mathcal{R}(\nu)$. Figure extraite de [Lambe and McCarthy 1976].

Comme nous l'avons déjà mentionné, les fréquences associées aux énergies caractéristiques du transport quantique appartiennent au domaine micro-onde. *Est-il alors possible d'étendre les concepts développés précédemment en vue de réaliser des*

sources quantiques dans le domaine de l'optique visible ou infrarouge ? Cette question a été abordée de manière détournée dès les années 1970 par J. Lambe et L. McCarthy [Lambe and McCarthy 1976] lorsqu'ils ont observé de la lumière visible à la surface d'une jonction tunnel polarisée sous une tension de plusieurs volts (Fig. 3.5-c). La densité spectrale du rayonnement $dP_{ph}/d\nu$ émis par ces jonctions est large bande et présente une coupure à haute fréquence $h\nu < eV$. Elle est qualitativement décrite par la densité spectrale du bruit de grenaille $S_{ii} = eI(1 - h\nu/eV)$ d'une jonction tunnel linéaire. Cette coupure en fréquence s'interprète aisément comme un processus tunnel inélastique : seul les électrons d'énergie $h\nu > eV$ peuvent émettre des photons de fréquence ν en relaxant leur énergie lors d'un processus tunnel inélastique. Cette émission de lumière a été rapidement décrite comme résultant de l'excitation de modes plasmoniques à la surface de la jonction par les fluctuations de courant dans la barrière [Davis 1977, Hone et al. 1978, Laks and Mills 1979]. Le transport électronique, couplé à la plasmonique, rend ainsi le domaine optique accessible au conducteur quantique le plus simple, la jonction tunnel. Cependant, la preuve de principe donnée par l'expérience de J. Lambe et L. McCarthy pose de nombreuses questions laissées sans réponse :

- la description du transport électronique dans le régime linéaire est-elle encore justifiée lorsque la jonction tunnel est polarisée sous de telles tensions ?
- les mécanismes de couplage des fluctuations de courant aux modes plasmoniques des électrodes de la jonction sont-ils bien décrits par un couplage dipolaire dans la barrière isolante de la jonction ?
- y a-t-il des corrélations non-triviales dans la statistique des photons émis par la jonction tunnel ?

En essayant de répondre à ces questions, nous nous adressons à deux communautés : celles des « mésoscopistes », qui étudient les mécanismes du transport électronique et celles des « opticiens », qui veulent comprendre et optimiser les mécanismes liés à l'émission de lumière. Nous avons pour cela :

- (i) étudié les fluctuations quantiques du courant aux fréquences optiques dans une jonction tunnel fortement non linéaire et montré que ce régime fait apparaître des problèmes liés à l'accumulation de charges dans le conducteur. Cela nous a permis de mesurer « directement » le temps de traversée tunnel,
- (ii) proposé une interprétation du mécanisme d'émission basé sur une recombinaison de paires « électron-trou » dans les électrodes de la jonction tunnel et prédit la dépendance en tension du flux de photons émis,
- (iii) mesuré directement le temps de traversée tunnel.

Nous allons dans un premier temps présenter l'état de l'art concernant l'étude des fluctuations de courant à fréquence finie ($h\nu \gg k_B T$) dans un conducteur quantique afin d'identifier les problèmes relatifs à (i). Nous nous intéresserons ensuite aux mécanismes responsables de l'émission de lumière par des jonctions tunnels et présenterons quelques résultats théoriques et expérimentaux pour mettre en perspective (ii).

Le courant dans un conducteur quantique est décrit par des opérateurs courants $\hat{I}_L(t)$ et $\hat{I}_R(t)$ définis dans les électrodes de la jonction (Fig. 3.5-a). L'étude des fluctuations de courant à fréquence finie pose deux problèmes bien distincts :

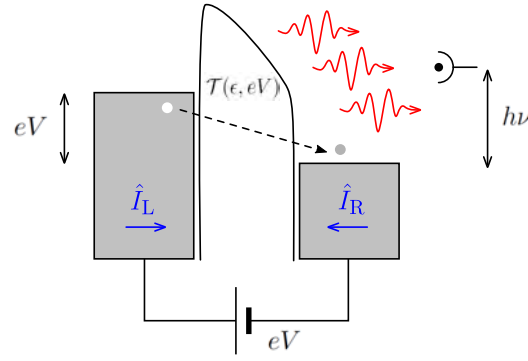


FIGURE 3.3 – Profil en énergie vu par un électron traversant la jonction tunnel. La jonction est composée de deux électrodes métalliques séparées par une barrière isolante. La densité d'état dans les électrodes est supposée constante et la probabilité d'occupation de l'électrode de gauche (*resp.* droite) est donnée par la fonction de Fermi-Dirac de potentiel électrochimique $\mu_L = \varepsilon_F + eV$ (*resp.* $\mu_R = \varepsilon_R$) où $\varepsilon_F \sim 10$ eV est l'énergie de Fermi dans le métal. Lorsque la jonction est polarisée sous une tension V les électrons peuvent passer au travers de la jonction par effet tunnel avec une transmission $\mathcal{T}(\varepsilon, eV)$. La situation représentée ci-dessus correspond à $V < 0$ et l'électron de charge négative passe de l'électrode de gauche à l'électrode de droite.

- les opérateurs courant, pris à des temps différents t et t' , ne commutent pas nécessairement : $[\hat{I}_{L/R}(t), \hat{I}_{L/R}(t')] \neq 0$. La définition de la densité spectrale de bruit S_{ii} dépend donc de la symétrisation choisie,
- bien qu'il y ait conservation du courant en valeur moyenne, $\langle \hat{I}_L \rangle = \langle \hat{I}_R \rangle$, les valeurs instantanées ne sont pas nécessairement égales, $\hat{I}_L(t) \neq \hat{I}_R(t)$. Cela traduit des effets d'accumulation de charges au sein du conducteur.

Le problème lié à l'ordonnement des opérateurs dans la définition de la densité spectrale de bruit a largement été étudié, tant sur le plan théorique [Lesovik and Loosen 1997, Gavish *et al.* 2000], que sur le plan expérimental [Gabelli and Reulet 2008, Basset *et al.* 2010, Zakka-Bajjani *et al.* 2007, Gabelli *et al.* 2013a, Thibault *et al.* 2015b]. Le choix de la symétrisation à adopter est lié à la nature du détecteur utilisé. Si le détecteur est « classique », par exemple un amplificateur linéaire dans le régime micro-onde, alors la densité spectrale de bruit mesurée correspond à l'ordonnement de Keldysh qui correspond ici au bruit symétrisé [Gabelli and Reulet 2009b] :

$$S_{I^2}(\nu) = \frac{1}{2} (S_+(\nu) + S_-(\nu)), \quad (3.6)$$

avec $S_{+/-}(\nu) = \int d\tau \langle \hat{I}_L(t) \hat{I}_L(t + \tau) \rangle e^{\pm 2\pi i \nu \tau}$. On se place ici dans le cas où la fréquence ν est inférieure aux fréquences caractéristiques du conducteur quantique de sorte que $\hat{I}_L(t) = \hat{I}_R(t)$. Si le détecteur est passif (modélisé par exemple par un oscillateur harmonique de fréquence ν à la température T), alors la densité spectrale de bruit mesurée est donnée par [Lesovik and Loosen 1997] :

$$S_{ii}(\nu) = (N(h\nu, k_B T) + 1) S_+(\nu) - N(h\nu, k_B T) S_-(\nu), \quad (3.7)$$

où $N(h\nu, k_B T) = 1/(1 + e^{h\nu/k_B T})$ est la fonction de Bose-Einstein à la température T . Le corrélateur $S_Q(\nu > 0)$ s'interprète alors facilement comme le bruit *émis* par le conducteur alors que $S_Q(\nu < 0)$ correspond au bruit *émis* par le détecteur à température T et *absorbé* par le conducteur. Pour plus de détails, le lecteur pourra se référer à l'article de revue [Clerk *et al.* 2010]. Le bruit symétrisé (*resp.* non symétrisé) a été observé expérimentalement à très basse température ($T \sim 10$ mK) sur des jonctions tunnels dans le domaine micro-onde à l'aide d'un amplificateur linéaire suivi d'un détecteur quadratique [Gabelli *et al.* 2013a, Altimiras *et al.* 2014] (*resp.* d'un détecteur à base de jonctions Josephson [Movshovich *et al.* 1990, Zakka-Bajjani *et al.* 2007]). Cette distinction ne fait maintenant plus l'objet de débats : un système de détection est sensible aux fluctuations quantiques du vide à condition de mesurer le bruit symétrisé ou une partie du bruit en absorption. Les mesures effectuées dans le domaine optique ou infrarouge, le détecteur utilisé est une photodiode que l'on pourra considérer à température nulle ($h\nu \sim 10^4$ K). Le bruit mesuré sera alors un bruit en émission.

Avant d'aborder le problème relatif à l'accumulation de charges dans le conducteur, nous rapportons le résultat expérimental obtenu par E. Zakka-Bajjani *et al.* [Zakka-Bajjani *et al.* 2007]. Il s'agit de la détection de photons micro-ondes émis par un contact ponctuel quantique. En plus d'avoir mis en évidence la fréquence de coupure $h\nu = eV$ observée dans les jonctions tunnels, E. Zakka-Bajjani *et al.* ont observé la « réduction » de bruit imposée par la statistique de Fermi-Dirac dans le cas de canaux de conduction de transmission unité [Reznikov *et al.* 1995, Kumar *et al.* 1996] :

$$\Delta S_{I^2}(\nu, V) = \frac{2e^2}{h} \sum_n \mathcal{T}_n (1 - \mathcal{T}_n) \left((eV - h\nu) \coth \left(\frac{eV - h\nu}{2k_B T} \right) + (eV + h\nu) \coth \left(\frac{eV + h\nu}{2k_B T} \right) \right). \quad (3.8)$$

On s'est contenté ici d'exprimer le bruit en excès $\Delta S_{ii}(\nu, V) = S_{ii}(\nu, V) - S_{ii}(\nu, V = 0)$ afin d'ignorer l'effet de la symétrisation de la densité spectrale de bruit. Ce résultat montre l'effet de la statistique électronique sur le champ de photons émis par le conducteur quantique. Dans le cas d'une jonction tunnel, $\mathcal{T}_n \ll 1$ et la densité spectrale de bruit s'exprime directement en fonction de la caractéristique $I(V)$ de la jonction :

$$S_{ii}(\nu, V) = e \left[(N(eV - h\nu) + 1) I \left(V - \frac{h\nu}{e} \right) + N(eV + h\nu) I \left(V + \frac{h\nu}{e} \right) \right]. \quad (3.9)$$

Cette expression, *appelée relation fluctuation dissipation* (RFD), est une généralisation du théorème fluctuation-dissipation qui, d'après B. Roussel *et al.* [Roussel *et al.* 2016] n'impose qu'un nombre limité d'hypothèses : (i) le couplage tunnel doit rester perturbatif, (ii) aucun courant supraconducteur ne doit traverser la jonction et (iii) la règle de la balance détaillée doit être satisfaite par le Hamiltonien tunnel. *Ces hypothèses sont-elles vérifiées dans le cas d'une jonction tunnel fortement non-linéaire ?* La jonction est polarisée jusqu'à une tension de 2 V pour pouvoir émettre

des photons optiques. Celle-ci présente de fortes non-linéarités (Fig. 3.8) liées au champ électrique dans la barrière. Il en résulte une dépendance en énergie et en tension de la transmission tunnel $\mathcal{T}(\varepsilon, eV)$ invalidant l'hypothèse (iii). Les mesures de puissance lumineuse que nous avons effectuées dans le proche infra-rouge sont, comme attendu, en désaccord avec l'équation (3.9). En effet, la RFD est déduite du calcul du courant tunnel \hat{I}_T et impose donc implicitement $\hat{I}_L = \hat{I}_T = \hat{I}_R$ alors que $\hat{I}_L \neq \hat{I}_R$ en raison de la dépendance en énergie et tension de la transmission. La non conservation du courant à fréquence finie signifie qu'il y a des fluctuations de charges \hat{Q}_T dans la barrière tunnel telles que :

$$\frac{d\hat{Q}_T}{dt} = \hat{I}_L(t) + \hat{I}_R(t). \quad (3.10)$$

La description microscopique du couplage de cette charge avec les modes plasmoniques des électrodes imposerait de tenir compte des interactions électron-électron dans la barrière diélectrique afin de définir l'opérateur courant dans la barrière. Nous avons décidé de négliger l'effet de ce courant et de ne tenir compte que des fluctuations de courant dans les réservoirs en définissant les densités spectrales de bruit suivantes [Ya.M. Blanter \[2000\]](#) :

$$\begin{cases} S_{LL}(\nu) = \langle \hat{I}_L(\nu) \hat{I}_L(-\nu) \rangle, \\ S_{RR}(\nu) = \langle \hat{I}_R(\nu) \hat{I}_R(-\nu) \rangle, \\ 2S_{LR}(\nu) = \langle \hat{I}_L(\nu) \hat{I}_R(-\nu) \rangle + \langle \hat{I}_L(\nu) \hat{I}_R(-\nu) \rangle, \end{cases} \quad (3.11)$$

où $\hat{I}_{L/R}(\nu)$ est la composante de Fourier¹ de $\hat{I}_{L/R}(t)$. Cette approche est très bien décrite par la théorie de Landauer-Buttiker et est en bonne accord avec nos résultats expérimentaux. Nous avons ainsi prouvé que, bien que dans le régime tunnel, la RFD pouvait être violée à condition d'être suffisamment loin de l'équilibre. Ce régime est atteint lorsque l'énergie de polarisation eV est de l'ordre de la hauteur de la barrière tunnel. Ce résultat est à mettre en perspective avec les résultats expérimentaux obtenus dans le régime micro-onde pour une jonction tunnel en régime de Blocage de Coulomb Dynamique [\[Parlavacchio et al. 2015\]](#). Dans ce régime, la jonction tunnel présente des non-linéarités induites par l'environnement électromagnétique auquel elle est couplée (un oscillateur harmonique). Ces non-linéarités sont liées aux processus tunnels inélastiques permettant d'exciter les modes électromagnétiques de l'environnement. La puissance lumineuse émise par la jonction vérifie alors la RFD. Le régime de forte polarisation que nous avons étudié fait intervenir des énergies bien supérieures à l'énergie de charge et peut être décrit par une simple relaxation dans les électrodes.

3.2.1 Emission de photons par une jonction tunnel - « Violation » des relations fluctuation-dissipation

Objectif : Etudier le mécanisme d'émission de photons par une jonction tunnel

Comme nous l'avons mentionné précédemment, l'émission de lumière par un conducteur peut être reliée, comme dans le cas d'une antenne, à la densité spectrale des fluctuations de courant *via* une impédance de rayonnement $\mathcal{R}(\nu)$ [\[Greffet et al.](#)

1. La composante de Fourier est en faite définie par $\hat{I}_{L/R}(\nu) / \sqrt{\Delta t}$ avec Δt le temps d'intégration sur lequel est évalué la moyenne de la fonction d'autocorrélation $\langle \hat{I}_L(t) \hat{I}_L(t + \tau) \rangle$.

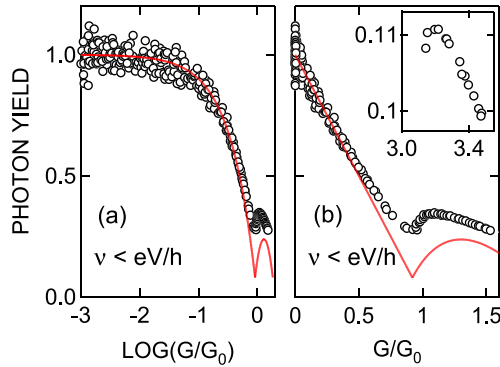


FIGURE 3.4 – Il s’agit du pendant optique de l’expérience décrite dans la référence [Parlavecchio *et al.* 2015]. L’émission de lumière est fortement réduite lorsque la conductance du contact atomique est égale au quantum de conductance $G_0 = 2e^2/h$. Figure extraite de la référence [Schneider *et al.* 2010].

2010]. Dans le cas de la jonction tunnel planaire utilisée par J. Lambe et L. McCarthy [Lambe and McCarthy 1976] ou encore M. Hänisch et A. Otto [Hanisch and Otto 1994], cette impédance traduit le couplage successif entre les fluctuations de courant dans la jonction, les modes plasmoniques à la surface des électrodes et les modes propagatifs du champ de photons. Le couplage entre modes plasmoniques et modes propagatifs est purement classique et bien connu. Dans le cas présent, il est induit par la rugosité intrinsèque des électrodes. Par contre, les mécanismes à l’origine de l’excitation des modes plasmoniques sont débattus. L’électron peut en effet traverser la barrière tunnel de manière *inélastique* en excitant un mode plasmonique ou de manière *élastique* avant de relaxer une partie de son énergie en excitant un mode plasmonique, on parle alors d’« électron chaud ». A l’aide d’une description classique du rayonnement, B. Laks et D.L. Mills [Laks and Mills 1979] ont su expliquer qualitativement le taux d’émission en modélisant les sources du champ électromagnétique par des fluctuations de courant dans la barrière de la jonction tunnel privilégiant ainsi les processus inélastiques. Cette description est cependant restée qualitative car le paramètre de rugosité était difficile à évaluer. Afin de mieux contrôler et d’augmenter le taux d’émission, J.R. Kirtley *et al.* [Kirtley *et al.* 1980; 1983] and P.D. Sparks *et al.* [Sparks *et al.* 1992] ont texturé artificiellement la surface des électrodes alors que S. Ushioda [Perronet *et al.* 2004] ont utilisé un montage de type Kretschmann. L’analyse quantitative du taux d’émission restait encore délicate en raison des pertes non radiatives dans les couches métalliques. J.R. Kirtley *et al.* ont néanmoins effectué une étude exhaustive du taux d’émission en fonction de l’épaisseur d des couches et ont observé une décroissance du taux d’émission différente de la longueur de pénétration du champ. Cette observation apparaissait alors comme contradictoire avec l’hypothèse d’un processus tunnel inélastique dans la barrière mais aucune description théorique claire n’a émergé. La découverte en 1989 de l’émission de lumière sous la pointe d’un microscope à effet tunnel (STM) par J. K. Gimzewski *et al.* [Gimzewski *et al.* 1989] a alors relancé le débat. Cette émission a de nouveau été attribuée aux fluctuations du courant tunnel et à leur couplage aux plasmons localisés sous la pointe mais les forts taux d’émission ont été clairement attribués à des processus tunnels inélastiques au vu de la description théorique donnée par B. N. J. Persson et A. Baratoff [Persson and Baratoff 1992]. L’interprétation communément admise est donc celle de l’excitation d’un mode plasmonique par les fluctuations du courant tunnel dans la barrière.

Bien que cette description ait été étendue au cas d’un canal de conduction de transmission arbitraire [Xu *et al.* 2014, Kaasbjerg and Nitzan 2015] et qu’ait été

observée une réduction de l'émission de lumière pour un contact atomique sous pointe STM (Fig. 3.4) [Schneider *et al.* 2010], il n'est pas certain que les processus inélastiques dominent dans le cas d'une jonction planaire. Nous pouvons d'ailleurs noter qu'il n'y a pas d'annulation de l'émission dans le cas du contact atomique sous pointe STM et que l'émission résiduelle est attribuée à un rayonnement thermique de 2000 K. Ce rayonnement thermique peut même être dominant dans le cas de contacts atomiques réalisés par électromigration ou jonction cassée [Buret *et al.* 2015, Gonzalez *et al.* 2004]. Les processus d'excitation de modes plasmoniques mettant en jeu des électrons chauds sont alors en compétition avec une simple relaxation de la distribution électronique vers un état d'équilibre local associé à un rayonnement thermique. Toutes ces observations semblent indiquer que les deux types de mécanismes, élastique et inélastique, peuvent être à l'œuvre et qu'ils dépendent fortement de la géométrie de la jonction. Dans le cas de nos jonctions, l'approche que nous avons développée pour décrire les fluctuations de courant permet d'interpréter l'émission de photons comme un processus tunnel inélastique au sein de la barrière. Les mesures de fluctuations de courant basse fréquence (100 – 200 kHz) ont permis de décrire précisément la dépendance en tension et en énergie de la transmission $T(\varepsilon, eV)$. Nous avons ainsi montré que la relation fluctuation-dissipation donnée par (l'Eq. 3.9) ne peut plus s'exprimer simplement en fonction de la résistance dc de la jonction et qu'il est nécessaire d'adopter une description mésoscopique du transport donnée par le formalisme de Landauer-Büttiker. L'accord entre données expérimentales et théorie est résumé sur la Fig. 3.9. Nos données expérimentales sont en très bon accord avec nos prédictions théoriques basées sur le formalisme de Landauer-Buttiker pour expliciter la dépendance en tension du flux de photons émis et ainsi montrer de manière irréfutable l'émission de photons par effet tunnel inélastique. Les mesures de fluctuations basse fréquence de courant ont permis de fixer une borne supérieure à la température électronique $T \lesssim 500$ K rendant le rayonnement thermique négligeable.

Ce travail, effectué avec, Pierre Février, doctorant que j'ai encadré, répond clairement à la question du processus d'émission de photons par une jonction tunnel dont l'origine (processus tunnel inélastique/ processus tunnel élastique suivi d'une relaxation dans les contacts) a souvent été débattue [Persson and Baratoff 1992]. Ces résultats constituent la première étape vers la mesure des corrélations entre les fluctuations de courant et l'émission de photons.

3.2.1.1 Le temps tunnel révélé par le bruit de grenaille quantique

Objectif : Mesurer « directement » le temps de traversée tunnel

Le temps τ_T qu'il faut à un électron pour traverser une jonction électronique par effet tunnel a été évalué théoriquement à quelques femto-secondes [Landauer and Martin 1994] mais n'a jamais été directement mesuré car il nécessite de regarder le courant à des fréquences optiques $\nu \sim 1/\tau_T \sim 10^{15}$ Hz. Il est connu depuis plus de 40 ans que dès que la tension aux bornes d'une jonction tunnel métallique dépasse un volt, la jonction émet un rayonnement infra-rouge [Lambe and McCarthy 1976]. Nous avons démontré que cette émission de photons provient des fluctuations du courant à l'intérieur de la barrière tunnel. La détection de photons est équivalente à une mesure des fluctuations du courant à des fréquences optiques (longueurs d'onde $\lambda \sim 0.9 - 1.3 \mu\text{m}$) et permet donc de sonder le temps tunnel. En effectuant des mesures du courant et de ses fluctuations, nous avons caractérisé

finement le transport électronique dans des jonctions tunnel pour des énergies de l'ordre de l'électron-volt (transmission et non linéarités liées à la barrière tunnel). Cela a permis de vérifier toutes les hypothèses nécessaires à la description théorique de Landauer-Buttiker basée sur la diffusion cohérente d'ondes électroniques par la barrière tunnel. Nous avons ainsi pu adapter les théories existantes traitant naïvement l'émission de photons à l'aide du théorème fluctuation-dissipation pour des jonctions non-linéaires. En combinant ainsi des mesures optiques et électroniques, nous avons, pour la première fois, directement estimé le temps de traversée tunnel à 1.1 fs [Février and Gabelli 2018].

3.3 Perspectives

Cette expérience fait ainsi le lien entre deux communautés : celle de la plasmonique et celle du transport électronique quantique. Elle ouvre également la voie à la réalisation de circuits plasmoniques contrôlés électriquement et permettra dans un futur proche de générer des états corrélés quantiques de plasmons de surface. Enfin, elle constitue un point clé pour valider l'alternative plasmonique pour la photonique intégrée. Ce travail s'inscrit dans un projet à plus long terme ayant pour objectif de montrer que les conducteurs quantiques sont de bons candidats pour la réalisation de sources en optique quantique photonique ou plasmonique.

3.3.1 Corrélations quantiques du champ de photon émis par un conducteur quantique

Comme je l'ai déjà mentionné précédemment, les fréquences associées aux énergies caractéristiques du transport quantique appartiennent au domaine micro-onde. Cependant, le transport électronique couplé à la plasmonique, rend le domaine optique également accessible. Ainsi, une question relative à la théorie de la détection quantique se pose, indépendamment de la nature du couplage entre le courant et le champ électromagnétique : *une mesure électronique micro-onde est-elle équivalente à une mesure de photo-détection ?* Au cours des huit dernières années, j'ai apporté des éléments de réponse à cette question en étudiant les fluctuations micro-onde du courant électrique dans une jonction tunnel. La mesure du troisième cumulant des fluctuations de courant dans le régime quantique $h\nu \gg k_B T$ a permis de valider une prédiction théorique [Galaktionov et al. 2003a;b, Golubev et al. 2005]. Bien que conceptuellement équivalentes, les mesures électriques dans le domaine micro-onde donnent directement accès à l'amplitude du champ électrique alors que les mesures dans le domaine optique correspondent à un comptage de photons. Par ailleurs, si le couplage entre le conducteur et son environnement micro-onde est bien contrôlé, le problème devient plus compliqué dans le domaine optique car l'émission de photons *via* les fluctuations de courant fait intervenir des excitations plasmoniques. Nous nous sommes alors intéressés à l'émission de lumière infra-rouge par une jonction tunnel. Nous avons dû développer de nouveaux procédés de fabrication pour pouvoir polariser des jonctions tunnel avec des tensions supérieures au volt mais également des techniques de plasmonique pour optimiser l'émission de photons infra-rouges (Fig. 3.9(a)). A l'aide d'un montage associant mesures électriques bas-bruit et mesures optiques, nous avons mesuré le bruit de grenaille à fréquence nulle ainsi qu'à des fréquences optiques ($\lambda = 1300$ nm et 900 nm) (Fig. 3.9(b)). Aucune étude fine n'a été faite à notre connaissance sur le couplage entre les fluctuations du courant électrique et l'émission de photons. Notre approche consistera à tirer partie de notre expertise sur les mesures électriques ultra bas-bruit. En effet nous avons montré que le bruit électronique de grenaille dans une jonction tunnel peut être

photo-assisté par un rayonnement micro-onde. Ces processus photo-assistés sont directement reliés à la fonction de distribution des électrons dans les électrodes de la jonction tunnel ce qui se traduit par l'apparition de structures dans la figure de bruit à des tensions $eV = nh\nu$ avec n entier [Gabelli and Reulet 2013a]. Ainsi, en mesurant le bruit électronique basse fréquence d'une jonction tunnel irradiée dans le domaine optique, nous remonterons directement à la force du couplage entre le champ de photons incidents et les fluctuations de courant électrique (Fig. ??). Cela permettra de sélectionner les gammes de fréquences pour lesquelles il y a un couplage fort entre les photons et le gaz d'électrons et de définir ainsi les longueurs d'onde de travail. Une fois le couplage électron-photon optimisé, nous pourrions directement étudier le lien entre fluctuations de courant et émission de photons en combinant les mesures électriques et optiques à basses températures (4,2 K). Nous proposons de réaliser la mesure décrite sur la figure 3. Elle consiste à étudier la corrélation entre les fluctuations $\delta I(f)$ du courant électrique traversant la jonction et les fluctuations $\delta N_\nu(-f)$ du nombre de photons émis à la fréquence ν :

$$S_{e-ph}(f, \nu) = \langle \delta I(f) \delta N_\nu(-f) \rangle \Delta f. \quad (3.12)$$

Cette fonction de corrélation pourra être identifiée au troisième moment des fluctuations de courant dans une jonction tunnel. Son étude complètera les résultats que nous avons déjà obtenus dans le domaine micro-onde [Gabelli et al. 2013a]. En faisant le lien entre les jonctions électriques et la plasmonique, ce travail ouvre des perspectives au contrôle électrique des plasmons, et par là, à la génération d'états corrélés quantiques de plasmons de surface ainsi qu'à l'alternative plasmonique pour la photonique intégrée. Par ailleurs, l'accès à l'étude des fluctuations à la fois dans le domaine optique et micro-onde permettra d'aborder des questions fondamentales relatives à la théorie de la mesure en mécanique quantique.

3.4 Détection « on-chip » de plasmons de surface

Dans la perspective d'aboutir à des circuits plasmoniques intégrés, il est indispensable de *développer un système de détection électrique* de plasmons de surface. En effet, à l'heure actuelle, les plasmons sont détectés optiquement en champ lointain par la détection de leur rayonnement de fuite [Raether 2013]. Ce processus possède un taux de conversion peu efficace et perturbe fortement le champ de plasmon détecté. La jonction tunnel génère principalement des plasmons, il serait donc intéressant de détecter directement des plasmons de surface. Plusieurs propositions ont été faites dans la littérature : l'utilisation de SSPD (« Superconducting single photon detector ») a permis de mettre en évidence la détection en champ proche de plasmons de surface uniques [Heeres et al. 2010; 2013] alors que la mesure de la résistance « plasmo-assistée » d'une jonction tunnel est, elle, sensible à un grand nombre de plasmons [Du et al. 2017]. Nous proposons de réaliser un détecteur de plasmons de grande dynamique (sensible et faiblement saturé) et de grande bande passante (plusieurs GHz) en adaptant la technologie des KID (« Kinetic Inductance Detector »).

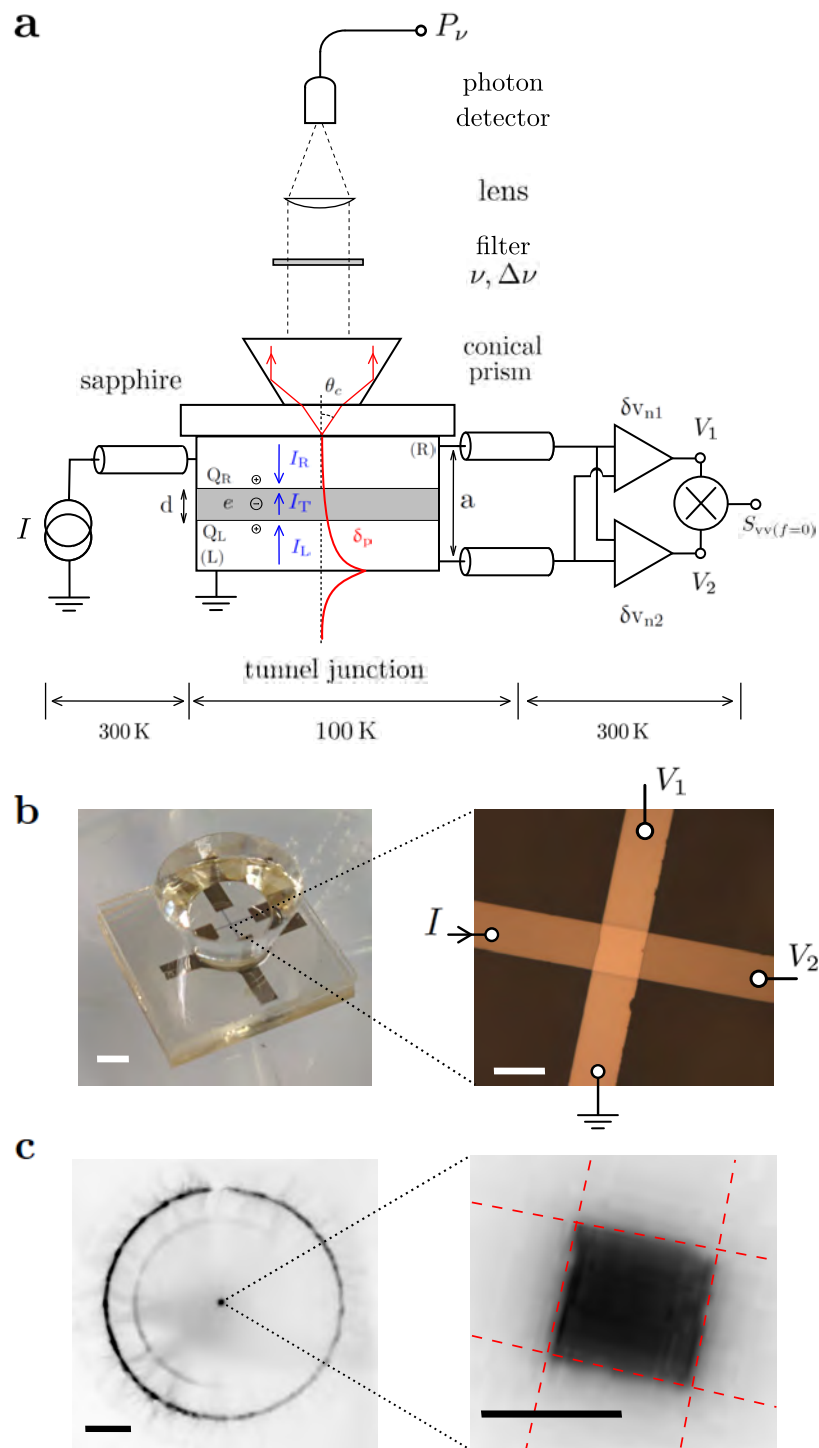


FIGURE 3.5 – a-Dispositif expérimental permettant de déterminer les caractéristiques de la jonction (température électronique, transmission) et de mesurer le flux de photons infra-rouge ($\lambda \sim 0.9 - 1.3 \mu\text{m}$) émis par la jonction. b- Jonction tunnel $Al/AIO_x/Al$ déposée sur un substrat de saphir. Le prisme conique permet de réfléchir les rayons lumineux émis à l'angle critique $\theta_c = \arcsin(1/n)$ associé au mode plasmonique rapide (cf Chapitre 1). c- Image de l'intensité lumineuse émise par la jonction tunnel.

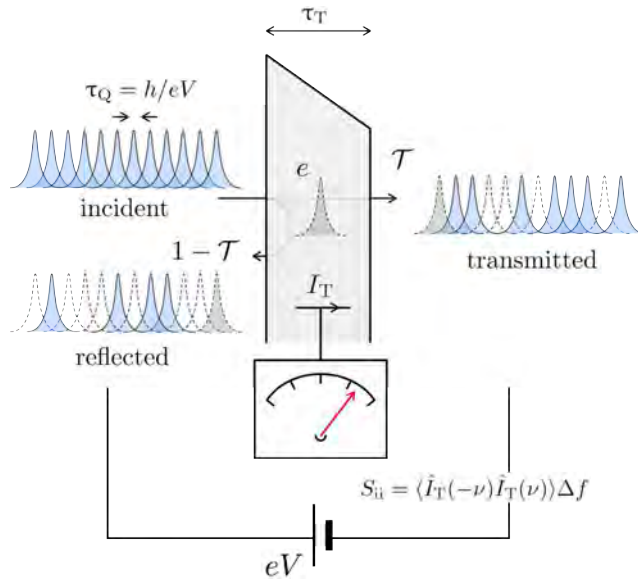


FIGURE 3.6 – D’après le modèle de paquet d’ondes [Martin and Landauer 1992], la source de tension agit comme une source d’électrons unique régulière. Le temps moyen τ_Q entre les électrons émis par contact macroscopique est fonction de la tension V et vaut $\tau_Q = h/e|V|$ par canal et par spin. Les électrons peuvent être transmis à travers la barrière avec une probabilité \mathcal{T} ou réfléchis avec une probabilité $1 - \mathcal{T}$ donnant lieu à un bruit de grenaille. La densité spectrale de bruit du courant tunnel I_T mesurée à la fréquence ν , $S_{ii}(\nu) \propto \langle \hat{I}_T(-\nu) \hat{I}_T(\nu) \rangle$, nous renseigne alors sur le temps tunnel τ_T qu’un électron met à traverser la barrière tant que la fréquence de mesure ν satisfait $1/\tau_T \lesssim \nu < 1/\tau_Q$.

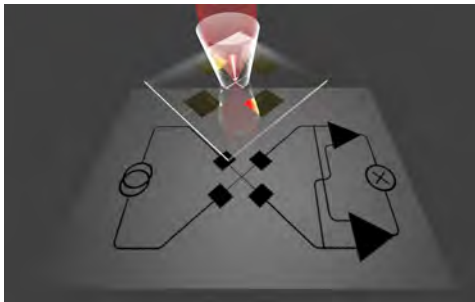


FIGURE 3.7 – Vue d’artiste de l’expérience : une configuration de type « Kretschmann » permet l’émission de photons infra-rouge ($\lambda \sim 0.9 - 1.3 \mu\text{m}$) via la désexcitation des plasmons générés à la surface de la jonction $Al|Al_2O_3|Al$ lors du passage tunnel d’électrons. Un système de corrélations croisées permet en parallèle de réaliser des mesures de fluctuations de courant dans la gamme des radiofréquences (100 kHz) et de caractériser électriquement la jonction.

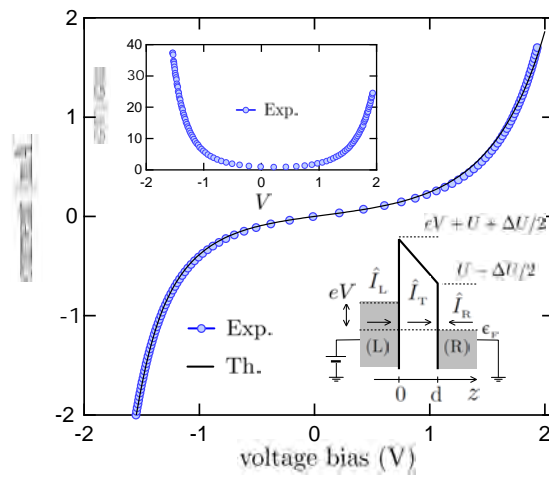


FIGURE 3.8 – Caractéristique de la jonction du tunnel. Points expérimentaux (symboles) et prédiction théorique utilisant l’approximation WKB sur une barrière trapézoïdale caractérisée par une hauteur moyenne U et une asymétrie ΔU (ligne pleine). *Encadré gauche* : Conductivité différentielle *vs.* tension à faible polarisation. *Encadré droit* : Schéma de la barrière trapézoïdale modifiée par une tension de polarisation V .

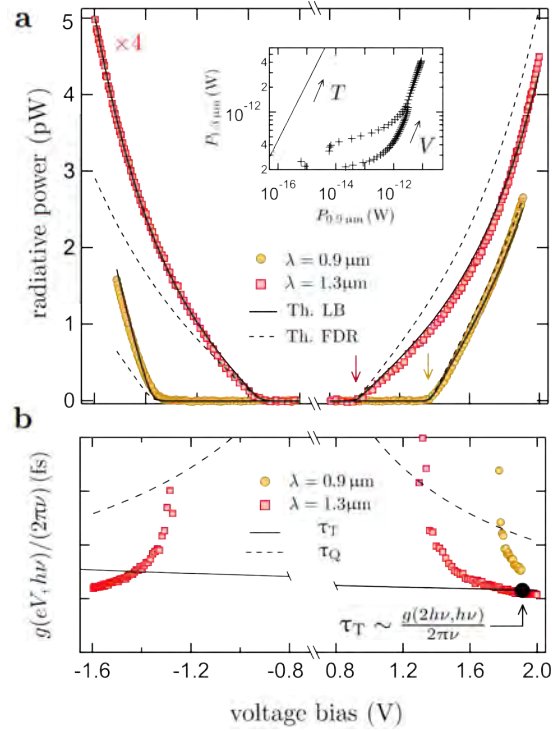


FIGURE 3.9 – Mesures des fluctuations de courant aux fréquences optiques. **a-** Puissance rayonnée en fonction de la tension de polarisation V dans la configuration représentée sur la Fig. 3.5. Les marqueurs correspondent à des données à différentes longueurs d’onde. Les données à $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ (carrés rouges) ont été multipliées par 4 pour plus de clarté. Les flèches verticales définissent la coupure de tension $eV = hc/\lambda$. Les lignes pleines et pointillées correspondent aux prédictions théoriques des Eq. (3.5),(3.11) et Eq. (3.9). L’axe horizontal a été divisé pour plus de clarté. *Encadré* : relation entre la puissance lumineuse à deux longueurs d’onde différentes avec une tension de polarisation croissante. Le trait plein correspond à la loi du corps noir pour une température croissante. **b-** Données expérimentales de $g(eV, h\nu)/(2\pi\nu)$ enregistrées à différentes longueurs d’onde (marqueurs). Les lignes pointillées correspondent au temps de corrélation τ_Q alors que la ligne en trait plein correspond au temps de traversée tunnel à une dimension à l’énergie de Fermi $\tau_T(eV, h\nu)$. En supposant τ_T constant dans la gamme d’énergie $[\varepsilon_F, \varepsilon_F + h\nu]$, la valeur mesurée du temps tunnel à $\varepsilon \sim h\nu$ est donnée par le point noir $\tau_T \sim \frac{g(2h\nu, h\nu)}{2\pi\nu}$.

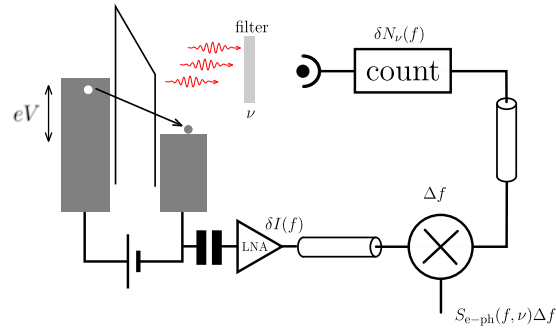


FIGURE 3.10 – Mesure des corrélations entre les fluctuations basses fréquences du courant électrique $\delta I(f)$ et les fluctuations $\delta N_\nu(f)$ du nombre de photons émis par la jonction.

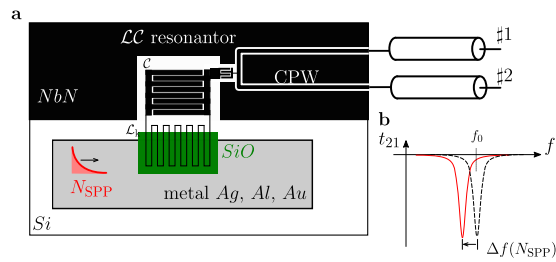


FIGURE 3.11 – **a-** Echantillon métallique (Ag, Al ou Au) sur lequel se propagent des plasmons de surface (SPP). Un résonateur micro-onde \mathcal{LC} permet de détecter la présence de SPPs grâce à la forte inductance cinétique du nitrure de niobium \mathcal{L}_K , fonction du nombre de SSP N_{SPP} . **b-** Dépendance en fréquence de la transmission micro-onde t_{21} en présence (trait plein rouge) ou en l'absence (traits pointillés) de SPPs.

Simulateurs quantiques pour l'étude de nouvelles phases quantiques de la lumière

Ce chapitre explore les possibilités offertes par l'électrodynamique des circuits supraconducteurs (cQED) pour étudier des fluides quantiques de photons [Houck *et al.* 2012]. Les photons micro-ondes piégés dans des réseaux de cavités supraconductrices pourraient en effet être utilisés pour simuler le comportement de bosons en interaction tel que décrit par le modèle Bose-Hubbard (BH) avec des paramètres accordables (sauts, force d'interaction,...) et des géométries de réseaux arbitraires. Ils doivent permettre de s'attaquer à divers problèmes de physique de la matière condensée, y compris la physique de Mott ou, associés aux champs de jauge artificiel, les phases topologiques de la matière telles que la physique quantique de Hall. Chaque cavité du réseau joue le rôle d'un site (voir 4.1a). Pour simuler l'interaction photon-photon, un élément non linéaire, tel qu'un milieu Kerr, doit être inséré dans chaque cavité (voir 4.1c). Si certains de ces problèmes sont bien connus dans les systèmes fermés, des questions restent sans réponse pour les systèmes ouverts [Carusotto and Ciuti 2013, Jacqumin *et al.* 2014, Greentree *et al.* 2006]. On se place dans le cadre du modèle BH :

$$H_{BH} = \sum_i \omega_i b_i^\dagger b_i - \sum_{\langle i,j \rangle} (J_{i,j} b_i^\dagger b_j + J_{i,j}^* b_j^\dagger b_i) + \frac{U}{2} \sum_i n_i(n_i - 1) - \mu \sum_i n_i. \quad (4.1)$$

où b_i^\dagger et b_i sont respectivement les opérateurs de création et d'annihilation de particules sur site. ω_i correspond à l'énergie sur site, $J_{i,j} > 0$ à l'intégrale de saut et U à l'interaction sur site et $n_i = b_i^\dagger b_i$ l'opérateur nombre sur le site i . Pour un système fermé, il y a alors compétition entre délocalisation (terme de saut $J_{i,j}$) et localisation due aux interactions, qui prédit une transition de phase quantique d'une phase superfluide à une phase isolante de Mott lorsque U_i/J_i augmente. Mais, le modèle BH peut aussi conduire à des phases plus exotiques qui sont moins bien comprises. Notamment dans le cas d'un gaz de photons (intrinsèquement ouvert) et en présence d'un désordre, une phase vitreuse de Bose apparaît comme une phase intermédiaire entre les phases superfluides et les phases isolantes de Mott. Une nouvelle physique est également attendue dans les réseaux avec des structures de bandes exotiques, telles que les bandes plates ou les bandes topologiques. Dans le cas des bandes plates, des ondes de densité de charge ont été prédites à cer-

tains remplissages, mais des questions subsistent sur la nature de la phase aux remplissages intermédiaires [Drescher and Mielke 2017]. La nouveauté de ce projet est d'explorer expérimentalement et théoriquement les propriétés hors équilibre de ces modèles. Plus précisément, nous revisiterons la physique de la transition supra-isolant dans les chaînes de jonctions Josephson et la physique de l'effet Hall dans des réseaux de cavités implémentant un champ de jauge artificiel pour les photons micro-ondes.

Le projet sous-jacent, à la frontière de la physique du solide et de la physique atomique, est né de la volonté que Jérôme Estève et moi-même avons de développer une expérience mettant en commun nos compétences. Nous proposons d'utiliser *l'électrodynamique des circuits quantiques pour explorer de nouveaux états quantiques de la lumière*. Le but est de réaliser un simulateur quantique du modèle de Bose-Hubbard 2D [Roushan et al. 2017] en présence d'un champ de jauge artificiel et ainsi d'aborder par une approche « *bottom-up* » le domaine de la matière topologique (Eq. 4.2).

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \left(e^{i\varphi_{i,j}} \hat{b}_i^\dagger \hat{b}_j + e^{-i\varphi_{i,j}} \hat{b}_j^\dagger \hat{b}_i \right) + \frac{U}{2} \sum_i \hat{n}_i (\hat{n}_i - 1). \quad (4.2)$$

Le simulateur sera composé d'un réseau ($\sim 10 \times 10$) de résonateurs supraconducteurs micro-ondes. Le champ de jauge $\varphi_{i,j}$ brisant la symétrie par renversement du temps sera réalisé grâce à un contrôle dynamique du couplage entre les résonateurs alors que l'interaction photon-photon U sera induite par la non-linéarité de qubits supraconducteurs ou d'un milieu Kerr insérés dans les cavités (Fig. 4.1). Il s'agit d'un projet à long terme nécessitant de suivre différentes étapes de complexité croissante :

- réaliser et caractériser un réseau de résonateurs supraconducteurs couplés entre eux,
- contrôler le couplage dynamique entre 2 résonateurs supraconducteurs,
- implémenter un réseau de résonateurs supraconducteurs et induire à l'aide du couplage dynamique un champ magnétique artificiel pour les photons micro-ondes. Observer le spectre de Hofstadter, l'effet Hall quantique entier et des états de bords,
- réaliser un isolant de Chern photonique et observer l'effet Hall anormal,
- implémenter un réseau de résonateurs supraconducteurs non-linéaires pour induire une interaction photon-photon sur site et observer la transition superfluide - isolant de Mott de photons,
- combiner le champ de jauge artificiel et les interactions pour observer des états de Laughlin et un effet Hall quantique fractionnaire de photons.

Le simulateur que nous proposons de réaliser sera versatile : il pourra être réalisé dans des géométries différentes (hexagonale, Kagomé ...) et sera contrôlable à souhait (couplage entre résonateurs, interaction sur site). La complémentarité de

nos compétences doit nous permettre d'observer de nouveaux états topologiques de la lumière et à plus long terme, les différentes phases de l'effet Hall quantique de bosons (IQHE, FQHE). Bien que de nombreuses prédictions théoriques aient été faites sur ces sujets, très peu d'expériences ont été réalisées et de nombreuses questions restent ouvertes :

Ce projet a officiellement débuté en octobre 2014 avec l'arrivée de Jérôme Estève au sein de notre équipe. Nous avons bénéficié d'un soutien important de la part du CNRS permettant l'achat d'un réfrigérateur à dilution « helium free ». Cette activité bénéficie également de l'arrivée de trois étudiants de Master qui, à ce jour, ont poursuivi leur thèse au sein de l'équipe : Alexis Morvan (2015), Mathieu Féchant (2016) et Gianluca Aiello (2016). Voici les résultats obtenus :

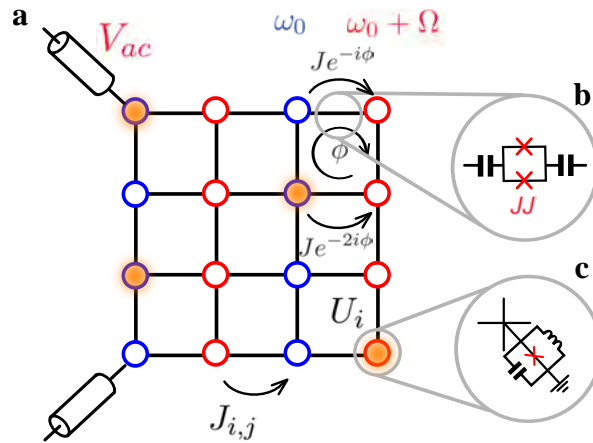


FIGURE 4.1 – a-Modèle de Bose-Hubbard sur réseau en présence d'un champ de jauge réalisé à l'aide de résonateurs (LC) couplés capacitivement entre eux. b- Les couplages peuvent être modulés à l'aide d'un champ magnétique et de jonction Josephson. c- Les interactions peuvent être également induites par la non-linéarité de jonctions Josephson. Le système est un système ouvert que l'on peut sonder par des mesures de réflexion ou transmission micro-onde.

4.1 Résultats marquants

4.1.1 Imagerie des modes d'un réseau bi-dimensionnel de résonateurs supraconducteurs

Objectif : Identifier les modes associés aux résonances observées dans le spectre en réflexion/transmission.

Il est indispensable de contrôler les paramètres du réseau tels que le couplage ou le désordre quelle que soit la géométrie de réseau retenue. Nous avons ainsi réalisé différents types de réseau (ligne 1D, réseau carré 2D...) afin de comparer le spectre mesuré avec le spectre théorique. Le spectre étant mesuré en réflexion et/ou en

transmission entre 2 sites en périphérie du réseau. Tous les modes ne sont pas accessibles et il est difficile d'attribuer avec certitude une résonance à un mode. Nous avons développé une technique d'imagerie de modes à basse température basée sur l'évolution des résonances micro-ondes en fonction de la position d'un spot lumineux perturbant de manière locale les paramètres du réseau (dissipation et/ou dispersion).

Nous avons réalisé et mesuré un réseau en nid d'abeille comprenant 324 résonateurs spirales (Fig. 4.2-**a,b**). Le spectre en transmission révèle l'existence de deux bandes comme prévu pour le graphène avec une baisse de la densité des états entre les deux bandes ainsi que des états de bords associés aux conditions de bords de type « zig-zag » (Fig. 4.2-**c**). Pour mieux comprendre la structure de la bande, nous avons développé une microscopie à balayage laser à basse température basée sur la variation de transmission induite par la puissance laser absorbée [Averkin *et al.* 2013]. Cette technique permet d'induire localement une dissipation α et de mesurer la dépendance spatiale des modes résonants observés en transmission. La transmission est donnée par :

$$t(\omega, x, y) = -i\eta \langle in | \frac{1}{\hbar\omega - H(x, y) - i\Sigma_{in,out}} | out \rangle, \quad (4.3)$$

où in/out sont les 2 sites entre lesquels est mesurée la transmission, $\Sigma_{in,out}$ est la « self » énergie associée au couplage extérieur et $H(x, y) = \sum_n \hbar\omega_n |\varphi_n\rangle \langle \varphi_n| + i\alpha |x, y\rangle \langle x, y|$ avec $|\varphi_n\rangle = \sum_{x,y} W_n(x, y) |x, y\rangle$ un mode propre du réseau. Le poids du mode n est alors donné au première ordre par :

$$|W_n|^2 = -\frac{\Sigma_{in,out}}{2|t_n|^2} \frac{\partial |t_n|^2}{\partial \alpha} \quad (4.4)$$

La figure 4.3(**a**) montre des images de quelques modes. En particulier, nous observons sur la figure 4.3(**b**) des modes de bord le long des géométries de bord en « zig-zag » et « bearded » [Bellec *et al.* 2013]. A l'aide d'une transformée de Fourier des modes, on reconstruit la relation de dispersion dans la première zone de Brillouin (voir figure 4.6 en identifiant le vecteur d'onde de chaque mode mesuré $E(|\mathbf{k}|)$).

4.1.2 Modélisation d'un réseau micro-onde de grande taille

Objectif : simuler une structure de bandes photoniques donnée en réalisant un réseau de résonateurs couplés.

Notre objectif est de coupler un grand nombre de résonateurs supraconducteurs pour réaliser un modèle photonique de Bose Hubbard avec des photons hyperfréquences. Avant de considérer un système en interaction, deux questions se posent pour un simple système linéaire :

- Existe-t-il un modèle de liaisons fortes (« tight binding » (TB)) correspondant caractérisé par un petit nombre de paramètres ?
- Peut-on quantifier le désordre inhérent à la simulation ?

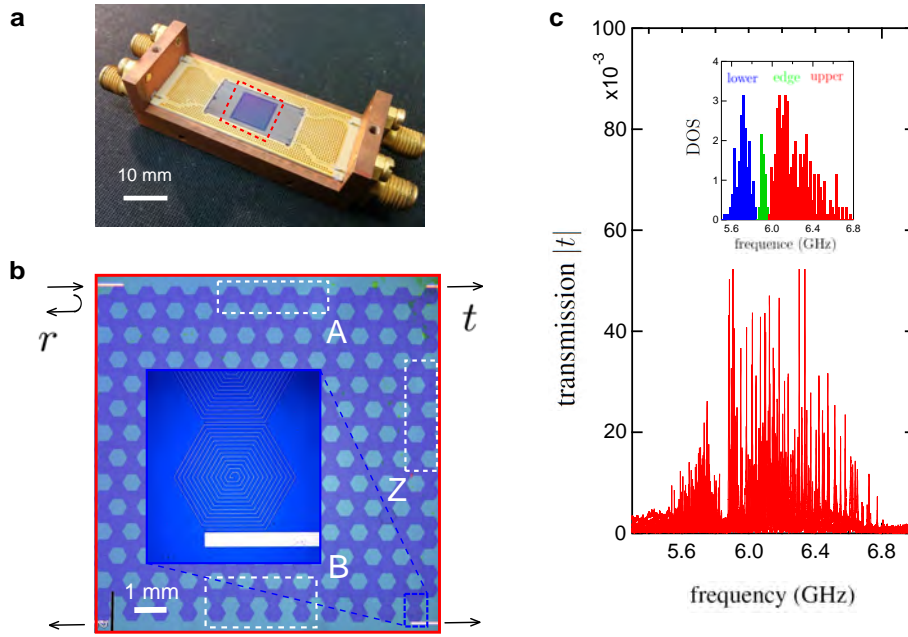


FIGURE 4.2 – **a** Réseau en nid d’abeilles de résonateurs hyperfréquences dans son porte-échantillon. **b** Vue globale du réseau et zoom d’un résonateur spirale (un site). **c** Spectre transmis mesuré à $T = 0.9$ K par deux ports connectés aux coins de l’échantillon. *Insert* : densité d’état associée aux deux bandes.

Pour répondre à ces questions, nous avons réalisé un graphène artificiel. Le réseau en nid d’abeilles est composé de résonateurs spirales superconducteurs en Niobium.

Une façon naturelle de déduire la structure de la bande photonique consisterait à rechercher le Hamiltonien total du réseau et à utiliser, si possible, une approche TB (cette approximation ne peut être utilisée que si les modes photoniques des résonateurs sont bien localisés). Il faut d’abord caractériser le champ de photons dans les résonateurs (fréquence, couplage...) comme on le fait habituellement avec les orbitales atomiques pour la structure des bandes électroniques. Il existe 2 approches :

- Modéliser chaque résonateur (un ensemble de capacités et d’inductances) et leur couplage (capacitifs et inductifs) puis déduire un Hamiltonien approché.

$$H_{LC} = \frac{1}{2} Q^\dagger C^{-1} Q + \frac{1}{2} \varphi^\dagger \mathcal{L}^{-1} \varphi, \quad (4.5)$$

où C et \mathcal{L} correspondent aux matrices de capacités et d’inductances dans une base d’états fictifs capable de modéliser l’ensemble des modes du réseau (Q, φ) et ainsi définir les orbitales du modèle de TB .

- Définir la base des états de cavité localisés (orbitales) pour exprimer les modes de cavité couplés. Il nous permettra d’appliquer le théorème de Bloch et d’en déduire la structure de la bande. Enfin, si possible, nous en déduirons le modèle de liaison étroite (TB) correspondant, à condition que les approximations TB soient justifiées. Parce qu’il s’agit d’un problème électrique, les états

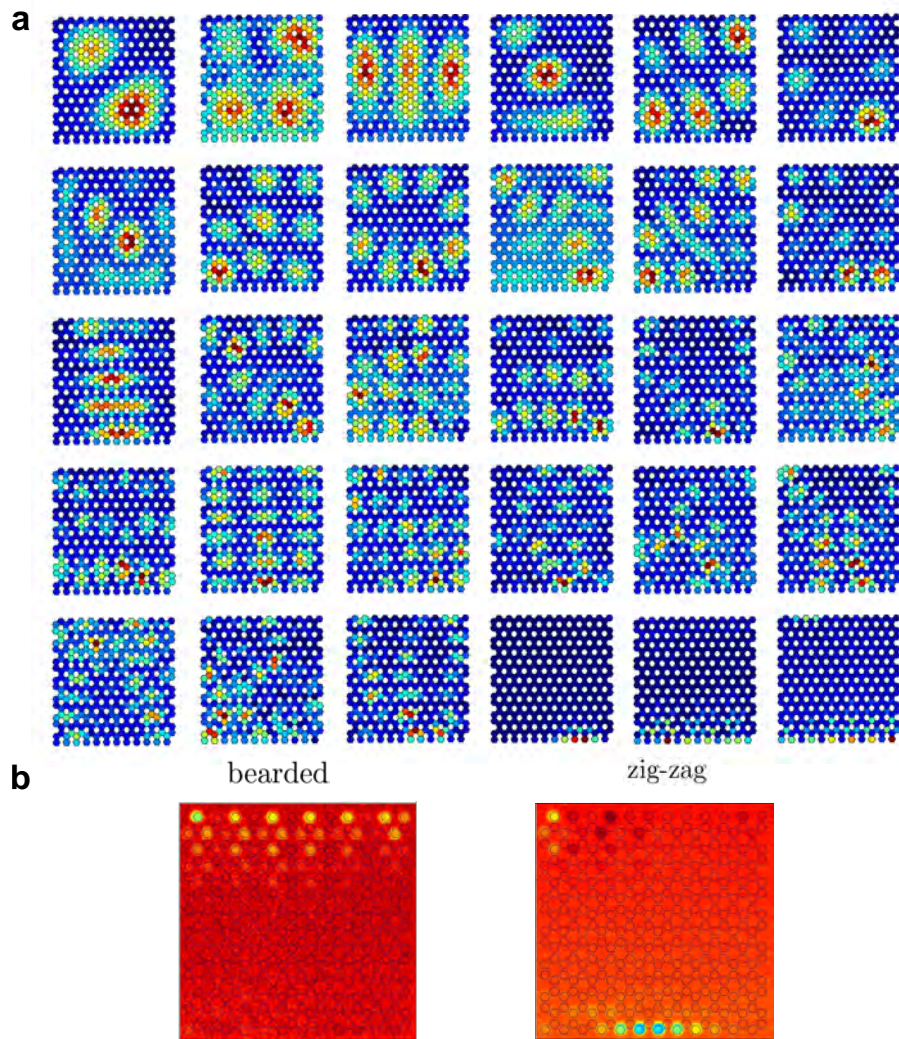


FIGURE 4.3 – a- Images obtenues par notre technique de microscopie à balayage laser pour les modes de la bande supérieure. b- Exemples de modes de bords associés aux géométries « bearded » et « zig-zag ».

des cavités peuvent être déterminés à partir de 2 approches différentes : celle de « Maxwell » ou celle de « Millman » (ingénierie électrique). La seconde peut être mise en œuvre à l'aide de Sonnet, un logiciel électromagnétique haute fréquence.

Il s'agit d'un système ouvert que l'on traite à l'aide du formalisme de l'équation maîtresse de Lindblad ou celui de la théorie « *input-output* » [Gardiner and Collett 1985, Yurke and Denker 1984, Le Boité *et al.* 2013]. Dans le formalisme « *input-output* », le même Hamiltonien est dérivé de l'approche de l'équation maîtresse en utilisant l'approximation séculaire. Cependant, des champs d'entrées-sorties supplémentaires sont introduits et dépendent de l'interaction avec les opérateurs du système quantique fermé (décrit par le Hamiltonien H_{sys}) et du taux de dissipation correspondant dans l'environnement ouvert. On peut alors résoudre l'équation (4.7a) pour des temps longs avant la diffusion ($a_{\text{in},k}$) et après la diffusion ($a_{\text{out},k}$).

La conservation de l'énergie et les conditions aux limites imposent pour un site a_n du réseau :

$$\frac{\partial a_n(\omega, t)}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [a_n, H_{\text{sys}}] - \Gamma a_n + \sqrt{\gamma_c} \sum_p C_{n,k} a_{in,p}, \quad (4.6a)$$

$$a_{in,p} + a_{out,p} = \sqrt{\gamma_c} \sum_n C_{n,p} a_n, \quad (4.6b)$$

où $C_{i,k}$ correspond à la matrice $N \times P$ de couplage entre les N sites du réseau et les P câbles auxquels il est connecté, γ_c représente les pertes liées au couplage alors que γ_{loss} représente les pertes intrinsèques du système et $\Gamma = (\gamma_c + \gamma_{\text{loss}})/2$ les pertes totales. En considérant la base $\{|\varphi\rangle\}_\varphi$ des états propres du Hamiltonien $H_{\text{sys}} = \sum_{|\varphi\rangle} \hbar\omega_\varphi |\varphi\rangle\langle\varphi|$, on obtient :

$$a_\varphi = \frac{\sqrt{\gamma_c} \sum_p C_{n,p} a_{out,p}}{i(\omega - \omega_\varphi + \Gamma - \sum_{n,p} C_{n,p}^t C_{p,n})}, \quad (4.7a)$$

$$a_{in,p} + a_{out,p} = \sqrt{\gamma_c} \sum_{n,\varphi} C_{n,p} \langle n|\varphi\rangle a_\varphi \quad (4.7b)$$

On en déduit la matrice de diffusion $S_{p,q} \equiv a_{out,p}/a_{in,q}$:

$$S_{p,q} = -\delta_{p,q} + \frac{\gamma_c \sum_{n,\varphi} C_{n,p} \times C_{n,p} \langle n|\varphi\rangle}{i(\omega - \omega_\varphi + \Gamma - \sum_{n,p} C_{n,p}^t C_{p,n})}. \quad (4.8)$$

L'approche de « Millman » ne fait intervenir qu'un nombre fini de ports et ne donne que des informations partielles sur les orbites des cavités. Elle nécessite la mise au point d'une méthode systématique de contrôle des approximations sur la structure de la bande en raison du manque d'informations sur les orbites (position et nombre de ports). Dans le cas du réseau en nid d'abeille composé de résonateurs spirales (Fig. 4.2), la topologie du mode impliqué (forme et couplage) sur un site du réseau nous a conduit à définir 3 ports micro-onde par sites pour définir une orbitale et à considérer 3 proches voisins (Fig. ??). Le réseau, supposé infini, est alors caractérisé par une matrice d'admittance $(3 \times 16) \times (2 \times 16) = 38 \times 38$ calculée numériquement à l'aide du logiciel Sonnet (Fig. ??) :

$$Y_{n,m} = \left. \frac{I_n}{V_m} \right|_{V_{k \neq m} = 0} = -y_{n,m} \quad (4.9a)$$

$$Y_{n,n} = \left. \frac{I_n}{V_n} \right|_{V_{k \neq n} = 0} = \sum_{j=1}^N y_{n,j} \quad (4.9b)$$

$$(4.9c)$$

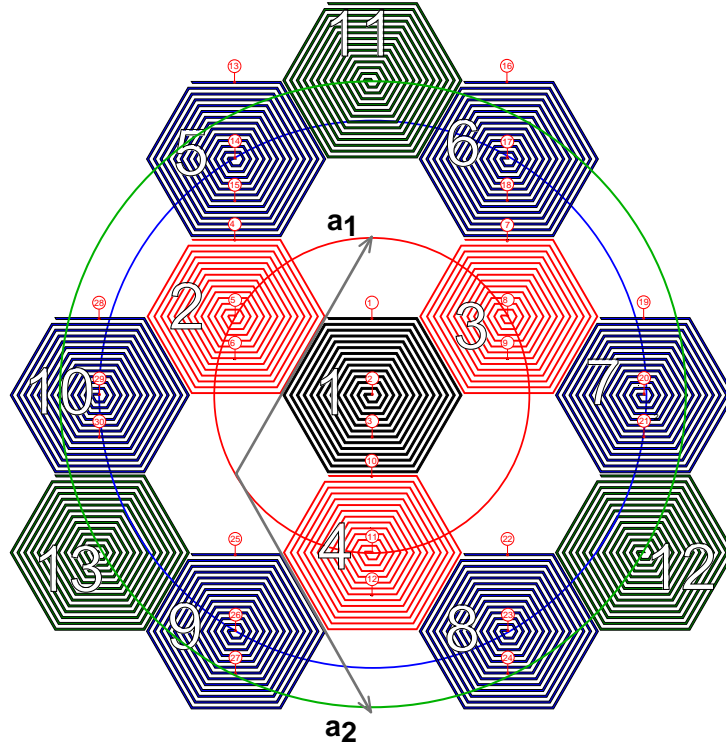


FIGURE 4.4 – Maille élémentaire et disposition des ports micro-ondes utilisés pour calculer $Y_{n,m}(\omega)$ à l'aide du logiciel de simulation « SONNET » .

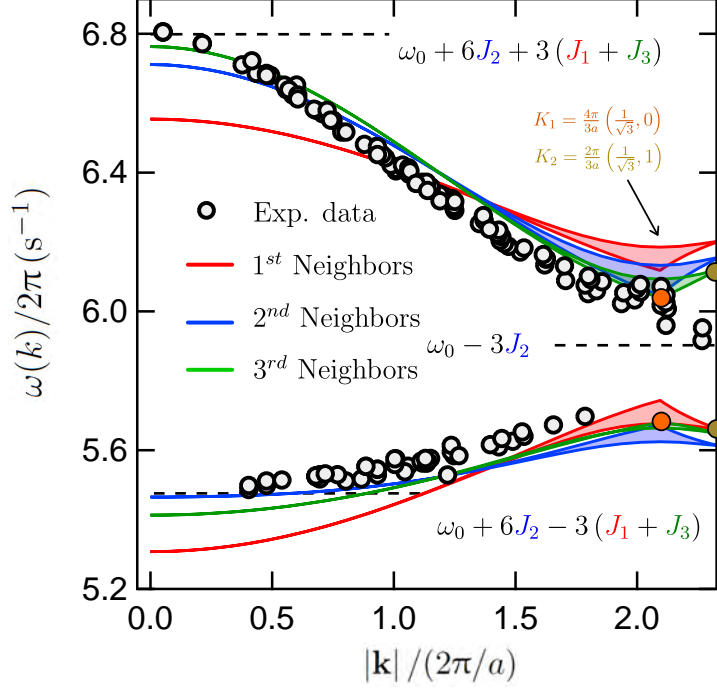
La loi des nœuds implique $\sum_n Y_{n,m}(\omega) V_m(\omega) = 0, \forall n$ (théorème de Millman). Il suffit de résoudre le système linéaire donné par la matrice des admittances $[Y][V] = 0$. On peut alors reconstruire la relation de dispersion $\omega(\mathbf{k})$ en considérant les ondes Bloch $V_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} v_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ ayant la symétrie périodique du réseau de Bravais \mathcal{B} : $v_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = v_{\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{R}) \forall \mathbf{R} \in \mathcal{B}$. Le théorème de Millman implique alors :

$$\sum_{\mathbf{R} \in \mathcal{B}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}} Y_{\mathbf{R}}(\omega) v_{\mathbf{k}}(\mathbf{R}) = 0 \Leftrightarrow [Y_{\mathbf{k}}(\omega)] [v_{\mathbf{k}}(\mathbf{R})] = 0. \quad (4.10)$$

Les solutions non triviales impliquent $\det(Y_{\mathbf{k}}(\omega)) = 0$. En utilisant 3 ports par résonateur sur un ensemble de 13 résonateurs (Fig. 4.4), le logiciel de simulation électromagnétique « SONNET » nous a permis de calculer de manière *ab initio* la relation de dispersion $\varepsilon(\mathbf{k})$ (Fig. 4.6). Le bon accord entre la théorie et l'expérience 4.5 démontre le haut degré de contrôle que nous pouvons atteindre dans la conception du réseau. Nous déduisons également de manière phénoménologique un modèle TB tenant des couplages 1^{er}, 2^{me} et 3^{me} voisins et de l'anisotropie entre résonateurs liée à la géométrie des spirales (type A et type B) (voir Tab. 4.1 et Fig. 4.5) :

	$\omega_A/2\pi$	$\omega_B/2\pi$	J_1	J_2	J_3
unité (GHz)	6.08 ± 0.01	5.77 ± 0.15	$\simeq -0.200 \pm 0.024$	$\simeq -0.026 \pm 0.010$	$\simeq -0.018 \pm 0.010$

TABLE 4.1 – Paramètres du modèle de liaisons fortes.

FIGURE 4.5 – Relations de dispersion phénoménologiques décrites par l'équation (??). Les cercles noirs correspondent aux données expérimentales alors que les lignes pleines représentent les courbes théoriques tenant compte des couplages 1^{er}, 2^{me} et 3^{me} du plus proche voisin.

4.1.3 Effet Kerr dans un supraconducteur désordonné

Afin de simuler un Hamiltonien de type BH, il reste à introduire un terme d'interaction photon-photon. Afin de simuler l'interaction en cQED, l'élément non linéaire de choix est la jonction Josephson se comportant comme un milieu Kerr inséré dans chaque cavité [Krupko *et al.* 2018]. Elle est accordable et permet d'atteindre des régimes de forte interaction ($U \simeq 500$ MHz [Fink *et al.* 2008]). L'équipe d'Andrew Houck, de l'Université de Princeton, est pionnière dans ce domaine [Underwood *et al.* 2012]. Elle a ainsi pu observer une transition de phase quantique dynamique dans un système photonique ouvert en interaction forte [Raftery *et al.* 2014]. Cependant, cette approche est techniquement difficile car elle nécessite la réalisation de réseaux homogènes [Lecocq *et al.* 2011] de jonctions sur de grandes surfaces afin d'éviter tout désordre dans le réseau. Comme alternative, nous proposons ici d'explorer les possibilités offertes par un autre type de non-linéarité intrinsèque aux systèmes supraconducteurs : l'inductance cinétique. L'inductance cinétique étant directement proportionnelle à la résistance du supraconducteur à l'état normal, elle sera exacerbée dans des supraconducteurs fortement désordonnés tels que Nb_xSi_{1-x} que nous avons déjà étudiés dans le cadre de la Transition

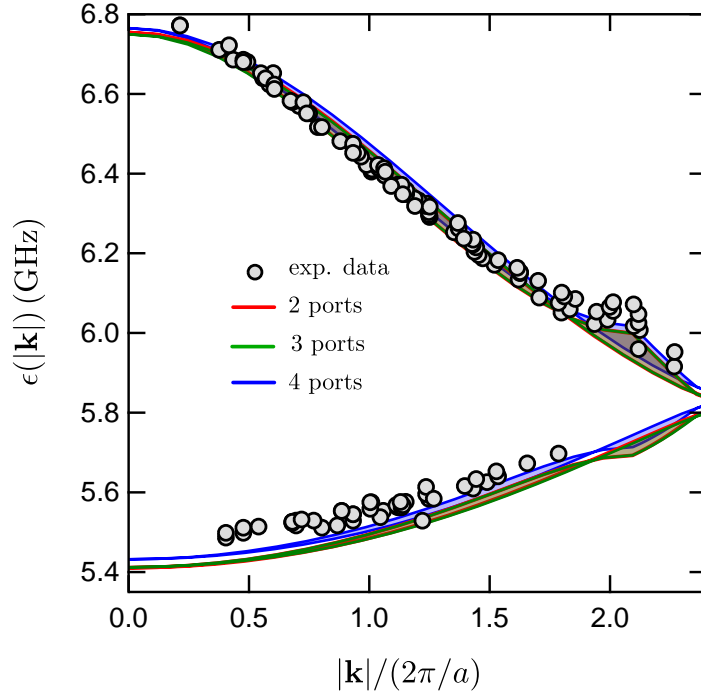


FIGURE 4.6 – Relations de dispersion. Les cercles noirs correspondent aux données expérimentales alors que les lignes pleines représentent les courbes issues de l'analyse numérique en terme d'admittance tenant compte des couplages 3^{me} plus proche voisin en utilisant les solutions de $\det(Y_{\mathbf{k}}(\omega)) = 0$ avec $Y_{\mathbf{k}}$ donnée par l'Eq. (4.10) pour 1,2 et 3 ports par résonateur. On remarque que 3 ports suffisent à une description fine des couplages.

Supra-Isolant (TSI). En effet, un fil supraconducteur mince se comporte comme une inductance non-linéaire non dissipative qui, au deuxième ordre donne :

$$L_K(I) = L_K(0) \left[1 + \left(\frac{I}{I^*} \right)^2 \right], \quad (4.12)$$

où $L_K(T = 0\text{K}) = \frac{\hbar R_n}{\pi \Delta_0}$ est l'inductance des paires de Cooper à $T = 0\text{K}$ dans la limite salle ($l_e \ll \xi_0 = \hbar v_F / \pi \Delta_0, \lambda_0$) et R_n est la résistance normale. En minimisant la fonctionnelle énergie libre du film supraconducteur dans la théorie BCS [Bardeen 1962], on aboutit à :

$$I^* = \frac{I_0}{x_c y_c} \sqrt{\frac{1 - \alpha}{\alpha}}, \quad (4.13)$$

où $x_c = \Delta(I_c^-) / \Delta_0$ et $y_c = \sqrt{\left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) x_c \log x_c + x_c (\log x_c)^2}$ avec $\alpha = N_0 V \simeq 1 / \log(2\hbar\omega_c / \Delta_0)$ le facteur de couplage du supraconducteur. Minimiser I^* permet de maximiser la non-linéarité et nécessite de maximiser R_n . L'utilisation de supraconducteurs désordonnés, tels que TiN , $NbTiN$ ou $NbSi$, entraîne donc une

non-linéarité accrue par rapport aux matériaux comme Nb ou Al . Cette propriété a récemment été utilisée pour construire un amplificateur paramétrique, montrant les possibilités offertes par les supraconducteurs à haute résistivité pour les expériences d'optique quantique micro-ondes [Ho Eom *et al.* 2012].

Nous avons développé depuis plusieurs années une collaboration avec le groupe « Détecteur Cryogénique » du CSNSM au sujet de la nature quantique de la TSI dans les couches minces supraconductrices désordonnées. Notre but était d'étudier l'interaction entre la supraconductivité et le désordre dans les systèmes bidimensionnels en mesurant la réponse électrodynamique de la phase supraconductrice du $NbSi$ amorphe. Nos études et l'expertise du groupe du CSNSM dans la compréhension et la maîtrise des échantillons de $NbSi$ nous ont conduit à explorer l'utilisation de ce nouveau matériau pour la réalisation de non-linéarité. Afin de mesurer la conductivité complexe dans une large gamme de fréquences 0.1 – 2 GHz, nous avons choisi, lors de la thèse de François Couëdo d'effectuer une mesure de réflectométrie sur un film mince d'impédance adaptée à l'état normal. Les expériences ont été réalisées en « régime classique » ($hf \ll k_B T$) et, en suivant une procédure d'étalonnage *in situ*, nous avons pu extraire une valeur absolue de l'impédance complexe du film qui suggère une supraconductivité BCS classique. En effet, les dépendances de température et de fréquence suivent la théorie de Mattis-Bardeen à l'exception du fait que le pic de cohérence a une valeur expérimentalement beaucoup plus grande que ce qui est théoriquement attendu. Bien que le cœur du projet soit consacré à la réalisation d'un résonateur supraconducteur non linéaire à haute qualité, un résonateur multimode pourrait également être utilisé pour observer la conductivité dans un régime intermédiaire : (i) lorsque $hf \ll k_B T$, le comportement du système est régi par la limite $f = 0$ et la transition est dominée par les effets de température, (ii) lorsque $hf \gg k_B T$, le comportement est dominé par les fluctuations quantitatives limitées par la fréquence des mesures. La graduation est donc dominée par f et est indépendante de la température. Si c'est le cas, cela signifie que la température est l'échelle de coupure pertinente entre un régime classique et un régime quantique (pas de temps de diffusion microscopique impliqué). A température finie, il faut observer, à la transition, une dépendance de la conductivité critique en $k_B T/hf$ [Ho Eom *et al.* 2012].

Nous utilisons ici un résonateur demi-onde en $Nb_{0.25}Si_{0.75}$ de température critique $T_c \simeq 1$ K et de grande inductance cinétique $L_k \simeq 931 \mu\text{H}$ afin de réaliser une cavité de grande impédance caractéristique $Z_c = \sqrt{\frac{L_k}{C_{\text{geo}}}} \sim 4.25 \text{ k}\Omega$ (la capacité géométrique $C_{\text{geo}} \simeq 51.4 \text{ pF}$ est déterminée pour une ligne « micro-strip » de longueur $\ell = 380 \mu\text{m}$ et de largeur $w = 2 \mu\text{m}$ lithographiée sur un substrat de $h = 280 \mu\text{m}$ de silicium). Avec une impédance caractéristique proche du quantum de résistance $R_K = h/e^2 = 25.8 \text{ k}\Omega$, il est alors possible d'atteindre le régime de couplage fort atteint pour $Z_c = 2R_K/\pi \sim 4.1 \text{ k}\Omega$. La figure 4.7-a décrit la géométrie du résonateur $\lambda/2$ étudié. Les résonances observées à différentes températures (Fig. 4.7-b)), permettent de déduire la dépendance en température de la fréquence de résonance f_0 (Fig. 4.7-c) et du facteur de qualité Q (Fig. 4.7-d) en accord avec la théorie de Mattis-Bardeen [Gao 2008]. La dépendance en courant de la fréquence f_0 permet de vérifier l'Eq. (4.12) et de déduire $I^* = 20.13 \pm 0.03 \mu\text{A}$ et $\mathcal{L}_k = \frac{1}{C_{\text{geo}}(2\ell f_0)^2} \sim 931 \mu\text{H}$ (Fig. 4.7-e).

4. SIMULATEURS QUANTIQUES POUR L'ÉTUDE DE NOUVELLES PHASES QUANTIQUES DE LA LUMIÈRE

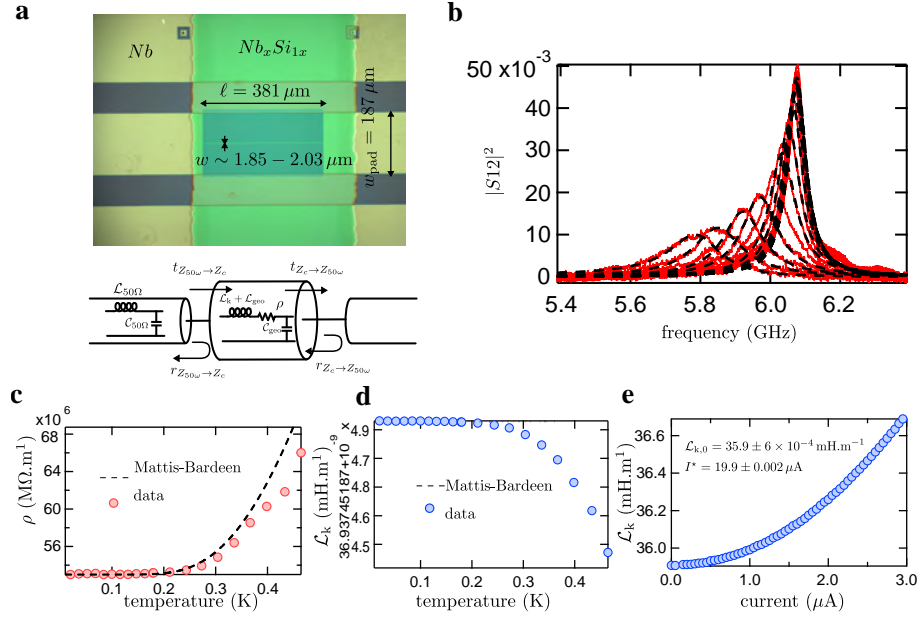


FIGURE 4.7 – a- Géométrie de l'échantillon, modèle électrocinétique correspondant. b- Dépendance en fréquence de la transmission du résonateur pour différentes températures. c- Résistance linéique en fonction de la température. d- Inductance cinétique en fonction de la température. e- Inductance cinétique en fonction du courant à basse température ($T \sim 15$ mK).

4.1.3.1 Transition supraconducteur-isolant dans les systèmes désordonnés - Mesure de l'inductance cinétique

Objectif : Etude de la transition supra-isolant à haute fréquence.

Les transitions de phases quantiques (TPQ) constituent une problématique très générale qui s'applique à divers systèmes ou phénomènes : supraconducteurs à haute température critique, transition métal-isolant, réseaux de jonctions Josephson, transition supraconducteur-isolant, hélium superfluide dans des milieux aléatoires, effet Hall quantique... Des systèmes désordonnés proches de la dimension 2 présentent une transition de phase quantique supraconducteur-isolant (TSI). Le groupe Détecteurs Cryogéniques du CSNSM auquel appartient Claire Kikuchi, initiatrice du projet, a développé une expertise poussée dans la fabrication et la caractérisation de couches ultra-minces de Nb_xSi_{1-x} , système désordonné modèle faisant apparaître une TSI. Le but du projet est l'étude de cette transition à haute fréquence et sous champ magnétique au sein de notre équipe. Il convient pour cela de mesurer les parties réelle et imaginaire de l'impédance Z dans la limite quantique à des fréquences $h\nu > k_B T_c$. Dans cette limite, la mesure de la résistivité à fréquence finie devrait donner accès aux exposants critiques caractéristiques de la TPQ. En effet, Sondhi *et al* [Sondhi *et al.* 1997] ont montré que pour une TPQ contrôlée par un paramètre d'ordre K (pouvant être le désordre ou le champ magnétique) la résistivité devrait suivre une loi d'échelle :

$$Z(K, T, \nu) = f \left(\frac{h\nu}{k_B T}, \frac{|K - K_c|}{k_B T_c^{1/\nu_c z}} \right),$$

où f est une fonction de deux variables et K_c représente la valeur critique du paramètre d'ordre, ν_c l'exposant critique associé à la longueur de corrélation ($\xi \sim 1/|K - K_c|^{\nu_c}$) et z un exposant dynamique défini à l'aide de la longueur de corrélation $\xi_\tau \sim \xi^z$. Nous avons effectué une première série de mesures en réflectométrie dans la limite classique ($\nu < 2$ GHz) sur des échantillons de $T_c = 455$ mK $\simeq 9.5$ GHz présentant une transition métal-supraconducteur (figure 4.8).

FIGURE 4.8 – Effet du recuit sur les couches minces a - $NbSi$: résistivité carrée en fonction de la température pour un film $Nb_{18}Si_{82}$ de 7.5 nm d'épaisseur pour différentes températures de recuit.

La difficulté principale de ces mesures d'impédance est liée à l'obtention de la réponse de l'échantillon, déconvoluée de celle du dispositif de mesure. Une calibration de ce dispositif est nécessaire afin de pouvoir extraire la valeur absolue de l'impédance de l'échantillon mesuré. A très basse température, la calibration est particulièrement complexe. Nous avons développé avec François Couedo et Claire Kikuchi, une technique de calibration hyperfréquence utilisant 3 impédances connues de l'échantillon comme point de référence : à basse température, nous utilisons 3 points en températures T_1 , T_2 et T_3 (Fig. 4.9-d), pour lesquelles nous faisons une hypothèse sur les propriétés physiques de l'échantillon, permettant de déterminer leur impédances $Z(T_1)$, $Z(T_2)$ et $Z(T_3)$. Nous observons une dépendance de $\text{Re}(Z)$ proche de celle de la résistance dc (Fig. 4.9-a) ainsi qu'une valeur non-nulle de $\text{Im}(Z)$ à la transition (Fig. 4.9-b). La calibration du circuit hyperfréquence a été effectuée *in situ* en utilisant les valeurs de résistance de l'échantillon à différentes températures (4.2 K, 1 K et 90 mK) où il est raisonnable de dire que l'impédance est purement résistive d'une part et suit la loi de Mattis-Bardeen à température nulle d'autre part. Les valeurs de densité superfluide que l'on déduit de ces mesures restent plus élevées que celles référencées dans la littérature mais la dépendance en température est en accord avec la loi de Mattis-Bardeen (Fig. 4.9b). De nouveaux échantillons visant à réduire d'éventuels effets de bords et permettent d'atteindre le régime quantique sont en cours de fabrication. Concernant les mesures hyperfréquences, des mesures en transmission sont envisagées et nous avons travaillé avec Pascale Diener à l'élaboration d'un système de calibration absolue fonctionnant à basse température. Ce dispositif, en plus de permettre une interprétation de la physique de l'échantillon, serait une avancée technique importante dans le domaine. Afin de conforter ces résultats et de justifier le choix de $NbSi$ comme supraconducteur de grande inductance linéïque, nous avons réalisé un résonateur non-linéaire $\lambda/2$ de grande impédance caractéristique.

4.1.3.2 Réalisation d'un résonateur $\lambda/2$ non-linéaire en $NbSi$

Objectif : Réaliser un résonateur non-linéaire en $NbSi$ de grande impédance caractéristique.

La cQED permet d'étudier l'interaction entre la lumière et la matière au niveau le plus élémentaire, grâce à la réalisation d'un couplage fort entre un atome unique et un photon unique piégé dans une cavité micro-onde ou optique. Ce paradigme a été récemment introduit dans les circuits supraconducteurs : des atomes artificiels constitués de circuits supraconducteurs à deux niveaux ont été couplés à des cavités

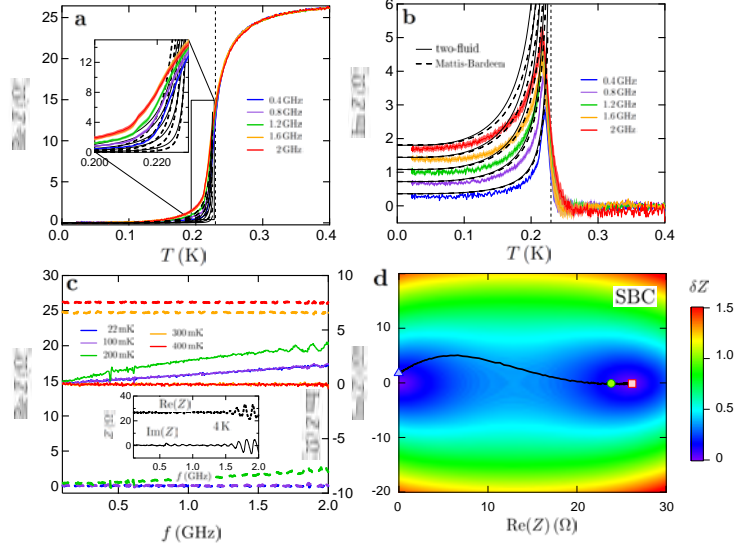


FIGURE 4.9 – **a**- Parties réelle $\text{Re}(Z)$ et **b**-imaginaire $\text{Im}(Z)$ de l'impédance d'un échantillon de $\text{Nb}_{0.15}\text{Si}_{0.85}$ de 500 \AA d'épaisseur mesuré en champ nul à $f = 2 \text{ GHz}$. Les impédances $Z(T_1) = 26 \Omega$, $Z(T_2) = 24 \Omega$ et $Z(T_3) = jL_K\omega$ ont été choisies comme points de calibration. **c**- Dépendance en fréquence de $\text{Im}(Z)$. **d**- Erreur de mesure de l'impédance dans le plan $(\text{Re}(Z) - \text{Im}(Z))$ suite à cette qualification *in situ*.

supraconductrices [Wallraff *et al.* 2004, Paik *et al.* 2011], dans le cadre du circuit QED. En couplant fortement le circuit supraconducteur à son environnement électromagnétique, il est possible de préparer et de stabiliser des états de Fock à la demande à l'aide d'une simple tension continue [Souquet and Clerk 2016]. Il faut pour cela atteindre le régime de couplage fort, où l'impédance caractéristique Z_c du résonateur est de l'ordre du quantum de résistance $R_K = h/e^2$, ce couplage est caractérisé par le paramètre $\Lambda = \frac{\pi Z_c}{R_K}$. Le couplage fort ($\Lambda \simeq 1$) impose de réaliser un résonateur d'impédance caractéristique de l'ordre de $Z_c \simeq 4 \text{ k}\Omega$. La grande inductance cinétique des supraconducteurs désordonnés permet d'atteindre de telles valeurs. Nous avons réalisé un résonateur $\lambda/2$ en NbSi d'impédance $Z_c = \sqrt{\mathcal{L}/\mathcal{I}}$

4.1.3.3 Réalisation d'un système de mesures micro-onde calibré à basse températures

Objectif : Effectuer une calibration absolue (« Open-Short-Load ») à basse température.

Nous avons développé un système de calibration hyperfréquence à basses températures (1.2 K). Les mesures de réflectométrie hyperfréquence doivent être calibrées au niveau de l'échantillon à l'aide de 3 impédances connues (en général un circuit ouvert (« open »), un court-circuit (« short ») et une résistance de charge 50Ω (« load »). Cette procédure est très délicate à basse température car elle nécessite plusieurs cyclages thermiques qui détériorent la qualité de la calibration. Nous avons réalisé un dispositif permettant cette calibration *in situ* dans un cryostat à ^4He pompé dans une gamme de fréquence dc - 2 GHz (Fig. 4.10-a). Son principe de fonctionnement est basé sur un commutateur rotatif permettant de connecter

successivement les impédances de calibration et l'échantillon tout en gardant une géométrie de ligne identique (Fig. 4.10-c). L'ensemble des courbes représentées sur la figure 4.10-c correspond aux points de calibration (« *open-short-Load* ») en réflexion et à la mesure calibrée de l'impédance d'un échantillon de $Nb_{0.25}Si_{0.75}$ à 4.2 K. Les différentes courbes correspondent à des mesures successives. L'échantillon (composition et géométrie) a été choisi pour que sa résistance soit proche de $50\ \Omega$. Ce dispositif a fait l'objet d'une publication et d'un « *preprint* » [Diener *et al.* 2014, Couëdo *et al.* 2018].

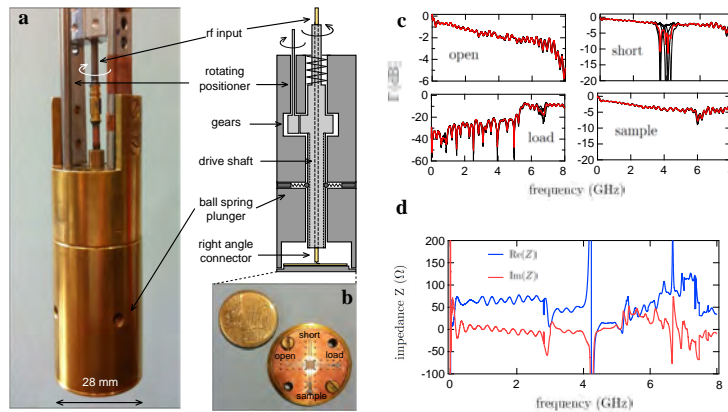


FIGURE 4.10 – a- Système de calibration hyperfréquence monté sur une canne de mesure dans un cryostat à 4He pompé. b- Circuit coplanaire hyperfréquence comportant les 3 standards de calibration (circuit ouvert (*open*), court-circuit (*short*), résistance de charge $50\ \Omega$ (*load*)) ainsi que l'échantillon à mesurer. c- Mesures de réflectométrie pour la calibration (« *open-short-load* ») et la mesure de l'échantillon (« *sample* »). d- Parties réelle et imaginaire de l'impédance de l'échantillon après calibration.

4.2 Perspectives

4.2.0.1 Ondes topologiques dans des réseaux quasi-périodiques

Objectif : Imager les modes fractales associés aux résonances observées dans le spectre en réflexion/transmission.

Les quasi-cristaux 1D, qui incluent la chaîne de Fibonacci, peuvent être mappés sur le modèle 2D Harper-Hofstadter [Hofstadter 1976], qui présente des nombres Chern non nuls. La réalisation de la chaîne de Fibonacci quasi périodique (voir Fig. 4.11a) a un spectre d'énergie continu singulier qui satisfait le « *gap labeling theorem* » [Baake and Moody 2000]. La densité normalisée des états à l'intérieur d'un intervalle est donnée par $N_{p,q} = p + (\sqrt{5} - 1)q/2$ où $p, q \in \mathbb{N}$ sont des nombres Chern. Ce théorème conduit à l'ensemble de Cantor fractal comme structure du spectre énergétique, qui a déjà été observé expérimentalement [Tanese *et al.* 2014, Verbin *et al.* 2015, Dareau *et al.* 2017]. Cependant, la structure fractale de la fonction d'onde [Macé *et al.* 2016] n'a pas encore été étudiée expérimentalement.

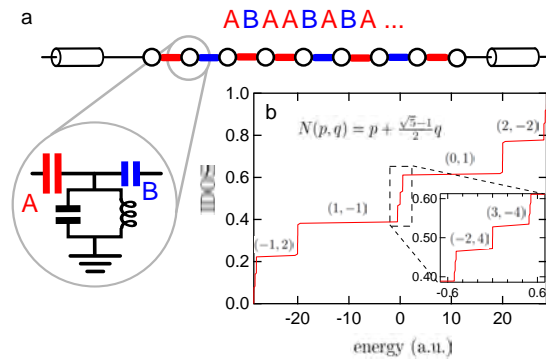


FIGURE 4.11 – **Simulation d’une chaîne de Fibonacci en cQED** a- Chaîne de résonateurs supraconducteurs suivant une série de Fibonacci de type *ABAABABA...* b- Densité d’états intégrée (IDOS) en fonction de l’énergie (exprimée en unité d’énergie par site). Chaque plateau observé dans la IDOS peut être indicé par deux nombres entiers reliés à la structure topologique du spectre.

4.2.0.2 Etats de Semenov

Objectif : Identifier les modes associés aux résonances observées dans le spectre en réflexion/transmission.

La structure en bande d’un réseau en nid d’abeilles se compose de deux bandes qui se touchent aux points Dirac. En introduisant un déséquilibre énergétique entre deux sites inéquivalents du réseau, un « *gap* » s’ouvre aux points Dirac (Fig. 4.12-a). Semenov a prédit qu’à l’interface entre deux réseaux présentant un déséquilibre de masse opposée, des états de bords propageants apparaissent à l’interface [Semenoff *et al.* 2008]. Nous réaliserons une telle paroi de domaine entre deux réseaux en nid d’abeilles de résonateurs supraconducteurs avec un déséquilibre d’énergie sur site opposée. En utilisant la technique d’imagerie de modes, nous reconstruirons la relation de dispersion des états de bord propageant qui apparaîtront sur la paroi du domaine (Fig. ??-b).

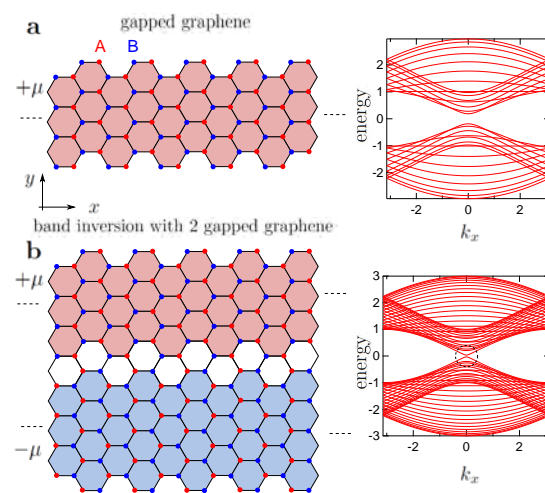


FIGURE 4.12 – Etats de Semenov dans un réseau hexagonal. **a-** L'introduction d'un déséquilibre de masse (sur site), ici caractérisé par μ , modélise un réseau de nitrure de bore hexagonal ($h - BN$) qui se caractérise par l'ouverture d'un « gap » dans la relation de dispersion. **b-** Interface de type « armchair » entre 2 réseaux de défaut de masse opposés $+μ$ et $-μ$. La relation de dispersion présente une inversion de bande associée à un état de bord de propagation.

Annexe A

Curriculum vitæ

Né le 14 janvier 1979
Chargé de Recherche classe normale
Laboratoire de Physique des Solides
Bât. 510, Université Paris Sud, 91405 Orsay

pacsé
Tel : + 33 1 69 15 53 65
Fax : + 33 1 69 15 60 86
julien.gabelli@u-psud.fr

A.1 Cursus académique

- sept. 2008- ... Chargé de recherche CNRS dans l'équipe NanoStructures à la NanoSeconde au Laboratoire de Physique des Solides (LPS)-UMR 8502, Université Paris Sud, Orsay.
- 2006 - 2008 Postdoc au LPS, Université Paris Sud, Orsay.
Fluctuations quantiques du courant électrique.
- fév.-août 2006 Lauréat d'une bourse Von Humboldt. Postdoc dans le groupe de nanophysique de la Ludwig Maximilian Universität, Munich, Allemagne.
Réalisation d'un Qu-bit de spin dans une boîte quantique.
- 2002 - 2005 Doctorat au Laboratoire Pierre Aigrain de l'Ecole Normale Supérieure, Paris.
Mise en évidence de la cohérence quantique des conducteurs en régime dynamique.
- 2001 - 2002 D.E.A de physique quantique à l'Ecole Normale Supérieure, Paris.
- 1999 - 2003 Scolarité à l'Ecole Normale Supérieure, Paris.
- sept. 1999 Admission à l'Ecole Normale Supérieure, Paris, option Mathématiques.

A.2 Carrière professionnelle

A.2.1 Collaborations avec des partenaires académiques

J'ai la chance d'être impliqué dans de nombreuses collaborations tant expérimentales que théoriques. En effet, les compétences théoriques que j'ai acquises lors de mon M2 m'ont permis de garder un contact étroit avec la théorie et de développer de nombreuses collaborations avec des collègues théoriciens.

- Expérimentale et théorique avec Elizabeth Boer-Duchemin (ISMO, UMR 8214, Université Paris Sud) et Jean-Jacques Greffet (Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, Palaiseau) sur la réalisation d'une source de plasmons à base de jonctions tunnels nanométriques. Débutée en 2015,
- Théorique avec Pascal Simon (LPS, UMR 8502, Université Paris Sud) concernant les effets d'un environnement électromagnétique hors d'équilibre sur le transport électronique d'un conducteur quantique. Année 2013,
- Théorique avec Mihajlo Vanevic (Université de Belgrade, Serbie) concernant l'étude des excitations élémentaires dans des conducteurs quantiques. Années 2013-2014,
- Expérimentale avec Claire Kikuchi (CSNSM, UMR 8609, Université Paris Sud) sur l'étude de la transition supraconducteur-isolant dans Nb_xSi_{1-x} . Débutée en 2009,
- Expérimentale avec Bertrand Reulet (Université de Sherbrooke, Canada) concernant l'étude de la « Fluorescence » d'une jonction tunnel dans le domaine micro-onde. Débutée en 2011,
- Théorique avec Eric Akkermann (Department of Physics, Technion, Israël) concernant le rayonnement de conducteurs quantiques en présence d'un environnement fractal. Débutée en 2011,
- Théorique avec Ivan Favero (MPQ, UMR 7162, Université Paris 7) concernant les fluctuations mécaniques de nano-résonateurs. Année 2010.

A.2.2 Animation et administration de la recherche

- Tuteur scientifique de l'école doctoral pour Arnaud Raoux (2014-2017),
- Tuteur scientifique de l'école doctoral pour Ambroise Peugeot (2016-2019),
- Expert scientifique auprès de l'Agence Nationale de la Recherche,
- Rapporteur de la thèse de Jean-Charles Forgues, *Observation d'enchevêtrement, de compression d'état à deux modes et du quatrième cumulant des fluctuations statistiques dans le courant émis par une jonction tunnel*, Université de Sherbrooke, (23 janvier 2016),
- Organisateur des écoles d'été « Aux frontières de la physique mésoscopique », 16-27 septembre 2013, 7-19 juin 2015, 11-23 juin 2017, Mont-Orford national park, Québec, Canada,
- Responsable par intérim de l'équipe NanoStructure à la NanoSeconde durant le détachement de Marco Aprili (Août 2012 - Septembre 2013),
- Membre élu du conseil de laboratoire du LPS (Janvier 2011 - Janvier 2015),

- Membre du jury pour le concours de Maître de Conférences n°696 pour l'Université Joseph Fourier, Grenoble (mai 2011),
- Membre de la commission de rénovation du LPS (depuis 2011),
- sept. 2011 - juin 2014 Organisateur des séminaires pour les étudiants du M2 Concepts Fondamentaux de la Physique - Matière condensée avec S. Guéron,
- Membre expert du jury du concours CNRS n°62 BAP C, pour le recrutement d'un ingénieur de recherche affecté au Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique (octobre 2010).

A.2.3 Enseignement & Participation à des jurys

La formation et l'évaluation des étudiants occupent une place importante dans mon travail. Mes enseignements couvrent la physique générale (concours d'entrée à l'ENS) ainsi que des domaines plus spécialisés (M2).

- depuis 2015 : M2 Concepts Fondamentaux de la Physique. Cours et TDs en tandem avec Xavier Leyronas de « Supraconductivité - jonctions supraconductrices » (18 h/an),
- cours donné durant l' école d'été « Aux frontières de la physique mésoscopique », 11-23 juin 2017, Mont-Orford national park, Québec, Canada. « Fluctuations quantiques du courant électrique » (6 h),
- juin 2011 - juin 2013 : Jury du concours d'entrée à l'ENS Ulm, concours Physique-Chimie : conception de l'épreuve écrite de 6 heures 2012 ([http://www.ens.fr/IMG/file/concours/2012/PC/pc2012_sujet_phy_c_u\[1\].pdf](http://www.ens.fr/IMG/file/concours/2012/PC/pc2012_sujet_phy_c_u[1].pdf)), correction des copies et interrogateur de l'oral de physique,
- 2011 - 2012 : M2 Concepts Fondamentaux de la Physique. TPs associés au cours « Matériaux fonctionnels » (4 h/an),
- 2010 - 2013 : M2 Concepts Fondamentaux de la Physique. TDs associés au cours « Electrons corrélés, Magnétisme - Supraconductivité » (15 h/an),
- juin 2007 - juin 2013 : Interrogations orales en classes préparatoires au lycée Louis-le-Grand,
- juin 2004 - juin 2006 : M1 Formation Interuniversitaire de Physique. TDs associés au cours Conducteurs Quantiques.

A.2.4 Financements obtenus

- Collaborateur (33%) de l'ANR BOCA en partenariat avec C. Naud, O. Buisson, N. Roch and W. Hasch-Guichard (quantum coherence team, Neel Institute, Grenoble) et Karyn Le Hur (Center for Theoretical Physics (CPhT), Ecole Polytechnique) 495 k€,

- Collaborateur (33%) de l'ANR INTELPLAN en partenariat avec Elizabeth Boer-Duchemin (ISMO, UMR 8214, Université Paris Sud) et Jean-Jacques Greffet (Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, Palaiseau) 70 k€,
- Appui financier du Conseil Franco-Québécois de coopération universitaire, programme « Partenariats stratégiques en matière d'enseignement et de recherche » pour l'organisation de l'école d'été « Aux frontières de la physique mésoscopique », juin 2017, Mont-Orford national park, Québec, Canada. 12 k€,
- Projet QEDMicroscOP « Quantum electrodynamics of a quantum conductor : from microwaves to optical photons » auprès du Labex PALM. 50 k€,
- Coordinateur de l'ANR Jeunes Chercheurs, SIMI 4, QcED « Electrodynamique quantique des conducteurs »(2012-2016). 130 k€,
- Projet de coopération (CNRS-MSTD 2012) avec Mihajlo Vanevic 2012-2014. 2 k€,
- Collaborateur (20%) de l'ANR POSTIT - coordinatrice : C. Marrache-Kikuchi (2011-2013), 390 k€
- Contrat RTRA pour l'organisation de l'école d'été « Aux frontières de la physique mésoscopique », 16-27 September 2013, Mont-Orford national park, Québec. Canada. 5 k€.

A.2.5 Encadrement

Post-doctorants

- fév 2012 - fév 2014 : Pascale Diener, *Microwave transport in NbSi to study the superconductor-insulator transition* (50% avec C. Marrache-Kikuchi),
- jan - aout 2013 : Edouard Pinsolle, *Quantum nature of light emitted by tunnel junction.*

Doctorants

- sept 2010 - avril 2014 : François Couedo, *Microwave transport in NbSi to study the superconductor-insulator transition* (encadrement à 50% avec C. Marrache-Kikuchi),
- sept 2013 - juin 2016 : Vincent Humbert, *Etude des états fondamentaux dans des systèmes supraconducteurs désordonnés de dimension 2* (encadrement à 50% avec C. Marrache-Kikuchi),
- oct 2013 - fév. 2017 : Pierre Février, *Dynamical Coulomb blockade effect in a fractal environment* (directeur de thèse, encadrement à 100%),
- sept. 2015 - janv. 2019 : Alexis Morvan, *Simulation des états du graphène et du nitrure de bore dans un réseau de résonateurs supraconducteur* (directeur de thèse, encadrement à 50% avec J. Estève),

- sept 2016 - présent : Gianluca Aiello, Université de Trento, *Interacting Photons in Arrays of Kinetic Inductance Superconducting Resonators* (encadrement à 50% avec J. Estève),
- sept 2016 - présent : Mathieu Féchant, Ecole Normale Supérieure, *Vers l'observation d'états quantiques fortement corrélés dans un réseau de cavités microndes* (encadrement à 50% avec J. Estève).

Etudiants en « Master Thesis »

- janv. - fév. 2010 : Maxime Baczyk, M2 Matière Condensée de l'ED107. *Etude théorique du bruit photoassisté par un signal périodique quelconque dans une jonction tunnel*,
- janv. - fév. 2010 : Yi Liu, M2 Matière Condensée de l'ED107. *Etude expérimentale de la susceptibilité de bruit dans une fil mésoscopique d'aluminium dans le régime d'électrons chauds ($1.5\text{K} < T < 4.2\text{K}$)* ,
- janv. - fév 2013 : Baydir Bouali, M2-CFP parcours Matière Condensée. *Quantum nature of light emitted by tunnel junction*,
- janv. - mars 2013 Pierre Février, M2-CFP parcours Matière Condensée and PhD thesis, *Dynamical Coulomb blockade effect in a fractal environment*,
- avril - juillet 2017 : Félicien Appas, Stage de recherche de l'école Polytechnique, 3ème année . *Conception de lignes RF pour le couplage dynamique entre cavités micro-ondes*, lauréat du prix du stage de recherche de l'X,
- janv. 2015 - mars 2015 : Alexis Morvan, *Simulation des états du graphène et du nitrure de bohr dans un réseau de résonateurs supraconducteur*, under co-supervision of J. Estève (50 %) and J. Gabelli (50 %),
- janv. 2016 - mars 2015 : Gianluca Aiello, *Interacting Photons in Arrays of Kinetic Inductance Superconducting Resonators*, under co-supervision of J. Estève (50 %) and J. Gabelli (50 %),
- janv. 2015 - juillet 2016 : Mathieu Féchant, *Vers l'observation d'états quantiques fortement corrélés dans un réseau de cavités micro-ondes*, under co-supervision of J. Estève (50 %) and J. Gabelli (50 %).

A.2.5.1 Diffusion de la culture scientifique

Dans un souci permanent d'intéresser le plus grand nombre de personnes à la physique, je participe à des conférences ou des films de vulgarisation.

Intervention télévisée dans l'émission « On n'est pas que des cobayes » : http://www.france5.fr/emissions/on-n-est-pas-que-des-cobayes/experiences/experience-3-mission-se-retourner-comme-une-tortue_295983

Intervention dans l'émission télévisée « E=M6 » : *Les questions que tous les enfants se posent et leurs réponses toutes simples*. http://www.m6.fr/emission-e_m6/videos/11284812-comment_le_ballon_fait_il_pour_rebondir.html (2013),

Médiateur scientifique dans un film à destination d'un public collège-lycée sur les recherches menées à Orsay : Le défi énergétique. Service de création audiovisuelle de l'Université Paris Sud. http://www.canal-u.tv/video/scavo/le_defi_energetique.10594 (2012),

Conférence grand public dans le cadre du Petit Séminaire de Vulgarisation, LPS, Université Paris Sud, Orsay. « ... Du chaud vers le froid..., la course aux basses températures » : <http://chercheurs.lps.u-psud.fr/video/chaudfroid/> (2010).

A.2.5.2 Liste titres et travaux**articles**

- [1] P. Février and J. Gabelli. *Tunneling time probed by quantum shot noise*. *Nature communications* 9 4940 (2018),
- [2] C. Vaneph, A. Morvan, G. Aiello, M Féchant, M. Aprili, J. Gabelli and J. Estève. *Observation of the unconventional photon blockade in the microwave domain*. *Phys. Rev. Lett.* 121 043602 (2018), 7 citations,
- [3] M. Vanević, J. Gabelli, W. Belzig and B. Reulet. *Electron and electron-hole quasiparticle states in a driven quantum contact*. *Phys. Rev. B* 93 041416 (2016), 9 citations,
- [4] K. Thibault, J. Gabelli, C. Lupien and B. Reulet. *Pauli-heisenberg oscillations in electron quantum transport*. *Phys. Rev. Lett.* 114 236604 (2015), 16 citations,
- [5] J. -R. Souquet, M. J. Woolley, J. Gabelli, P. Simon and A. A. Clerk. *Photon-assisted tunnelling with nonclassical light*. *Nature communications* 5 5562 (2014), 23 citations,
- [6] J. Gabelli, L. Spietz, J. Aumentado and B. Reulet. *Electron-photon correlations and the third moment of quantum noise*. *New Journal of Physics* 15 113045 (2013), 6 citations,
- [7] J. Gabelli and B. Reulet. *Shaping a time-dependent excitation to minimize the shot noise in a tunnel junction*. *Phys. Rev. B* 87 075403 (2013), 46 citations,
- [8] J. Gabelli , G. Fève, J.-M. Berroir, B. Plaçais. *A coherent RC circuit*. *Reports on progress in physics* 75 126504 (2012), 37 citations.
- [9] J. Restrepo, J. Gabelli, C. Ciuti and I. Favero. *Classical and quantum theory of photothermal cavity cooling of a mechanical oscillator*. *Comptes Rendus Physique* 12 860 (2011), 50 citations,
- [10] I. Bonnet and J. Gabelli. *Probing Planck's law at home*. *European Journal of Physics* 31 1463 (2010), 7 citations,
- [11] J. Gabelli and B. Reulet. *Full counting statistics of avalanche transport : An experiment*. *Phys. Rev. B* 80 161203 (2009), 44 citations,
- [12] J. Gabelli, G. Fève, T. Kontos, J.-M. Berroir, B. Plaçais, D.-C. Glattli, B. Etienne, Y. Jin and M. Büttiker. *Relaxation Time of a Chiral Quantum R- L Circuit*. *Phys. Rev. Lett.* 98 166806 (2007), 69 citations,
- [13] J. Gabelli and B. Reulet. *Dynamics of quantum noise in a tunnel junction under ac excitation*. *Phys. Rev. Lett.* 100 026601 (2008), 94 citations,
- [14] J. Gabelli, G. Fève, Gwendal, J.-M. Berroir, B. Plaçais, A. Cavanna, B. Etienne, Y. Jin and D.-C. Glattli. *Violation of Kirchhoff's laws for a coherent RC circuit*. *Science* 313 499 (2006), 339 citations,
- [15] J. Gabelli, L.-H. Reydellet, G. Fève, J.-M. Berroir, B. Plaçais, P. Roche and D.-C. Glattli. *Hanbury Brown-Twiss correlations to probe the population statistics of GHz photons emitted by conductors*. *Phys. Rev. Lett.* 93 056801 (2004), 73 citations.

arxiv preprints

- [1] J. Basset, D. Watfa, G. Aiello, M. Féchant, A. Morvan, J. Estève, J. Gabelli, M. Aprili, R. Weil, A. Kasumov, H. Bouchiat, R. Deblock. *Quantum dynamics of a microwave resonator strongly coupled to a tunnel junction*. *arXiv*

preprint : 1807.02364 (2018), accepted for publication in *Journal of Applied Physics*. arXiv preprint : 1811.06496 (2018),

- [2] J. Estève, M. Aprili and J. Gabelli. *Quantum dynamics of a microwave resonator strongly coupled to a tunnel junction*. arXiv preprint : 1807.02364 (2018), submitted to *Nature Communication*.
- [3] F. Couëdo, L. Bergé, L. Dumoulin, M. Aprili, C.A. Marrache-Kikuchi and J. Gabelli. *Environnement-insensitive calibration for cryogenic broadband microwave reflectometry measurements*. arXiv preprint : 1801.00436v2 [cond (2018), submitted to *Phys. Rev. Applied*,
- [4] P. Février and J. Gabelli. *Violation of the fluctuation-dissipation relation in a tunnel junction at optical frequencies*. arXiv preprint : 1707.03803 (2017), 1 citations,
- [5] J. Gabelli and B. Reulet. *The noise susceptibility of a photo-excited coherent conductor*. arXiv preprint : 0801.1432 (2008), 7 citations.

peer-review proceedings

- [1] J. Gabelli, K. Thibault, G. Gasse, C. Lupien and B. Reulet. *Characterization and control of charge transfer in a tunnel junction*. *physica status solidi (b)* 254 1600619 (2018), 3 citations,
- [2] K. Thibault, J. Gabelli, C. Lupien and B. Reulet. *Electron thermal, quantum, shot, and photo-assisted noise : From spectroscopy to current-current correlator in time domain*. *Noise and Fluctuations (ICNF), 2015 International Conference on IEEE* pages 1-6 (2015),
- [3] P. Diener, F. Couëdo, C. Marrache-Kikuchi, M. Aprili and J. Gabelli. *Cryogenic calibration setup for broadband complex impedance measurements*. *AIP Conference Proceedings* 113 1610 (2014), 3 citations,
- [4] J. Gabelli and B. Reulet. *Measurements of the third cumulant in quantum shot noise at high frequency*. *Noise and Fluctuations (ICNF), 2011 21st International Conference on IEEE* pages 329–331 (2011), 1 citation,
- [5] J. Gabelli and B. Reulet. *High frequency dynamics and the third cumulant of quantum noise*. *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment* 2009 P01049 (2009), 28 citations,
- [6] J. Gabelli and B. Reulet. *The noise susceptibility of a coherent conductor*. *Noise and Fluctuations in Circuits, Devices, and Materials* 6600 66000T (2007), 6 citations,
- [7] J. Gabelli , G. Fève, J.-M. Berroir, B. Plaçais, Y. Jin, B. Etienne and D.-C. Glattli. *A quantum mesoscopic rc circuit realized in a 2D electron gas*. *Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures* 34 576-579 (2006), 5 citations.

articles de revue (synthèses...)

- [1] J. Gabelli , G. Fève, J.-M. Berroir, B. Plaçais. *A coherent RC circuit*. *Reports on progress in physics* 75 126504 (2012), 37 citations.

ouvrage

- [1] B. Reulet, J. Gabelli, L. Spietz and D. Prober. *The third moment of current fluctuations in a tunnel junction : experiments in the classical and quantum regimes*. *Perspectives Of Mesoscopic Physics : Dedicated to Yoseph Imry's 70th Birthday* pages 211-221, (2010), 1 citation.

articles de vulgarisation

- [1] J. Gabelli , G. Fève, J.-M. Berroir, B. Plaçais, Y. Jin, U. Gennser, B. Etienne and D.-C. Glattli. *Le circuit RC cohérent : une relaxation surprenante de la charge. Congrès SFP 2007* (2007),
- [2] J. Gabelli and B. Reulet. *Le bruit dissymétrique du courant électrique. Images de la physique* page 35 (2007), 3 citations,
- [3] I. Bonnet and J. Gabelli. *Probing Planck's law at home. European Journal of Physics* 31 1463 (2010), 7 citations.

Bibliographie

- Altimiras, C., Parlavecchio, O., Joyez, P., Vion, D., Roche, P., Esteve, D., and Portier, F. (2014). Dynamical Coulomb Blockade of Shot Noise. *Physical Review Letters*, 112(23) :236803.
- Averkin, A. S., Zhuravel, A. P., Karpov, A., Anlage, S. M., and Ustinov, A. V. (2013). Ultra-compact superconductive resonator with double-spiral structure. In *2013 7th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics*, pages 142–144. IEEE.
- Baake, M. and Moody, R. V. (2000). *Directions in mathematical quasicrystals*. American Mathematical Society.
- Bachmann, S., Graf, G. M., and Lesovik, G. B. (2010). Time Ordering and Counting Statistics. *Journal of Statistical Physics*, 138(1-3) :333–350.
- Bardeen, J. (1962). Critical Fields and Currents in Superconductors. *Reviews of Modern Physics*, 34(4) :667–681.
- Basset, J., Bouchiat, H., and Deblock, R. (2010). Emission and Absorption Quantum Noise Measurement with an On-Chip Resonant Circuit. *Physical Review Letters*, 105(16) :166801.
- Battista, F., Haupt, F., and Splettstoesser, J. (2014). Energy and power fluctuations in ac-driven coherent conductors. *Physical Review B*, 90(8) :085418.
- Bednorz, A. and Belzig, W. (2008). Formulation of Time-Resolved Counting Statistics Based on a Positive-Operator-Valued Measure. *Physical Review Letters*, 101(20) :206803.
- Beenakker, C. W. J. and Schomerus, H. (2000). Counting statistics of photons produced by electronic shot noise. *Physical Review Letters*.
- Beenakker, C. W. J. and Schomerus, H. (2004). Antibunched Photons Emitted by a Quantum Point Contact out of Equilibrium. *Physical Review Letters*, 93(9) :096801.
- Bellec, M., Kuhl, U., Montambaux, G., and Mortessagne, F. (2013). Tight-binding couplings in microwave artificial graphene. *Physical Review B*, 88(11) :115437.
- Billangeon, P.-M., Pierre, F., Bouchiat, H., and Deblock, R. (2006). Emission and Absorption Asymmetry in the Quantum Noise of a Josephson Junction. *Physical Review Letters*, 96(13) :136804.

- Buret, M., Uskov, A. V., Dellinger, J., Cazier, N., Mennemanteuil, M.-M., Berthelot, J., Smetanin, I. V., Protsenko, I. E., Colas-des Francs, G., and Bouhelier, A. (2015). Spontaneous Hot-Electron Light Emission from Electron-Fed Optical Antennas. *Nano Letters*, 15(9) :5811–5818.
- Callen, H. B. and Welton, T. A. (1951). Irreversibility and Generalized Noise. *Physical Review*, 83(1) :34–40.
- Carusotto, I. and Ciuti, C. (2013). Quantum fluids of light. *Reviews of Modern Physics*, 85(1) :299–366.
- Clerk, A. A., Devoret, M. H., Girvin, S. M., Marquardt, F., and Schoelkopf, R. J. (2010). Introduction to quantum noise, measurement, and amplification. *Reviews of Modern Physics*, 82(2) :1155–1208.
- Couëdo, F., Bergé, L., Dumoulin, L., Aprili, M., Marrache-Kikuchi, C. A., and Gabelli, J. (2018). Sample-based calibration for cryogenic broadband microwave reflectometry measurements. *arXiv* :1801.00436.
- Creux, M., Crépieux, A., and Martin, T. (2006). Finite-frequency noise cross correlations of a mesoscopic circuit : A measurement method using a resonant circuit. *Physical Review B*, 74(11) :115323.
- Crooks, G. E. (1999). Entropy production fluctuation theorem and the nonequilibrium work relation for free energy differences. *Physical Review E*, 60(3) :2721–2726.
- Dareau, A., Levy, E., Aguilera, M. B., Bouganne, R., Akkermans, E., Gerbier, F., and Beugnon, J. (2017). Revealing the Topology of Quasicrystals with a Diffraction Experiment. *Physical Review Letters*, 119(21) :215304.
- Davis, L. C. (1977). Theory of surface-plasmon excitation in metal-insulator-metal tunnel junctions. *Physical Review B*, 16(6) :2482–2490.
- Diener, P., Couëdo, F., Marrache-Kikuchi, C., Aprili, M., and Gabelli, J. (2014). Cryogenic calibration setup for broadband complex impedance measurements. In *AIP Conference Proceedings*, volume 1610, page 113. American Institute of Physics.
- Drescher, M. and Mielke, A. (2017). Hard-core bosons in flat band systems above the critical density. *The European Physical Journal B*, 90(11) :217.
- Du, W., Wang, T., Chu, H.-S., and Nijhuis, C. A. (2017). Highly efficient on-chip direct electronic–plasmonic transducers. *Nature Photonics*, 11(10) :623–627.
- Einstein, A. (1969). Über die Entwicklung unserer Anschauungen über das Wesen und die Konstitution der Strahlung. *Physik Journal*, 25(9) :386–391.
- Février, P. and Gabelli, J. (2018). Tunneling time probed by quantum shot noise. *Nature Communications*, 9(1) :4940.
- Fink, J. M., Göppl, M., Baur, M., Bianchetti, R., Leek, P. J., Blais, A., and Wallraff, A. (2008). Climbing the Jaynes–Cummings ladder and observing its nonlinearity in a cavity QED system. *Nature*, 454(7202) :315–318.
- Fleming, R. M. and Grimes, C. C. (1979). Sliding-Mode Conductivity in Nb Se 3 : Observation of a Threshold Electric Field and Conduction Noise. *Physical Review Letters*, 42(21) :1423–1426.

- Forgues, J.-C., Lupien, C., and Reulet, B. (2014). Emission of Microwave Photon Pairs by a Tunnel Junction. *Physical Review Letters*, 113(4) :043602.
- Forgues, J.-C., Lupien, C., and Reulet, B. (2015). Experimental Violation of Bell-like Inequalities By Electronic Shot Noise. *Physical Review Letters*, 114(13) :130403.
- Gabelli, J. and Reulet, B. (2007). The noise susceptibility of a coherent conductor. In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 6600.
- Gabelli, J. and Reulet, B. (2008). Dynamics of quantum noise in a tunnel junction under ac excitation. *Physical Review Letters*, 100(2).
- Gabelli, J. and Reulet, B. (2009a). Full counting statistics of avalanche transport : An experiment. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 80(16).
- Gabelli, J. and Reulet, B. (2009b). High frequency dynamics and the third cumulant of quantum noise. *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment*, 2009(1).
- Gabelli, J. and Reulet, B. (2013a). Shaping a time-dependent excitation to minimize the shot noise in a tunnel junction. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 87(7).
- Gabelli, J. and Reulet, B. (2013b). Shaping a time-dependent excitation to minimize the shot noise in a tunnel junction. *Physical Review B*, 87(7) :075403.
- Gabelli, J., Spietz, L., Aumentado, J., and Reulet, B. (2013a). Electron-photon correlations and the third moment of quantum noise. *New Journal of Physics*, 15.
- Gabelli, J., Spietz, L., Aumentado, J., and Reulet, B. (2013b). Electron-photon correlations and the third moment of quantum noise. *New Journal of Physics*, 15(11) :113045.
- Gabelli, J., Thibault, K., Gasse, G., Lupien, C., and Reulet, B. (2017). Characterization and control of charge transfer in a tunnel junction. *Physica Status Solidi (B) Basic Research*, 254(3).
- Galaktionov, A. V., Golubev, D. S., and Zaikin, A. D. (2003a). Current fluctuations and electron-electron interactions in coherent conductors. *Physical Review B*, 68(8) :085317.
- Galaktionov, A. V., Golubev, D. S., and Zaikin, A. D. (2003b). Statistics of current fluctuations in mesoscopic coherent conductors at nonzero frequencies. *Physical Review B*, 68(23) :235333.
- Gao, J. (2008). *The physics of superconducting microwave resonators*. PhD thesis, California Institute of Technology.
- Gardiner, C. W. and Collett, M. J. (1985). Input and output in damped quantum systems : Quantum stochastic differential equations and the master equation. *Physical Review A*, 31(6) :3761–3774.
- Gavish, U., Levinson, Y., and Imry, Y. (2000). Detection of quantum noise. *Physical Review B*, 62(16) :R10637–R10640.

- Gimzewski, J. K., Sass, J. K., Schlitter, R. R., and Schott, J. (1989). Enhanced Photon Emission in Scanning Tunnelling Microscopy. *Europhysics Letters (EPL)*, 8(5) :435–440.
- Glauber, R. J. (1963). Coherent and Incoherent States of the Radiation Field. *Physical Review*, 131(6) :2766–2788.
- Golubev, D. S., Galaktionov, A. V., and Zaikin, A. D. (2005). Electron transport and current fluctuations in short coherent conductors. *Physical Review B*, 72(20) :205417.
- Gonzalez, J. I., Lee, T.-H., Barnes, M. D., Antoku, Y., and Dickson, R. M. (2004). Quantum Mechanical Single-Gold-Nanocluster Electroluminescent Light Source at Room Temperature. *Physical Review Letters*, 93(14) :147402.
- Greentree, A. D., Tahan, C., Cole, J. H., and Hollenberg, L. C. L. (2006). Quantum phase transitions of light. *Nature Physics*, 2(12) :856–861.
- Greffet, J.-J., Laroche, M., and Marquier, F. (2010). Impedance of a Nanoantenna and a Single Quantum Emitter. *Physical Review Letters*, 105(11) :117701.
- Grimsmo, A. L., Qassemi, F., Reulet, B., and Blais, A. (2016). Quantum Optics Theory of Electronic Noise in Coherent Conductors. *Physical Review Letters*, 116(4) :043602.
- Hanisch, M. and Otto, A. (1994). Light emission from rough tunnel junctions in UHV. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 6(45) :9659–9676.
- Heeres, R. W., Dorenbos, S. N., Koene, B., Solomon, G. S., Kouwenhoven, L. P., and Zwiller, V. (2010). On-Chip Single Plasmon Detection. *Nano Letters*, 10(2) :661–664.
- Heeres, R. W., Kouwenhoven, L. P., and Zwiller, V. (2013). Quantum interference in plasmonic circuits. *Nature Nanotechnology*, 8(10) :719–722.
- Ho Eom, B., Day, P. K., LeDuc, H. G., and Zmuidzinas, J. (2012). A wideband, low-noise superconducting amplifier with high dynamic range. *Nature Physics*, 8(8) :623–627.
- Hofheinz, M., Portier, F., Baudouin, Q., Joyez, P., Vion, D., Bertet, P., Roche, P., and Esteve, D. (2011). Bright Side of the Coulomb Blockade. *Physical Review Letters*, 106(21) :217005.
- Hofstadter, D. R. (1976). Energy levels and wave functions of Bloch electrons in rational and irrational magnetic fields. *Physical Review B*, 14(6) :2239–2249.
- Hone, D., Mühlischlegel, B., and Scalapino, D. J. (1978). Theory of light emission from small particle tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 33(2) :203–204.
- Houck, A. A., Türeci, H. E., and Koch, J. (2012). On-chip quantum simulation with superconducting circuits. *Nature Physics*, 8(4) :292–299.
- Ivanov, D. A., Lee, H. W., and Levitov, L. S. (1997). Coherent states of alternating current. *Physical Review B*, 56(11) :6839–6850.
- Jacqmin, T., Carusotto, I., Sagnes, I., Abbarchi, M., Solnyshkov, D., Malpuech, G., Galopin, E., Lemaître, A., Bloch, J., and Amo, A. (2014). Direct Observation of Dirac Cones and a Flatband in a Honeycomb Lattice for Polaritons. *Physical Review Letters*, 112(11) :116402.

- Jacques, V. L. R., Le Bolloc'h, D., Ravy, S., Dumas, J., Colin, C. V., and Mazzoli, C. (2012). Evolution of a large-periodicity soliton lattice in a current-driven electronic crystal. *Physical Review B*, 85(3) :035113.
- Jarzynski, C. (1997). Nonequilibrium Equality for Free Energy Differences. *Physical Review Letters*, 78(14) :2690–2693.
- Johnson, J. B. (1928). Thermal Agitation of Electricity in Conductors. *Physical Review*, 32(1) :97–109.
- Kaasbjerg, K. and Nitzan, A. (2015). Theory of Light Emission from Quantum Noise in Plasmonic Contacts : Above-Threshold Emission from Higher-Order Electron-Plasmon Scattering. *Physical Review Letters*, 114(12) :126803.
- Kirtley, J. R., Theis, T. N., and Tsang, J. C. (1980). Diffraction-grating-enhanced light emission from tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 37(5) :435–437.
- Kirtley, J. R., Theis, T. N., Tsang, J. C., and DiMaria, D. J. (1983). Hot-electron picture of light emission from tunnel junctions. *Physical Review B*, 27(8) :4601–4611.
- Krupko, Y., Nguyen, V. D., Weiß, T., Dumur, É., Puertas, J., Dassonneville, R., Naud, C., Hekking, F. W. J., Basko, D. M., Buisson, O., Roch, N., and Hasch-Guichard, W. (2018). Kerr nonlinearity in a superconducting Josephson metamaterial. *Physical Review B*, 98(9) :094516.
- Kumar, A., Saminadayar, L., Glattli, D. C., Jin, Y., and Etienne, B. (1996). Experimental Test of the Quantum Shot Noise Reduction Theory. *Physical Review Letters*, 76(15) :2778–2781.
- Laks, B. and Mills, D. L. (1979). Photon emission from slightly roughened tunnel junctions. *Physical Review B*, 20(12) :4962–4980.
- Lambe, J. and McCarthy, S. L. (1976). Light Emission from Inelastic Electron Tunneling. *Physical Review Letters*, 37(14) :923–925.
- Landau, L. D. L. D., Lifshits, E. M. E. M., and Pitaevskii, L. P. L. P. (1996). *Statistical physics*. Butterworth-Heinemann, c1980.
- Landauer, R. and Martin, T. (1994). Barrier interaction time in tunneling. *Reviews of Modern Physics*, 66(1) :217–228.
- Le Boité, A., Orso, G., and Ciuti, C. (2013). Steady-State Phases and Tunneling-Induced Instabilities in the Driven Dissipative Bose-Hubbard Model. *Physical Review Letters*, 110(23) :233601.
- Lecocq, F., Pop, I. M., Peng, Z., Matei, I., Crozes, T., Fournier, T., Naud, C., Guichard, W., and Buisson, O. (2011). Junction fabrication by shadow evaporation without a suspended bridge. *Nanotechnology*, 22(31) :315302.
- Leggett, A. J. (2013). Macroscopic Quantum Systems and the Quantum Theory of Measurement. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 69(0) :80–100.
- Leppäkangas, J., Fogelström, M., Grimm, A., Hofheinz, M., Marthaler, M., and Johansson, G. (2015). Antibunched Photons from Inelastic Cooper-Pair Tunneling. *Physical Review Letters*, 115(2) :027004.

- Leppäkangas, J., Johansson, G., Marthaler, M., and Fogelström, M. (2014). Input–output description of microwave radiation in the dynamical Coulomb blockade. *New Journal of Physics*, 16(1) :015015.
- Lesovik, G. B. and Chtchelkatchev, N. M. (2003). Quantum and classical binomial distributions for the charge transmitted through coherent conductor. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 77(7) :393–396.
- Lesovik, G. B. and Loosen, R. (1997). On the detection of finite-frequency current fluctuations. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 65(3) :295–299.
- Lesovik G. B. (1989). Excess quantum noise in 2D ballistic point contacts. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 49 :592.
- Levitov, L. S., Lee, H., and Lesovik, G. B. (1996). Electron counting statistics and coherent states of electric current. *Journal of Mathematical Physics*, 37(10) :4845–4866.
- Levitov, L. S. and Lesovik, G. B. (1994). Quantum Measurement in Electric Circuit. *arXiv :cond-mat/9401004*.
- Macé, N., Jagannathan, A., and Piéchon, F. (2016). Fractal dimensions of wave functions and local spectral measures on the Fibonacci chain. *Physical Review B*, 93(20) :205153.
- Martin, T. and Landauer, R. (1992). Wave-packet approach to noise in multichannel mesoscopic systems. *Physical Review B*, 45(4) :1742–1755.
- Matthews, P. T. (1949). The Application of Dyson’s Methods to Meson Interactions. *Physical Review*, 76(5) :684–685.
- McIntyre, R. and J., R. (1972). The distribution of gains in uniformly multiplying avalanche photodiodes : Theory. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 19(6) :703–713.
- Mendes, U. C. and Mora, C. (2015). Cavity squeezing by a quantum conductor. *New Journal of Physics*, 17(11) :113014.
- Movshovich, R., Yurke, B., Kaminsky, P. G., Smith, A. D., Silver, A. H., Simon, R. W., and Schneider, M. V. (1990). Observation of zero-point noise squeezing via a Josephson-parametric amplifier. *Physical Review Letters*, 65(12) :1419–1422.
- Nazarov, Y. V. and Kindermann, M. (2003). Full counting statistics of a general quantum mechanical variable. *The European Physical Journal B - Condensed Matter*, 35(3) :413–420.
- Nyquist, H. (1928). Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors. *Physical Review*, 32(1) :110–113.
- Paik, H., Schuster, D. I., 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., and Schoelkopf, R. J. (2011). Observation of High Coherence in Josephson Junction Qubits Measured in a Three-Dimensional Circuit QED Architecture. *Physical Review Letters*, 107(24) :240501.

- Parlavecchio, O., Altimiras, C., Souquet, J.-R., Simon, P., Safi, I., Joyez, P., Vion, D., Roche, P., Esteve, D., and Portier, F. (2015). Fluctuation-Dissipation Relations of a Tunnel Junction Driven by a Quantum Circuit. *Physical Review Letters*, 114(12) :126801.
- Perronet, K., Barbier, L., and Charra, F. (2004). Influence of the Au(111) reconstruction on the light emission induced by a scanning tunneling microscope. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 70(20) :1–4.
- Persson, B. N. J. and Baratoff, A. (1992). Theory of photon emission in electron tunneling to metallic particles. *Physical Review Letters*, 68(21) :3224–3227.
- Planck, M. (1900). On the Theory of the Energy Distribution Law of the Normal Spectrum. *Verhandl. Dtsch. phys. Ges.*, 2(237).
- Raether, H. (2013). *Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings*. Springer-Verlag Berlin An.
- Raftery, J., Sadri, D., Schmidt, S., Türeci, H. E., and Houck, A. A. (2014). Raftery. *Physical Review X*, 4(3) :031043.
- Reulet, B., Senzier, J., and Prober, D. E. (2003). Environmental Effects in the Third Moment of Voltage Fluctuations in a Tunnel Junction. *Physical Review Letters*, 91(19) :196601.
- Reznikov, M., Heiblum, M., Shtrikman, H., and Mahalu, D. (1995). Temporal Correlation of Electrons : Suppression of Shot Noise in a Ballistic Quantum Point Contact. *Physical Review Letters*, 75(18) :3340–3343.
- Roushan, P., Neill, C., Megrant, A., Chen, Y., Babbush, R., Barends, R., Campbell, B., Chen, Z., Chiaro, B., Dunsworth, A., Fowler, A., Jeffrey, E., Kelly, J., Lucero, E., Mutus, J., O'Malley, P. J. J., Neeley, M., Quintana, C., Sank, D., Vainsencher, A., Wenner, J., White, T., Kapit, E., Neven, H., and Martinis, J. (2017). Chiral ground-state currents of interacting photons in a synthetic magnetic field. *Nature Physics*, 13(2) :146–151.
- Roussel, B., Degiovanni, P., and Safi, I. (2016). Perturbative fluctuation dissipation relation for nonequilibrium finite-frequency noise in quantum circuits. *Physical Review B*, 93(4) :045102.
- Salo, J., Hekking, F. W. J., and Pekola, J. P. (2006). Frequency-dependent current correlation functions from scattering theory. *Physical Review B*, 74(12) :125427.
- Schneider, N. L., Schull, G., and Berndt, R. (2010). Optical Probe of Quantum Shot-Noise Reduction at a Single-Atom Contact. *Physical Review Letters*, 105(2) :026601.
- Schoelkopf, R. J., Kozhevnikov, A. A., Prober, D. E., and Rooks, M. J. (1998). Observation of “Photon-Assisted” Shot Noise in a Phase-Coherent Conductor. *Physical Review Letters*, 80(11) :2437–2440.
- Semenoff, G. W., Semenoff, V., and Zhou, F. (2008). Domain Walls in Gapped Graphene. *Physical Review Letters*, 101(8) :087204.
- Sondhi, S. L., Girvin, S. M., Carini, J. P., and Shahar, D. (1997). Continuous quantum phase transitions. *Reviews of Modern Physics*, 69(1) :315–333.

- Souquet, J.-R. and Clerk, A. (2016). Fock-state stabilization and emission in superconducting circuits using dc-biased Josephson junctions. *Physical Review A*, 93(6) :060301.
- Souquet, J.-R., Woolley, M., Gabelli, J., Simon, P., and Clerk, A. (2014). Photon-assisted tunnelling with nonclassical light. *Nature Communications*, 5.
- Sparks, P. D., Sjodin, T., Reed, B. W., and Stege, J. (1992). Light emission from the slow mode of tunnel junctions on short period diffraction gratings. *Physical Review Letters*, 68(17) :2668–2671.
- Tanese, D., Gurevich, E., Baboux, F., Jacqmin, T., Lemaître, A., Galopin, E., Sagnes, I., Amo, A., Bloch, J., and Akkermans, E. (2014). Fractal Energy Spectrum of a Polariton Gas in a Fibonacci Quasiperiodic Potential. *Physical Review Letters*, 112(14) :146404.
- Thibault, K., Gabelli, J., Lupien, C., and Reulet, B. (2015a). Pauli-Heisenberg Oscillations in Electron Quantum Transport. *Physical Review Letters*, 114(23) :236604.
- Thibault, K., Gabelli, J., Lupien, C., and Reulet, B. (2015b). Pauli-Heisenberg Oscillations in Electron Quantum Transport. *Physical Review Letters*, 114(23).
- Underwood, D. L., Shanks, W. E., Koch, J., and Houck, A. A. (2012). Low-disorder microwave cavity lattices for quantum simulation with photons. *Physical Review A*, 86(2) :023837.
- Verbin, M., Zilberberg, O., Lahini, Y., Kraus, Y. E., and Silberberg, Y. (2015). Topological pumping over a photonic Fibonacci quasicrystal. *Physical Review B*, 91(6) :064201.
- Wallraff, A., Schuster, D. I., Blais, A., Frunzio, L., Huang, R.-S., Majer, J., Kumar, S., Girvin, S. M., and Schoelkopf, R. J. (2004). Strong coupling of a single photon to a superconducting qubit using circuit quantum electrodynamics. *Nature*, 431(7005) :162–167.
- Xu, F., Holmqvist, C., and Belzig, W. (2014). Overbias Light Emission due to Higher-Order Quantum Noise in a Tunnel Junction. *Physical Review Letters*, 113(6) :066801.
- Ya.M. Blanter, M. B. (2000). Physics Reports. *Physics Reports*, 336 :1–166.
- Yin, Y. (2018). Quasiparticle states in AC-driven quantum conductors : A scattering theory approach. *arXiv* :1801.01650.
- Yurke, B. and Denker, J. S. (1984). Quantum network theory. *Physical Review A*, 29(3) :1419–1437.
- Zakka-Bajjani, E., Ségala, J., Portier, F., Roche, P., Glattli, D. C., Cavanna, A., and Jin, Y. (2007). Experimental Test of the High-Frequency Quantum Shot Noise Theory in a Quantum Point Contact. *Physical Review Letters*, 99(23) :236803.